Thèse de Doctorat
de l'Université
Paris VI

Spécialité

Physique des particules élémentaires

présentée par

Emmanuelle PEREZ

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VI

Recherche de Particules Supersymétriques dans l'expérience H1

soutenue le 17 Juin 1996

devant le jury composé de

P. Binétruy Président

J. Chauveau

M. David

H. Dreiner Rapporteur

J.-F. Grivaz Rapporteur

Y. Sirois

Sommaire

Introduction

Le Modèle Standard est le cadre théorique adopté à l'heure actuelle pour décrire les particules élémentaires et leurs interactions faibles, électromagnétiques et fortes. Bien qu'il n'ait pas été mis en défaut expérimentalement, les motivations théoriques sont nombreuses pour penser que ce modèle est seulement la théorie effective, valable aux énergies accessibles aujourd'hui, d'une théorie plus fondamentale. Plusieurs extensions de ce modèle ont été proposées, mais pour l'instant l'expérience n'a pas permis de confirmer une de ces hypothèses. Parmi elles, la supersymétrie occupe une place de choix. Cette théorie prédit l'existence, pour chaque particule connue, d'un "partenaire supersymétrique". Le sujet de cette thèse concerne la recherche de telles particules dans l'expérience H1, à HERA. Le cadre théorique considéré est celui de l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard, mais où la R-parité, un nouveau nombre quantique introduit en supersymétrie, n'est pas conservée.
Cette thèse est organisée en sept chapitres, dont on va brièvement décrire le contenu.

Le premier chapitre est une présentation de la machine HERA, qui est un collisionneur *ep*. On y rappellera aussi le Modèle Standard dans ses grandes lignes, et on verra quelles sont ses principales insuffisances, parmi lesquelles émergent des motivations pour la supersymétrie. Enfin, une rapide revue des sujets de physique étudiés à HERA sera proposée.

Le chapitre suivant présente le cadre théorique de l'extension supersymétrique du Modèle Standard. On y verra comment construire une théorie supersymétrique possédant aussi certaines symétries de jauge. On insistera sur la nécessité de briser la supersymétrie et sur les moyens d'y arriver. Pour ce faire, quelques notions de supergravité seront introduites. Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal sera ensuite présenté, et la R-parité définie. C'est un modèle dans lequel cette R-parité n'est pas conservée que nous considérerons par la suite.

La phénoménologie de la supersymétrie à HERA sera étudiée dans le chapitre suivant. On verra en quoi les signatures attendues sont différentes suivant que HERA tourne avec des électrons ou des positrons. Le cas qui va nous intéresser pour notre analyse n'ayant pas été traité dans la littérature, une partie de mon travail de thèse a été consacrée à cette étude. Les processus supersymétriques étudiés seront présentés, à savoir la production de squarks (partenaires supersymétriques de quarks) par résonance, et la production de paires de squarks. Ce dernier processus est intéressant à HERA dans l'hypothèse d'un stop (partenaire supersymétrique du quark top) léger. On y verra les sections efficaces de production des processus recherchés, les différents modes de désintégration des particules supersymétriques mises en jeu, et les états finals attendus. Pour la production résonante de squarks, ces états finals seront classés en huit topologies discernables, chacune correspondant à un canal d'analyse particulier.

Dans le chapitre 4, on présentera l'expérience H1. Les parties du détecteur qui nous seront les plus utiles pour notre analyse seront décrites en détail.

Divers outils nécessaires à notre analyse seront exposés dans le chapitre 5. Dans un premier temps, on présentera les générateurs d'événements de "physique standard" grâce auxquels nos données seront comparées aux prédictions du Modèle Standard. Les autres outils ont principalement été développés dans le cadre de cette thèse. On détaillera en particulier la génération d'événements supersymétriques. La présence d'un électron dans le calorimètre à Argon Liquide constituant la pierre angulaire de notre analyse, on verra ensuite comment nous identifions un tel électron. Enfin, les méthodes employées pour reconstruire les variables cinématiques qui vont nous être utiles seront présentées.

Le chapitre suivant présente l'analyse menée à partir des données accumulées par l'expérience H1 en 1994, correspondant à une luminosité de $\simeq 3$ pb^{-1}. On y détaillera la sélection des données, pour chacun des huit canaux correspondant à la production de squarks par résonance, et pour la production de paires de stops. Dans chaque cas, on explicitera les critères de sélection, les efficacités avec lesquelles on serait à même de détecter un signal, et on verra comment les données étudiées se comparent aux prédictions du Modèle Standard.

Les résultats de notre analyse seront proposés au chapitre 7. On verra entre autres comment, à partir de la non-observation d'un signal, on peut dériver des limites de rejet sur la masse des particules cherchées. Ces résultats seront comparés aux limites existantes, directes ou indirectes.

En conclusion, les points importants de notre analyse seront rappelés. On verra aussi comment cette analyse peut être étendue, et les potentialités de découverte de la supersymétrie à HERA et auprès des autres expériences seront mises en perspectives.

Chapitre 1

HERA ET LE MODELE STANDARD

Dans ce chapitre, on va présenter le collisionneur HERA ainsi que les analyses de physique qui y sont menées. Après une description de la machine, le Modèle Standard sera rappelé dans ses grandes lignes. On verra aussi quelles sont les insuffisances de ce modèle, et quelques possibilités pour y remédier, parmi lesquelles la supersymétrie. Dans la dernière section, on définira la diffusion profondément inélastique, qui est un processus essentiel à HERA. Les sujets de physique étudiés seront ensuite présentés.

1.1 Le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (pour Hadron Elektron Ring Anlage) est situé à DESY (Deutsches Elektronen SYnchroton) à Hambourg, en Allemagne. Des collisions entre des électrons (ou des positrons) d'une trentaine de GeV et des protons de 820 GeV y sont réalisées. L'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction vaut $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV . Notons que, pour obtenir la même énergie lors d'interactions entre un faisceau d'électrons et les protons d'une cible fixe d'hydrogène, il aurait fallu disposer d'un faisceau d'électrons d'énergie $\simeq$ 1700 fois plus élevée. Ceci illustre l'intérêt du mode collisionneur par rapport au mode cible fixe. HERA est constitué de deux accélérateurs indépendants, l'un pour les électrons et l'autre pour les protons, en raison de la différence de masse entre les deux types de particules. Ces deux accélérateurs sont situés à l'intérieur d'un tunnel de 6.3 km de circonférence, qui se trouve à une profondeur d'une vingtaine de mètres.
Les électrons et les protons sont injectés dans HERA par PETRA, à des énergies respectives de 14 et 40 GeV . La chaîne d'injection est représentée sur la Fig. 1.1. Les particules sont alors accélérées jusqu'à ce qu'elles atteignent l'énergie voulue pour les collisions. Les faisceaux sont constitués de paquets (ou "bunches") de particules, qui peuvent se croiser en quatre zones d'interaction. Trois de ces zones sont actuellement équipées de détecteurs : il s'agit des expériences H1, ZEUS et HERMES. Une nouvelle expérience viendra bientôt occuper la quatrième zone d'interaction : l'expérience HERA-B de diffusion de protons sur cible fixe étudiera la violation de CP dans le système $B - \bar{B}$. L'expérience HERMES est aussi une expérience sur

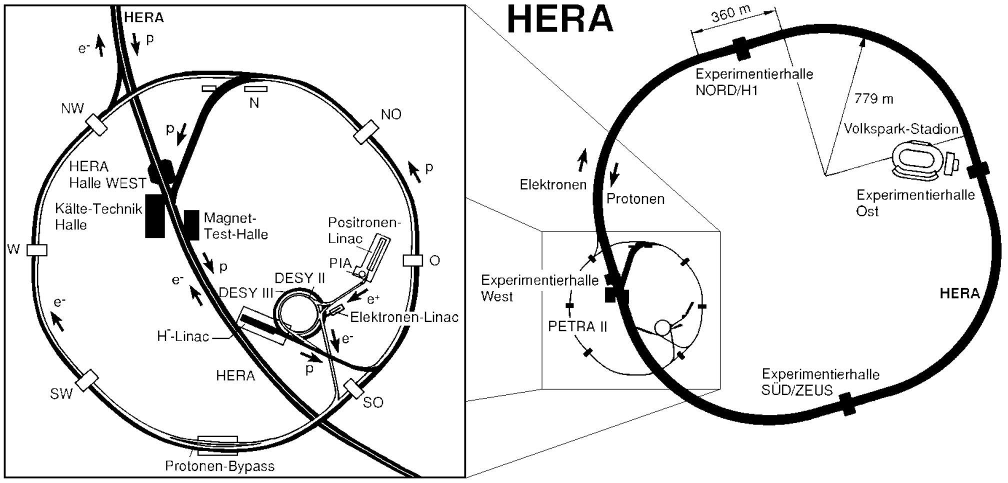


Figure 1.1: *Vue d'ensemble de l'accélérateur HERA.*

cible fixe : à l'aide d'un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement, qu'on fait diffuser sur une cible gazeuse de protons polarisés, on peut étudier la structure en spin du nucléon.

Les paramètres nominaux de HERA, ainsi que les valeurs de ces paramètres pour les prises de données de 1994 et 1995, sont indiqués dans la table 1.1. Notons que les faisceaux sont constitués de 210 paquets "collisionnels" de particules en mode de fonctionnement nominal. De plus, 6 paquets de protons n'ont pas de correspondant dans le faisceau de leptons, et de même 15 paquets de leptons n'ont pas de partenaire dans le faisceau de protons. Ces paquets, appelés "paquets pilotes", servent à contrôler le bruit de fond pour calculer la luminosité. Remarquons que le temps de séparation entre deux paquets de particules est de 96 ns. La fréquence des collisions est donc nettement supérieure à celle du LEP, où ce temps de croisement est de 22 μs. Ceci implique que l'électronique d'acquisition soit très rapide, préfigurant en ce sens ce que seront les futures expériences BaBar ou au LHC, où ce temps de collision sera respectivement de 4 et 25 ns.

La première prise de données à HERA utilisable pour les analyses de physique a été réalisée en juillet 1992, avec des électrons de 26.7 GeV et des protons de 820 GeV . La luminosité instantanée culminait alors à $3.10^{29}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, soit à une valeur encore bien inférieure à sa valeur nominale.
En 1993, les collisions étaient réalisées avec des électrons de 26.7 GeV et un facteur $\simeq 5$ a été gagné en luminosité. Ce gain est dû entre autres à une nette augmentation des courants par paquet d'électrons et de protons.
La prise de données de 1994 comporte deux phases distinctes :

- au début de la prise de données, des **électrons** de 27.5 GeV ont été délivrés par la machine HERA. La luminosité accumulée par H1 pendant cette période

	nominal	1994 e^-	1994 e^+	1995 e^+
énergie (leptons) (GeV)	30	27.5	27.5	27.5
énergie (protons) (GeV)	820	820	820	820
courant moyen (leptons) (mA)	60	10.5	17.0	18.4
courant moyen (protons) (mA)	160	28.6	41.0	54
nombre de paquets	210	153	153	174
paquets pilotes (leptons)		15	15	15
paquets pilotes (protons)		6	6	6
luminosité maximale ($cm^{-2}s^{-1}$)	1.5 10^{31}	2.6 10^{30}	4.3 10^{30}	6.0 10^{30}

Tableau 1.1: *Valeurs nominales des paramètres principaux de la machine HERA. Les valeurs de ces paramètres lors des prises de données de 1994 et 1995 sont également indiquées.*

correspond à $\simeq$ 0.5 pb $^{-1}$.

- à partir du début du mois d'août 1994, les électrons ont été remplacés par des **positrons**. La principale motivation était que ce changement permettait d'accroître nettement la luminosité, en augmentant le courant par paquet de leptons. En effet, avec un faisceau d'électrons, le courant par paquet est limité du fait de la capture des électrons par des cations provenant des pompes à vide. Durant cette période, la luminosité instantanée maximale atteignait $\simeq 3.10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, et une luminosité intégrée de $\simeq$ 3 pb^{-1} a pu être utilisée pour les analyses de physique.

En 1995, l'intégralité de la prise de données a été effectuée avec des positrons. La luminosité maximale a atteint $\simeq 6.10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, ce qui a permis à H1 d'accumuler $\simeq$ 5.5 pb^{-1}. La Fig. 1.2 montre l'augmentation de la luminosité délivrée par HERA et accumulée par l'expérience H1 depuis 1992. Bien que la luminosité nominale ne soit pas encore atteinte, la statistique accumulée permet de mener à bien de nombreuses analyses de physique. Avant de présenter les sujets étudiés à HERA, je vais rappeler les bases du modèle décrivant à l'heure actuelle les interactions entre particules élémentaires, le Modèle Standard. On verra aussi en quoi ce modèle n'est pas pleinement satisfaisant, ceci justifiant que des recherches de nouvelles particules soient menées activement, à HERA et auprès des autres accélérateurs.

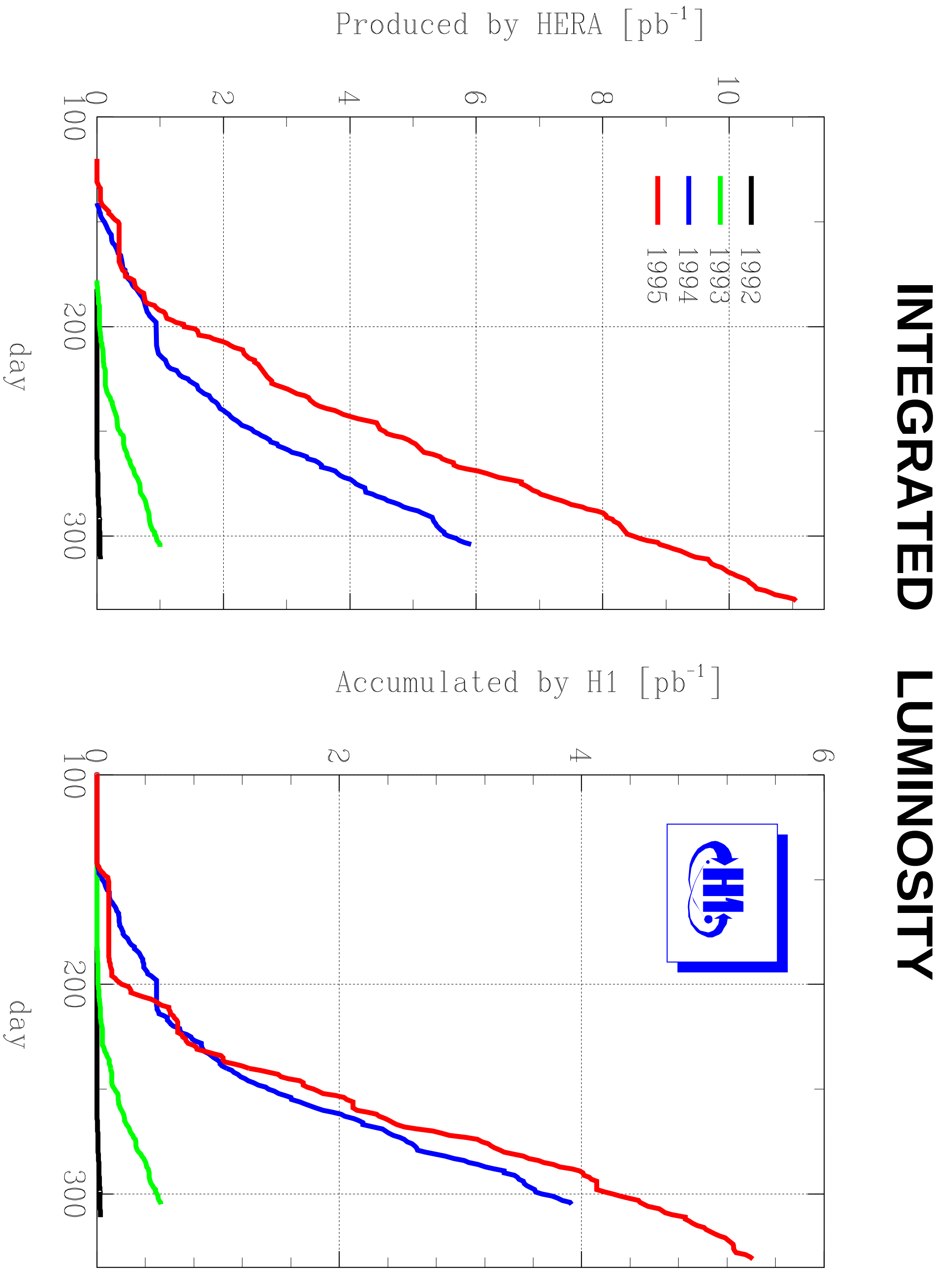


Figure 1.2: *Luminosité délivrée par HERA (en haut) et accumulée par H1 (en bas) depuis le début de la prise de données en 1992.*

1.2 Le Modèle standard

Le Modèle Standard (MS) est une théorie de jauge renormalisable qui repose sur le groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Parmi les fermions représentant les particules de matière, on distingue :

- les leptons, qui sont regroupés en trois familles. La première famille contient l'électron et son neutrino associé (e, ν_e), la seconde (μ, ν_μ) et la troisième (τ, ν_τ);
- les quarks, qui eux aussi sont groupés en trois générations (u, d), (c, s) et (t, b). Les quarks sont les constituants de base de la matière hadronique (par exemple du proton et du neutron).

Le MS décrit les interactions électromagnétique, faible et forte entre ces particules. Les deux premières interactions sont décrites de manière unifiée : c'est la théorie électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg [1], qui repose sur le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce groupe est celui des transformations laissant invariant le Lagrangien des interactions faibles. Le groupe $SU(3)_c$ est le groupe de jauge de la théorie décrivant les interactions fortes, la Chromodynamique Quantique (QCD, pour Quantum Chromo Dynamics). Les interactions entre particules de matière sont véhiculées par les bosons de jauge (de spin 1), qui sont :

- le photon, de masse nulle, pour l'interaction électromagnétique;
- les bosons massifs $W^\pm$ et Z^0 pour l'interaction faible;
- les huit gluons de masse nulle pour l'interaction forte.

L'interaction électrofaible

Pour prendre en compte la violation de la parité dans les interactions faibles, les composantes de chiralité droite et gauche des fermions sont traitées différemment dans la théorie. Les composantes gauches des leptons appartiennent à des doublets d'isospin du groupe $SU(2)_L$:

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

et les composantes droites à des singlets (c'est-à-dire une transformation de $SU(2)_L$ laisse invariantes ces composantes droites) :

$$e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

Notons que les neutrinos, supposés de masse nulle dans le MS, ne sont représentés que par des états de chiralité gauche.

L'hypercharge Y est le générateur des transformations de $U(1)$, l'isospin faible $\vec{T} = \vec{\tau}/2$ (les $\vec{\tau}$ étant les matrices de Pauli) est celui des transformations de $SU(2)$. La charge électrique d'un état est liée à son hypercharge et à la troisième composante T_3 de son isospin faible par : $Q = T_3 + Y/2$.

Notons que les états propres de masse des quarks ne sont pas les mêmes que les états propres de l'interaction faible. Celle-ci agit sur des doublets $(u,d')_L, (c,s')_L, (t,b')_L$, les états d', s' et b' étant des combinaisons linéaires des états propres de masse d, s et b. Par convention, les quarks de charge 2/3 ne sont pas sujets au mélange. Le passage des états propres de masse aux états propres faibles fait intervenir la matrice V de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa :

$$\begin{pmatrix} \text{d'} \\ \text{s'} \\ \text{b'} \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} \text{d} \\ \text{s} \\ \text{b} \end{pmatrix}$$

Cette matrice est définie par quatre paramètres : trois angles et une phase mesurant la violation de CP.

Les constantes de couplage g de l'interaction faible et g' de l'interaction électromagnétique sont reliées par l'angle de Weinberg θ_W : $\tan\theta_W = g'/g$. La mesure de cet angle donne : $\sin^2\theta_W = 0.2319 \pm 0.0005 \pm 0.0002$ [2]. Notons que l'unification de ces deux interactions est formelle car la valeur de θ_W n'est pas prédite par la théorie.

L'interaction forte

Chaque type (ou saveur) de quark peut porter trois couleurs (rouge, bleu, vert) : les quarks appartiennent à des triplets de $SU(3)_c$. Les leptons au contraire, qui sont des objets non colorés, se comportent comme des singlets sous une transformation de $SU(3)_c$. Les gluons appartiennent quant à eux à des octets de $SU(3)_c$. Les générateurs des transformations de $SU(3)_c$ sont les matrices de Gell-Mann.

L'interaction forte, au contraire des interactions électromagnétique et faible, voit son intensité augmenter avec la distance. A faible distance, les quarks peuvent être considérés comme des particules libres (on parle de liberté asymptotique). Au contraire, lorsque la distance entre deux quarks q_1 et q_2 augmente, des paires quark-antiquark sont créées à partir du vide, de sorte que q_1 et q_2 ne sont pas observés individuellement mais forment des objets non colorés (les hadrons) : c'est la propriété dite du confinement.

La génération des masses

Tant que la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est exacte, les fermions sont de masse nulle (un terme de masse $\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_L\psi_R$ n'est pas invariant sous $SU(2)_L$). De même, à ce stade, la partie du Lagrangien décrivant les bosons de jauge (qui apparaissent techniquement en remplaçant la dérivée ∂_μ par une dérivée covariante D_μ, pour restaurer l'invariance sous des transformations de jauge locales), ne contient pas de terme de masse pour ces bosons. C'est le mécanisme de Higgs qui génère dans le MS les masses des particules.

On suppose l'existence d'un champ scalaire H, neutre électromagnétiquement et appartenant à un doublet de $SU(2)_L$, qui se couple aux bosons de jauge et aux fermions (ces derniers couplages sont appelés couplages de Yukawa). Le potentiel scalaire du MS est choisi de telle sorte qu'au minimum, H prenne une valeur moyenne

non nulle dans le vide ($v =< H >\simeq 250$ GeV). La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se brise alors spontanément en $U(1)_{em}$ et les particules acquièrent une masse.
Les tableaux 1.2 et 1.3 résument les propriétés des particules décrites par le Modèle Standard.

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

Tableau 1.2: *Les fermions du Modèle Standard et leurs principales caractéristiques.*

Bosons	spin	Q	masse (GeV)
gluons g_i ($i = 1..8$)	1	0	0
photon γ	1	0	0
$W^\pm$	1	±1	80.2
Z^0	1	0	91.2
Higgs H	0	0	≥ 58.4

Tableau 1.3: *Les bosons du Modèle Standard. Pour le boson de Higgs, on a donné la limite inférieure à 95% de confiance [2].*

La découverte des bosons W et Z en 1983 au CERN, ainsi que celle du quark top à Fermilab en 1995 [3], constituent les succès les plus marquants du MS. Les tests expérimentaux effectués (notamment au LEP, à la masse du Z) confirment également les prédictions du modèle dans le secteur électrofaible. Seul le boson de Higgs, qui constitue la pierre angulaire du modèle, n'a pas encore été mis en évidence. Quant à la QCD, elle ne peut être testée que dans des processus à courte distance, là où la constante de couplage α_S est suffisamment faible pour permettre des calculs perturbatifs. Ces tests de QCD constituent un domaine d'activité privilégié à HERA.
De manière générale, l'expérience laisse à penser que le Modèle Standard décrit bien la physique aux énergies accessibles aujourd'hui dans les accélérateurs, de l'ordre de la centaine de GeV . Néanmoins, ce modèle souffre de quelques faiblesses et il pourrait n'être que la théorie effective "basse énergie" d'une théorie plus fondamentale.

1.3 Les faiblesses du modèle standard

Le succès de l'unification des interactions faible et électromagnétique nous amène à souhaiter qu'on puisse construire une théorie qui décrive, dans un même cadre, les interactions électrofaible et forte.
En utilisant les équations du groupe de renormalisation, qui permettent d'extrapoler les constantes de couplage g, g' et α_S jusqu'à des énergies élevées, on s'aperçoît que ces trois constantes atteignent le même ordre de grandeur à une échelle d'énergie de l'ordre de $10^{15} - 10^{16}$ GeV . Ceci suggère l'existence d'un degré d'unification plus élevé à de grandes échelles d'énergie. Il est alors tentant d'essayer de construire une théorie de jauge avec une seule constante de couplage et un groupe de jauge plus grand, contenant $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. La première tentative, réalisée à l'aide du groupe $SU(5)$ [4], a échoué car la théorie obtenue donne un temps de vie pour le proton incompatible avec les mesures expérimentales ($\tau_p \simeq 10^{29}$ ans dans ce modèle, alors qu'expérimentalement $\tau_p \geq 10^{32}$ ans [5, 6]). Les tentatives pour construire des théories **de grande unification** (GUT, pour Grand Unified Theory), reposent à l'heure actuelle sur les groupes $SO(10)$ ou E_6 par exemple. Une théorie de GUT dont le Modèle Standard serait la théorie effective basse énergie permettrait de plus de comprendre l'origine des 18 paramètres libres du MS :

- 3 constantes de couplage g, g' et α_S (ou g, α_S et θ_W);
- la masse du boson de Higgs ;
- 9 masses pour les fermions ;
- une masse de boson électrofaible (M_Z ou M_W) ;
- les 4 paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

Une grande unification pourrait aussi expliquer la symétrie apparente entre quarks et leptons (l'arrangement en trois familles pour ces deux types de particules).

De plus, le Modèle Standard n'inclut absolument pas les interactions gravitationnelles. Cette théorie ne peut donc pas décrire la physique à des échelles d'énergie très élevées, où la gravitation ne peut plus être négligée. Notons par ailleurs que, à des énergies très élevées, le concept même de particule élémentaire "ponctuelle" est peut-être à revoir. En effet, la gravitation tend à diminuer la taille de toute particule massive. Ceci entre en conflit avec le principe d'incertitude d'Heisenberg, qui impose qu'une particule de masse m ne puisse pas être localisée à mieux que sa longueur d'onde de Compton :

$$l = \frac{\hbar}{mc}$$

Pour s'échapper d'une "particule" sphérique de rayon r et de masse m, il faut une vitesse de libération v telle que :

$$\frac{1}{2}v^2 = \frac{Gm}{r}$$

où G est la constante gravitationnelle. Lorsque la particule est concentrée dans un rayon inférieur à $r_{critique} = 2Gm/c^2$ (en fait $r_{critique} = Gm/c^2$, un facteur 1/2 intervenant dans le calcul relativiste), cette vitesse de libération devient supérieure à celle de la lumière. La particule ne peut donc plus échanger d'information avec l'extérieur et ne peut que s'effondrer sur elle même : elle est localisée. En égalant ce rayon critique et la longueur d'onde de Compton l, on obtient l'échelle d'énergie à partir de laquelle la gravitation entre en conflit avec la mécanique quantique. Cette échelle est appelée la masse de Planck, ou échelle de Planck :

$$E_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \simeq 10^{19}\ \mathrm{GeV} \qquad ,$$

ce qui correspond à une distance de Planck $l_{Planck} \simeq 10^{-34}$m. Notons que cette échelle d'énergie est plusieurs ordres de grandeur au-dessus des énergies accessibles dans les collisionneurs existants. A l'heure actuelle, les théories de cordes, dans lesquelles les particules ne sont plus ponctuelles mais correspondent à des modes de vibration d'objets de dimension non nulle, bénéficient d'un engouement très prononcé pour tenter de résoudre ce conflit.

Le problème de naturalité

Indépendamment du fait que le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime permettant de décrire les quatre interactions fondamentales dans un cadre unifié, il souffre d'un problème théorique lié à la présence d'un champ scalaire fondamental (en l'occurence le champ de Higgs).
En effet, les masses des particules scalaires fondamentales présentent des divergences quadratiques. La contribution à l'ordre d'une boucle de ces corrections radiatives est représentée sur la Fig. 1.3. Tant que les masses sont des paramètres libres de la théorie, on peut toujours les renormaliser. Un problème d'ordre de grandeur se pose alors. Appelons Λ l'échelle d'énergie où les divergences quadratiques à la masse du Higgs sont "coupées", c'est-à-dire Λ indique le seuil entre le domaine d'énergie où le Modèle Standard est valide, et un domaine d'énergie plus élevé. Λ peut être par exemple une échelle de grande unification ou l'échelle de Planck E_{Pl}. Soit m_0 la

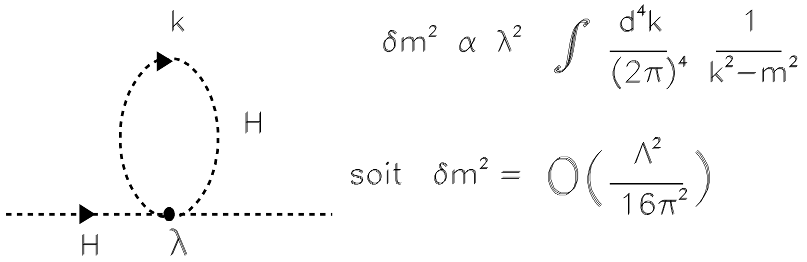


Figure 1.3: *Corrections radiatives à la masse du Higgs, à l'ordre d'une boucle*

masse “nue” du champ de Higgs, c'est-à-dire la masse à l'échelle Λ, et m la masse renormalisée à l'échelle électrofaible $E_{EW} = O(100\ \text{GeV})$. On a, à l'ordre d'une boucle :

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\lambda^2\Lambda^2}{16\pi^2} \quad ,$$

La masse du Higgs à l'échelle E_{EW} devant être de l'ordre de $O(100\ \text{GeV})$, cette dernière équation donne, avec $m = 100$ GeV et $\Lambda = 10^{19}$ GeV :

$$m_0^2 = 10^{35}(\lambda^2 + 10^{-34})$$

Donc, λ^2 doit être ajusté à 34 ordres de grandeur, ou encore m_0^2/Λ^2 doit être ajusté à 31 décimales près. C'est le problème de “fine-tuning”, ou encore de naturalité. Une théorie est dite naturelle si, lorsqu'on modifie très peu les paramètres fondamentaux, la physique à basse énergie n'est pas affectée. Ici, ce n'est pas le cas : le Modèle Standard n'est pas une théorie naturelle.
Pour résoudre ce problème, on doit soit éliminer les champs scalaires fondamentaux de la théorie, soit trouver un moyen de se débarrasser des corrections radiatives quadratiques à la masse des scalaires.

La première solution ouvre la porte aux modèles de **technicouleur** [7]. Dans de tels modèles, le champ scalaire de Higgs responsable de la brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est plus fondamental mais composite. Les nouvelles particules qui forment l'analogue du champ de Higgs sont appelées des technifermions. Une nouvelle interaction de jauge est introduite : la technicouleur. De même que la Chromodynamique Quantique, cette interaction est non abélienne, confinante et asymptotiquement libre, avec une échelle $\Lambda_{TC} \simeq 1$ TeV . C'est elle qui régit les interactions entre les technifermions. Des condensats technifermion-antitechnifermion sont supposés se former et briser la symétrie $SU(2) \times U(1)$ à une échelle de l'ordre de la centaine de GeV , ceci donnant lieu à trois technibosons de Goldstone qui, absorbés par les bosons de jauge, leur confèrent une masse.
Le problème de tels modèles est qu'il est difficile de trouver un mécanisme satisfaisant pour donner une masse aux fermions. Les modèles de technicouleur étendue [8] (ETC, pour Extended TechniColor), permettent de générer une masse m_f pour les fermions. m_f est alors proportionnelle à $1/\Lambda_{ETC}^2$. Néanmoins, ces modèles ETC nécessitent d'introduire de nouveaux bosons se couplant aux quarks et aux leptons. L'existence de ces derniers implique des taux de changement de saveur dans les courants neutres trop élevés, sauf si l'échelle Λ_{ETC} est très importante. Mais alors, les masses des fermions deviennent beaucoup trop faibles.

La seconde solution est apportée par la **supersymétrie**. Le problème de naturalité vient du fait que la hiérarchie $E_{EW} << E_{Pl}$ est instable sous les corrections radiatives. L'idée est alors d'introduire une nouvelle symétrie qui va préserver cette hiérarchie, et rendre ainsi le Modèle Standard naturel. On peut montrer [9] que la seule symétrie permettant de résoudre le problème est une symétrie entre bosons et fermions : la supersymétrie. Techniquement, à chaque boson on associe un fermion et vice-versa. Alors, les corrections radiatives à m_H sont annulées par la boucle faisant intervenir le partenaire supersymétrique du Higgs, cette contribution bénificiant d'un facteur -1 puisque ce dernier est un fermion. Ceci est illustré sur la

Fig. 1.4. En fait, les deux contributions s'annulent exactement si la masse du Higgs

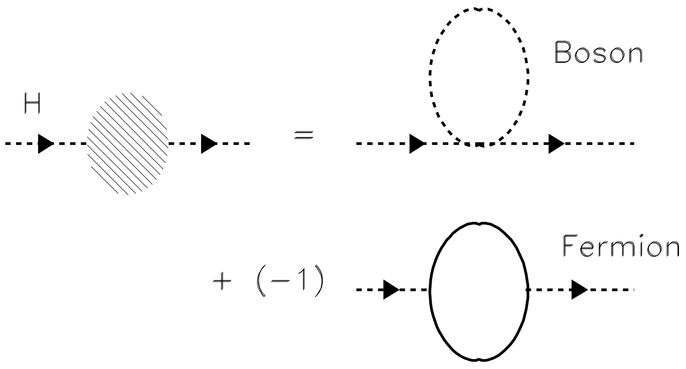


Figure 1.4: *Corrections radiatives à la masse du Higgs, à l'ordre d'une boucle, dans le cadre d'une théorie supersymétrique.*

et celle de son partenaire supersymétrique sont rigoureusement identiques. Néanmoins, les limites expérimentales sur les masses des particules supersymétriques excluent par exemple l'existence d'un électron scalaire de même masse que l'électron. Ainsi, la supersymétrie, si elle existe, doit être brisée. On verra au chapitre suivant le mécanisme de brisure adopté dans le MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model), extension supersymétrique minimale du MS. Appelant m_F la masse du fermion associé au boson de Higgs par supersymétrie, la correction à la masse du Higgs s'écrit :

$$\delta m_H^2 \quad \propto \quad \lambda^2(m_F^2 - m_H^2) \qquad .$$

Ainsi, pour que δm_H reste de l'ordre de la centaine de GeV , la différence de masse entre un boson et son partenaire supersymétrique ne doit pas être très au-delà de E_{EW}. Par conséquent, si c'est la supersymétrie qui apporte la solution au problème de naturalité, elle doit se manifester en-deça du TeV. D'où l'intérêt de rechercher des particules supersymétriques auprès des accélérateurs actuels ou à venir.

Autres intérêts de la supersymétrie

Inclure la supersymétrie permet aussi d'arranger les choses lorsqu'on cherche à construire une théorie de grande unification. En effet, l'évolution des constantes de couplage g, g' et α_S montre qu'il est plus facile de faire "se rencontrer" les trois courbes dans une théorie supersymétrique que dans une théorie qui ne l'est pas (du fait de l'introduction de nouvelles particules dans une théorie supersymétrique, l'évolution des constantes de couplage est modifiée). La Fig. 1.5, extraite de [10], illustre ce fait.

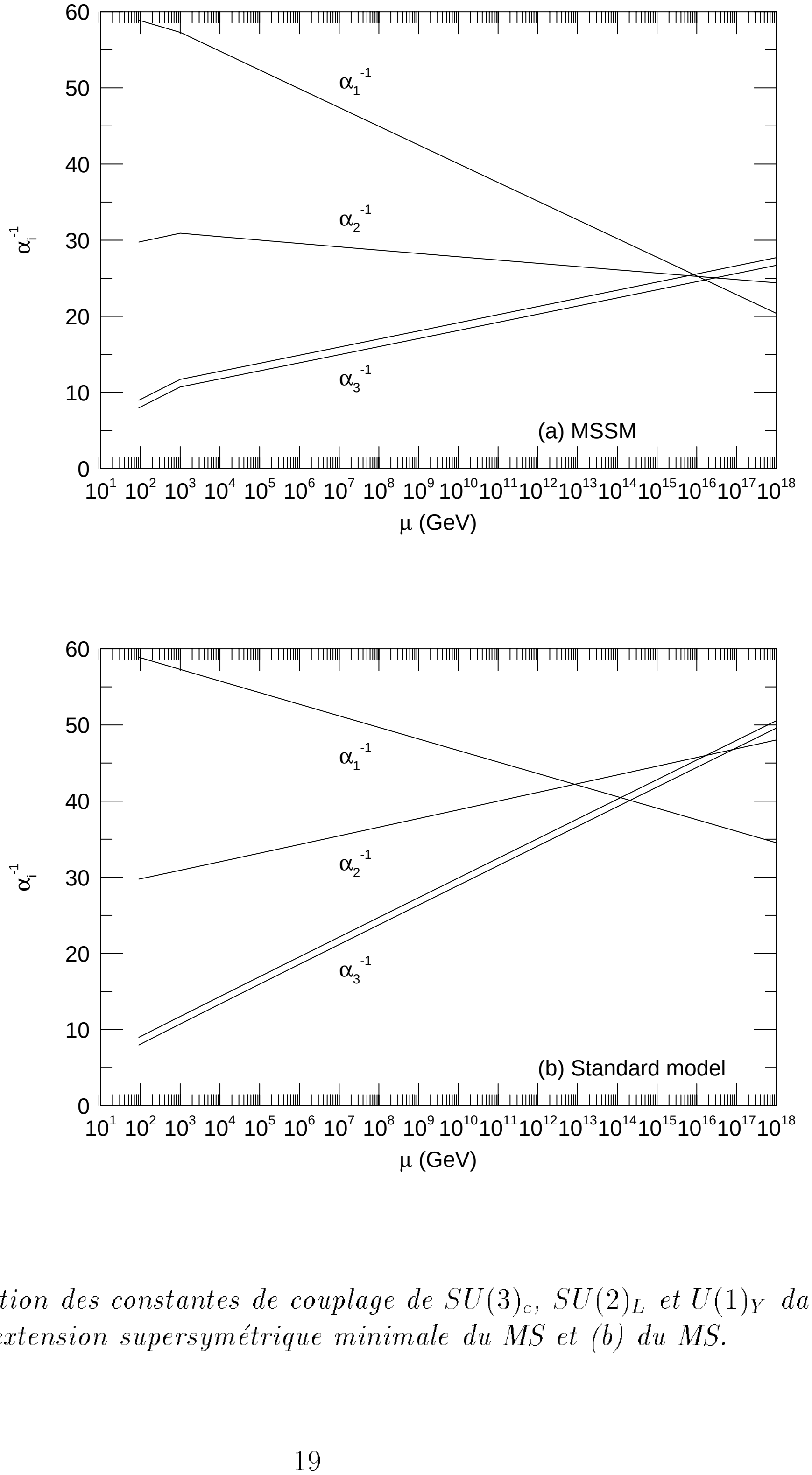


Figure 1.5: *Evolution des constantes de couplage de* $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ *et* $U(1)_Y$ *dans le cadre (a) de l'extension supersymétrique minimale du MS et (b) du MS.*

Par ailleurs, la version locale de la supersymétrie fait naturellement intervenir la gravité. La supersymétrie semble donc être un bon ingrédient lorsqu'on cherche à construire une théorie "ultime", rendant compte également des interactions gravitationnelles.
Dans le même ordre d'idées, la supersymétrie permet aussi de construire plus facilement une théorie de cordes (on parle alors de théories de supercordes). En effet, dans une théorie de cordes, des anomalies apparaissent (ceci est lié à la brisure de l'invariance de Weyl par quantification). Ces anomalies s'annulent lorsqu'on est en dimension 26 : un tel espace contient beaucoup plus de dimensions que l'espace-temps usuel. Faire intervenir la supersymétrie permet d'introduire de nouvelles coordonnées et de ramener à 10 cette dimension critique [11]. Il reste alors à compactifier 6 dimensions non physiques suivant des cercles de très petit diamètre ($\simeq 10^{-15}$ fm), pour se ramener à un espace à quatre dimensions.

La construction du modèle supersymétrique minimal étendant le Modèle Standard sera présentée dans le chapitre suivant. On verra ensuite au chapitre 3 quelles sont les voies intéressantes à HERA pour rechercher des particules supersymétriques. Avant cela, on va terminer cette introduction en présentant les sujets de physique qui sont étudiés à HERA.

1.4 La physique à HERA

1.4.1 La diffusion profondément inélastique

Des réactions produites lors des collisions *ep* à HERA et qui sont tout particulièrement intéressantes sont les réactions de diffusion profondément inélastique, où le lepton incident interagit avec un quark émis par le proton en échangeant un boson virtuel neutre (un photon ou un Z) ou chargé ($W^{\pm}$). Le carré Q^2 du moment porté par le boson échangé peut atteindre des valeurs très élevées ($Q^2_{max} \simeq 10^5$ GeV ^{2}), ce qui permet de sonder le proton à de très faibles distances et donc d'étudier sa structure (le pouvoir de résolution avec lequel on sonde le proton variant comme $1/\sqrt{Q^2}$).
Le diagramme de Feynman correspondant à une réaction de diffusion inélastique profonde (DIP) à l'ordre le plus bas est représenté sur la Fig. 1.6. Lorsque le boson échangé est un photon ou un boson Z, le lepton diffusé est un positron. On parle alors de réaction "par courant neutre". Dans le cas où c'est un boson W^+ qui est échangé, c'est un neutrino qui est présent dans l'état final : ceci correspond à une réaction "par courant chargé". Le résidu du proton (ce qui n'a pas participé à l'interaction) forme ce qu'on appelle le jet spectateur. Ce dernier repart très à l'avant du détecteur (dans la direction du proton incident), une grande partie est même perdue dans le tube faisceau. Le jet de courant est celui formé par l'habillage du quark diffusé.
Tant qu'on ne s'intéresse pas de trop près au système hadronique, c'est-à-dire qu'on ne fait que des études inclusives, la cinématique d'une réaction de DIP peut être définie à partir de deux variables uniquement. Ces variables peuvent être choisies parmi celles que l'on va définir ci-dessous, et qui nous seront très utiles pour notre

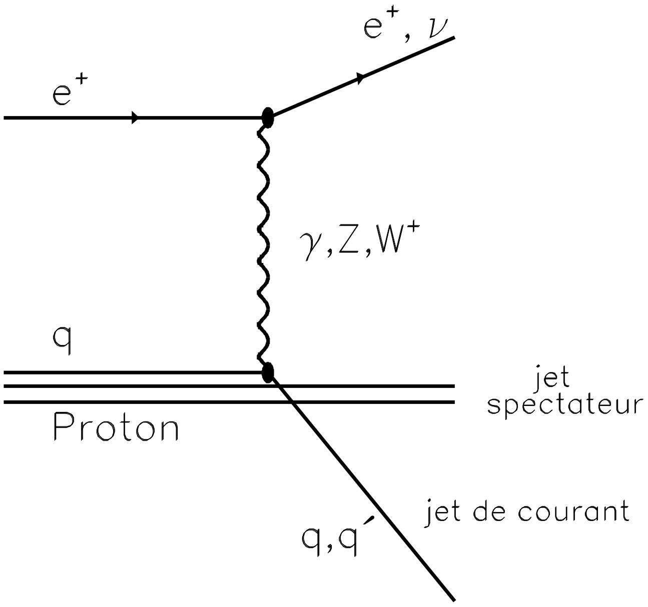


Figure 1.6: *Réaction de diffusion inélastique profonde.*

analyse.
Notons respectivement :

- k et k' les quadrivecteurs du lepton incident et diffusé;
- $q = k - k'$ celui du boson échangé;
- P celui du proton incident;
- E_e^0 et E_P^0 les énergies du lepton incident et du proton.

On définit alors :

$$Q^2 = -q^2 \qquad .$$

C'est le carré du moment transféré. Les **variables de Bjorken** x et y sont alors définies par :

$$x = \frac{Q^2}{2(P.q)} \qquad \text{et} \qquad y = \frac{(P.q)}{(P.k)} \qquad .$$

En négligeant les masses du lepton incident et du proton devant leurs énergies, ces trois variables sont reliées par :

$$Q^2 = Sxy \qquad ,$$

où $S \simeq 4E_e^0 E_P^0$ est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction ep.
Les variables x et y sont comprises entre 0 et 1. Dans le modèle des partons, x

représente la fraction d'impulsion du proton emportée par le quark qui interagit. Dans le référentiel où le proton incident est au repos, y correspond à la fraction d'énergie cédée par le lepton incident au système hadronique.

De plus, à partir de x et Q^2, on obtient la masse invariante du système hadronique, notée W^2 :

$$W^2 = (P+q)^2 = m_P^2 + Q^2 \frac{1-x}{x} \qquad ,$$

où m_P est la masse du proton.

Nous verrons au chapitre 5 comment ces variables cinématiques peuvent être reconstruites à partir de la mesure de l'état final. Notons juste pour l'instant que, dans une réaction par courant neutre, la mesure de l'énergie et de l'angle polaire du positron diffusé permet de reconstruire x, y et Q^2. Dans le cas d'une réaction par courant chargé, c'est l'information sur le flux hadronique qui sera utilisée.

Les Fig. 1.7 et 1.8 montrent l'étendue du domaine cinématique accessible à HERA. On peut atteindre des valeurs de Q^2 très élevées (jusqu'à 10^5 GeV ^{2}), ce qui correspond à un pouvoir de résolution très grand pour sonder le proton (de l'ordre de 10^{-18} m). Par ailleurs, le domaine cinématique accessible à HERA s'étend jusqu'à de très petites valeurs de x ($\simeq 10^{-5}$, la plus petite valeur de x obtenue en 1994 étant $\simeq 3.10^{-5}$). La physique à très bas x permet d'étudier la structure du proton à grande densité de partons. C'est un domaine qui n'a pas encore été exploré, dans lequel on ne sait pas très bien encore décrire l'évolution des densités de partons. C'est une des missions importantes de HERA d'étudier ce domaine, comme on le verra dans la section suivante.

Les Fig. 1.7 et 1.8 permettent aussi de faire quelques remarques simples sur la reconstruction des variables x et Q^2.

Les courbes à énergie et angle polaire constants pour le positron diffusé sont représentées sur la Fig. 1.7. Pour des petites valeurs de y (dans le coin supérieur gauche des figures), les courbes iso-énergie sont très espacées. Une petite erreur sur la mesure de cette énergie entraînera donc une grande erreur sur la mesure de x. De plus, dans la région des petits Q^2, la reconstruction de x et Q^2 va être très affectée par la qualité de la mesure de l'angle polaire du positron (émis préférentiellement dans la partie arrière[1] du détecteur).

Par ailleurs, la reconstruction des variables cinématiques peut également se faire en mesurant uniquement l'énergie et l'angle polaire du jet de courant. Les iso-énergies et iso-angles pour ce jet sont représentées sur la Fig. 1.8. On voit que lorsqu'on est à grand y (proche de la diagonale $Q^2 = Sx$), les iso-énergies du jet sont très espacées. Ainsi, pour des valeurs de y élevées, il sera difficile de bien reconstruire les variables x et Q^2.

---

[1] la partie avant ($z > 0$) est définie par la direction des protons incidents.

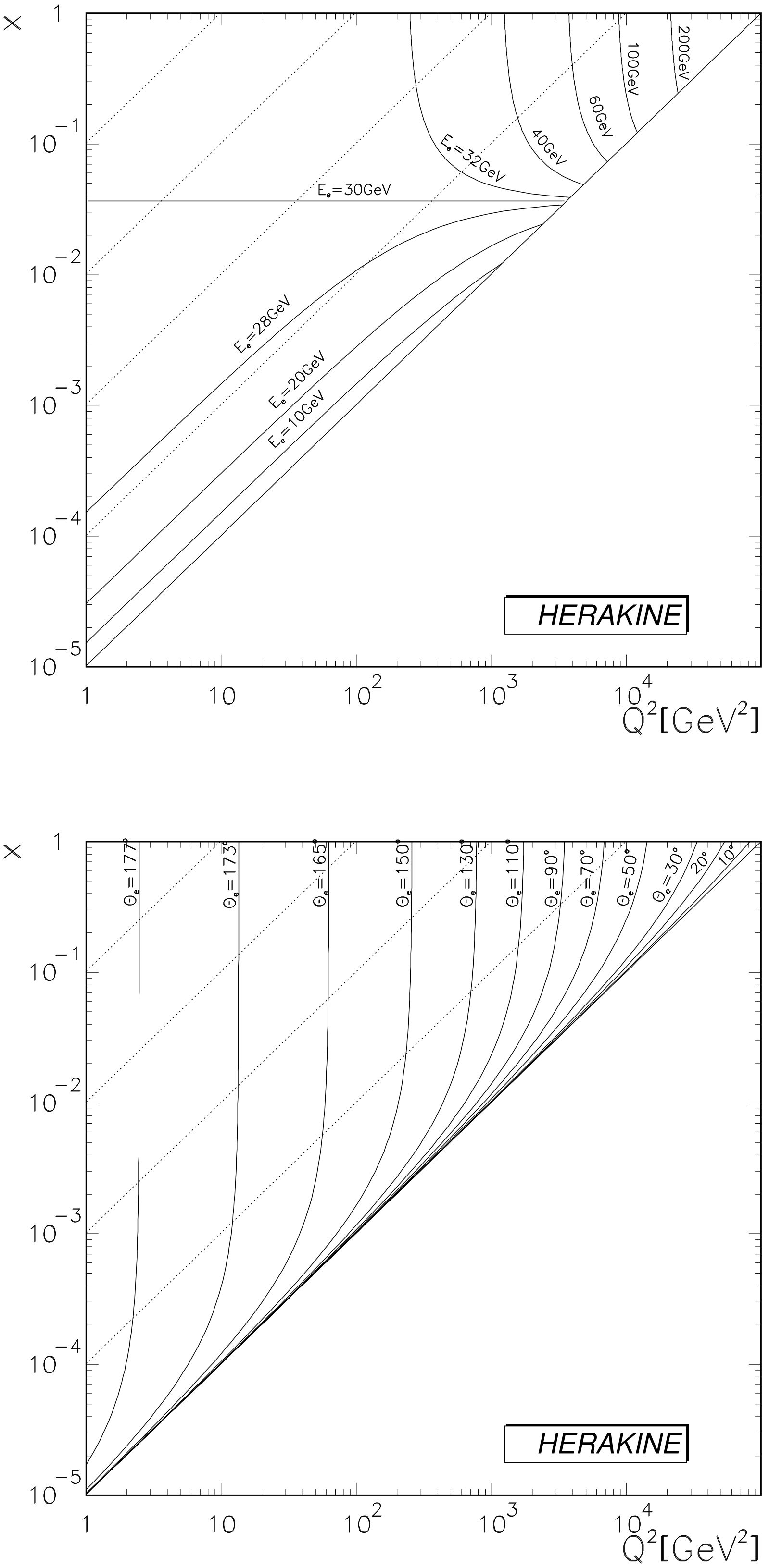


Figure 1.7: *Iso-énergies (en haut) et iso-angles (en bas) du positron diffusé dans les réactions de DIP à HERA. Par convention,* $\theta_e = 180^o$ *correspond à un angle de diffusion nul pour le positron.*

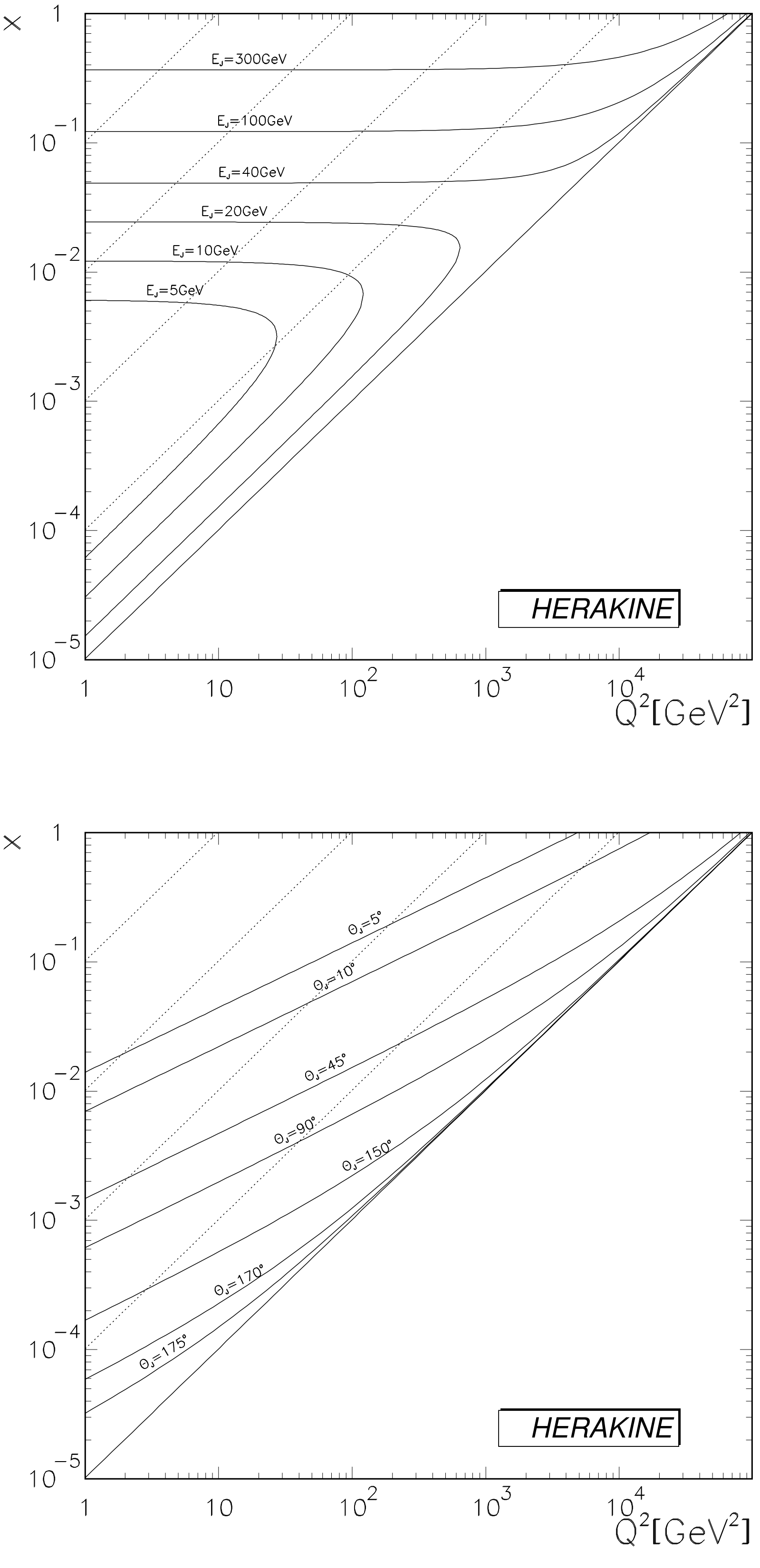


Figure 1.8: *Iso-énergies (en haut) et iso-angles (en bas) du jet de courant dans les réactions de DIP à HERA.*

1.4.2 Les sujets de physiques étudiés à HERA

Mesure de la fonction de structure F_2 du proton

L'étude de l'évolution des densités de partons à l'intérieur du proton constitue un sujet d'étude majeur à HERA. La violation logarithmique de l'invariance d'échelle a bien été observée [12] sur tout le domaine en Q^2. Par ailleurs, l'évolution en Q^2, en se plaçant à x fixé (pas trop petit) montre un comportement compatible avec les prédictions des équations standards de DGLAP [13] (pour Dokhshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi), dans lesquelles les divergences qui sont sommées sont les divergences colinéaires (émission de gluons colinéaires au parton).
A bas x, quand la densité de partons dans le proton devient très élevée, il nous faut resommer les divergences "molles" (émission de gluons peu énergétiques). Il apparaît alors une nouvelle variable d'expansion en série, non plus $\alpha_S \log(Q^2)$ comme dans les équations DGLAP, mais $\alpha_S \log(1/x)$. L'évolution de la densité de partons dans le proton en fonction de $\log(1/x)$, à Q^2 fixé, est décrite par l'équation de BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) [14]. Cette équation prédit une remontée de la densité de gluons dans le proton quand on tend vers les bas x. Cette remontée a bien été observée à HERA [12, 15, 16], mais pour l'instant la statistique est insuffisante pour pouvoir trancher entre un comportement DGLAP ou BFKL à bas x.

Mesure de α_S

Les sections efficaces d'événements de DIP par courant neutre où on observe plusieurs jets dans l'état final peuvent se développer en série, en puissances de α_S. En faisant le rapport du nombre d'événements présentant 2 jets dans l'état final (en plus du jet spectateur) au nombre d'événements "un jet", on obtient une quantité proportionnelle à α_S. La constante de couplage de l'interaction forte a ainsi été mesurée en fonction de Q^2 à HERA [17]. La valeur obtenue à M_Z^2, $\alpha_s(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.018$ est compatible avec la valeur mondiale.

Etude des événements diffractifs

L'examen des événements de DIP par courant neutre a montré [18] qu'environ 10% de ces événements ne présentaient aucun dépôt d'énergie dans la partie avant du détecteur (alors qu'on s'attend à trouver un peu d'énergie déposée par les résidus du proton). De tels événements sont appelés "événements à grand intervalle de rapidité", ou encore "événements diffractifs". Un événement de DIP "standard" ainsi qu'un événement diffractif typique, observés dans le détecteur H1, sont représentés sur la Fig. 1.9. De tels événements peuvent s'expliquer si on suppose que le lepton incident et le proton interagissent via l'échange d'un objet non coloré, de telle sorte qu'il n'y ait pas de connection de couleur entre le résidu du proton et le (ou les) jet de l'événement.
Il existe à l'heure actuelle trois modèles qui permettent de rendre compte de tels événements. Les deux premiers supposent l'existence d'une particule "blanche", le poméron. Le troisième invoque un nouveau type d'hadronisation, reposant sur des

échanges de gluons "mous" entre les partons du sous-processus hadronique et le proton.
Le premier modèle constitue une réminiscence des théories de Regge [19]. Le second s'appuie sur la Chromodynamique Quantique perturbative. L'échange d'une structure "blanche" de couleur se fait plus facilement à partir d'une échelle de gluons. C'est donc le domaine des bas x (là où on est dominé par les gluons) qui est à prendre en compte. La dynamique de BFKL permet alors de calculer des échanges d'une échelle de gluons non colorée : une telle échelle constitue ce qu'on appelle le Poméron BFKL.
Pour l'instant, la statistique est encore insuffisante pour que les études menées à HERA sur ce sujet [20] puissent exclure l'un ou l'autre de ces modèles.

La photoproduction

La majeure partie des événements observés à HERA correspond à de très faibles valeurs du carré Q^2 du moment transféré. Dans de tels événements, c'est un photon quasi-réel qui interagit avec le proton. Le positron (ou l'électron) n'est alors quasiment pas diffusé ($\theta_e = 180^o$), comme le montre la Fig. 1.7. L'étude de ces événements a pour but de comprendre le régime de transition entre la physique "dure" (dans le domaine perturbatif de QCD) et la physique "molle" (à $Q^2 \to 0$, quand on tend vers le domaine non perturbatif). Pour ce faire, des études de production de mésons vecteurs (ρ et J/ψ par exemple) ont été réalisées [21]. Par ailleurs, ces événements de photoproduction permettent d'étudier la structure en quarks et en gluons du photon.

La physique électrofaible

L'étude d'événements de DIP par courant chargé (où un boson W est échangé) a montré pour la première fois l'effet du propagateur du W dans la voie t. La saturation de la section efficace (du fait du terme $1/(Q^2 + M_W^2)$) a bien été observée [22]. Les mesures des sections efficaces $\sigma(e^+p \to \nu X)$ et $\sigma(e^-p \to \nu X)$ s'avèrent compatibles avec la masse du boson W [23, 24].

La recherche de nouvelles particules

Dans le cadre de la physique au-delà du modèle standard, plusieurs études ont été menées :

- la recherche de leptoquarks. Les leptoquarks sont des bosons scalaires ou vectoriels, apparaissant dans plusieurs modèles étendant le modèle standard (ce sont les bosons fondamentaux de $SU(5)$ par exemple, mais ils apparaissent aussi dans des modèles composites ou de technicouleur, et dans certains modèles de supercordes). Se couplant à un lepton et un quark, ils peuvent être produits naturellement à HERA par fusion entre le positron (ou l'électron) incident et un quark venant du proton. Les recherches menées jusquà présent [25, 26, 27] n'ont pas permis de mettre en évidence un signal. Des limites de rejet, étendant le domaine exclu par les autres expériences, ont été dérivées.

- la recherche d'électrons ou de quarks excités. De telles particules sont prédites par les modèles composites, qui tentent d'expliquer l'organisation des fermions en familles. Les recherches menées jusquà présent [28, 29] n'ont pas permis d'observer un signal.

- la recherche de particules supersymétriques, qui constitue le sujet de cette thèse. Pour l'instant, l'accent a été mis essentiellement sur des modèles où la "R-parité", un nouveau nombre quantique introduit en supersymétrie, n'est pas conservée [25, 27]. L'étude de processus conservant la R-parité est récente [30], car elle nécessite une luminosité importante.

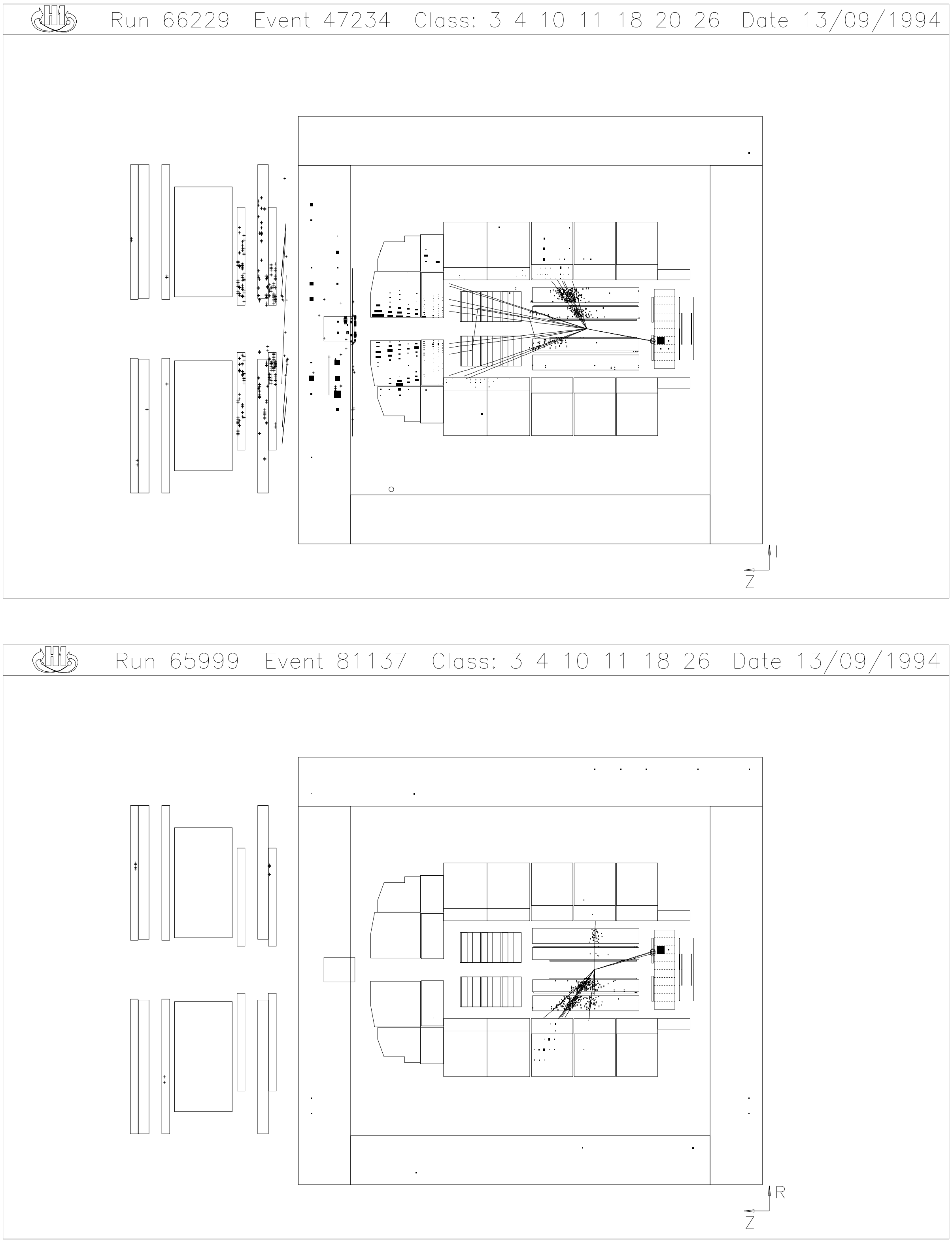


Figure 1.9: *Evénements de DIP par courant neutre "ordinaire" (en haut) et diffractif (en bas), observés dans le détecteur H1.*

Bibliographie

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. A22 (1961) 579.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.

[2] M. Aguiler-Benitez et al., Review of Particle Properties, Phys. Rev. D50 (1994) 1173.

[3] DØ Collaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632.
CDF collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626.

[4] H. Georgi et S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.

[5] Fréjus Collaboration, Ch. Berger et al., Z. Phys. C50 (1991) 385.

[6] K.S. Hirata et al., Phys. Lett. B220 (1989) 308.

[7] L. Susskind, Phys. Rev. D20 (1979) 2619.

[8] E. Eichten et K. Lane, Phys. Lett. B90 (1980) 125.

[9] E. Witten, Nucl. Phys. B188 (1981) 513.

[10] T. Moroi, PhD Thesis, hep-ph/9503210

[11] P. Ramond, Phys. Rev. D3 (1971) 2415. ;
A. Neveu, J.H. Schwarz, Nucl. Phys. B31 (1986)

[12] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B321 (1994) 161.

[13] 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. Dokhshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641.

[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, S. Aid et al., "A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F(x, Q^2)$ at HERA", DESY preprint 96-39, à paraître dans Nucl. Phys. B

[16] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Z. Phys. C69 (1996) 607.

[17] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B346 (1995) 415.

[18] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Nucl. Phys. B429 (1994) 477.

[19] A. Donnachie, P.V. Landschoff, Phys. Lett. B296 (1992) 227.

[20] H. Jung, "Diffractive Interactions", Proceedings of the Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD, Paris, 24-28 Avril 1995, ed. J.F. Laporte et Y. Sirois.

[21] H1 Collaboration, S. Aid et al., "Elastic Photoproduction of ρ_0 Mesons at HERA", DESY preprint 95-251, à paraître dans Nucl. Phys. B;
H1 Collaboration, S. Aid et al., "Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA" DESY preprint 96-37, à paraître dans Nucl. Phys. B.

[22] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B324 (1994) 241.

[23] H1 Collaboration, S. Aid et al., Z. Phys. C67 (1995) 565.

[24] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1006.

[25] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Z. Phys. C64 (1994) 545.

[26] H1 Collaboration, S. Aid et al., "A Search For Leptoquarks at HERA", DESY preprint 95-233 (Novembre 1995) 17pp.; à paraître dans Phys. Lett. B

[27] Ch. Thiebaux, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (Avril 1995), numéro d'ordre 3655

[28] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Phys. Lett. B340 (1994) 205.

[29] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Z. Phys. C65 (1995) 627.

[30] H1 Collaboration, S. Aid et al., "First Search for the Minimal Supersymmetric Model at HERA", Contribution à International Europhysics Conference on High Energy Physics, 27 Juil.-2 Aout 1995 Bruxelles, EPS-0463.

Chapitre 2

LA SUPERSYMETRIE

Ce chapitre propose une introduction aux théories supersymétriques. Le formalisme adopté est celui de [1, 2]. A partir d'un Lagrangien simple décrivant une particule de spin 1/2 et une particule scalaire, on va introduire le concept de supermultiplet et donner l'algèbre de supersymétrie. On introduira ensuite le formalisme des superchamps et du superespace, et on verra en quoi ces objets sont bien utiles pour construire une théorie de jauge supersymétrique. La section suivante sera consacrée aux brisures de supersymétrie. Les notions de base de supergravité seront ensuite introduites, afin d'éclairer le mécanisme qui brise la supersymétrie dans la version "supersymétrisée" du Modèle Standard, le MSSM. Quelques détails sur le MSSM seront donnés à la fin de ce chapitre, où la R-parité sera aussi introduite. Un résumé des points importants sera proposé à la fin de ce chapitre.

2.1 Construction de l'algèbre de supersymétrie

2.1.1 Introduction

Les théories de champ utilisées dans la description des particules élémentaires sont avant tout caractérisées par leur contenu en symétries. Le principe de relativité restreinte postule que l'action définissant la théorie soit invariante sous les transformations de coordonnées globales du groupe de Poincaré P (contenant les translations d'espace-temps et les transformations de Lorentz). Rappelons qu'une transformation de Poincaré infinitésimale des coordonnées x^μ peut s'écrire :

$$x^\mu \to x'^\mu = x^\mu + \delta x^\mu = x^\mu + a^\mu + \Lambda^\mu_\nu x^\nu \tag{2.1}$$

les paramètres a^μ correspondant aux translations, les Λ^μ_ν aux transformations de Lorentz. On peut écrire δx^μ sous la forme :

$$\delta x^\mu = i(a^\nu P_\nu + \frac{1}{2}\Lambda^\nu_\rho M^\rho_\nu)x^\mu \tag{2.2}$$

où les opérateurs :

$$P_\mu = -i\partial_\mu \tag{2.3}$$

$$M_{\mu\nu} = i(x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu) \tag{2.4}$$

sont les générateurs de l'algèbre de Lie du groupe de Poincaré pour les transformations des coordonnées. Cette algèbre s'écrit :

$$\left\{\begin{array}{lcl} [P_\mu, P_\nu] & = & 0 \\ [P_\mu, M_{\nu\rho}] & = & i(\eta_{\mu\nu} P_\rho - \eta_{\mu\rho} P_\nu) \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] & = & -i(\eta_{\mu\rho} M_{\nu\sigma} + \eta_{\nu\sigma} M_{\mu\rho} - \eta_{\mu\sigma} M_{\nu\rho} - \eta_{\nu\rho} M_{\mu\sigma}) \end{array}\right. \tag{2.5}$$

où $(\eta_{\mu\nu})$ est la métrique de l'espace de Minkowski $(\eta_{\mu\nu}) = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1)$.
Le principe d'invariance relativiste postule alors que les champs de la théorie soient porteurs d'une représentation de cette algèbre, c'est-à-dire qu'il existe un ensemble d'opérateurs P_μ et $M_{\mu\nu}$ vérifiant les règles de commutation précédentes, agissant sur les champs Φ et les coordonnées et générant les transformations infinitésimales de Poincaré $\Phi(x) \to \Phi'(x')$.

Dans le cadre du Modèle Standard, l'action est aussi invariante sous les transformations du groupe de jauge $G = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La structure de la symétrie de la théorie s'écrit alors sous la forme du produit direct $P \times G$ du groupe de Poincaré et de ce groupe G de symétries internes, les symétries internes commutant avec les transformations de Poincaré.

Lorsque la supersymétrie a été introduite dans les années 1970, on ne s'intéressait pas aux problèmes de hiérarchie ou de grande unification. L'idée était d'introduire une symétrie supplémentaire reliant les deux types de champs fondamentaux : les fermions, constituant la matière, et les bosons, pouvant constituer un champ classique cohérent et "porteurs" des interactions.

On essaie pour cela de construire une symétrie plus large, toujours à partir du groupe de Poincaré et d'un groupe de symétries internes, mais moins simplement qu'avec un produit direct de ces deux groupes. En effet, les générateurs Q^i des transformations de la symétrie bosons-fermions doivent porter un indice spinoriel non nul pour pouvoir relier entre elles des particules de spin différent, donc ils ne peuvent pas commuter avec les transformations de Lorentz :

$$\left[Q^i, M_{\mu\nu}\right] \neq 0$$

Ces générateurs peuvent a priori porter un spin entier non nul, ou un spin demi-entier. Dans le premier cas, on connaîtra par quantification canonique les commutateurs $[Q^i, Q^j]$, d'où une structure d'algèbre de Lie étendant celle du groupe de Poincaré. Dans le cas où les Q^i ont un spin demi-entier, les anticommutateurs $\{Q^i, Q^j\}$ seront connus, et la structure ne sera plus celle d'une algèbre de Lie. Néanmoins, le théorème de **Coleman-Mandula** [3] supprime la possibilité de prendre les Q^i de spin entier, c'est-à-dire de rajouter des symétries bosoniques. En effet, d'après ce théorème, lorsque la structure de la symétrie est celle d'une algèbre de Lie, les seules charges conservées qui se transforment comme des tenseurs sous le groupe de Lorentz sont les générateurs P_μ et $M_{\mu\nu}$ du groupe de Poincaré. Mais le théorème de Coleman-Mandula n'interdit pas aux charges conservées, correspondant aux symétries internes, de se transformer comme des **spineurs** sous le groupe de Lorentz. C'est cette possibilité qui est exploitée en supersymétrie, où les Q^i sont choisis de spin $\frac{1}{2}$. Les générateurs des transformations de supersymétrie agissent donc de la manière suivante :

$$\begin{cases} Q^i|\text{boson, spin } S> &= |\text{fermion, spin } S \pm \frac{1}{2}> \\ Q^i|\text{fermion, spin } S> &= |\text{boson, spin } S \pm \frac{1}{2}> \end{cases}$$

2.1.2 Un premier modèle simple

Wess et Zumino [4] ont proposé le premier Lagrangien supersymétrique mettant en jeu un fermion et une particule scalaire. Leur modèle comportait aussi des termes d'interactions entre les champs. On va voir ici une version simplifiée de ce modèle.

Théorie libre décrivant un fermion de Weyl et un scalaire

On commence par considérer le cas simple d'une théorie décrivant un champ scalaire complexe z et un champ de fermions de chiralité gauche ψ_L, tous deux non massifs. On va mettre en évidence une transformation reliant ces champs, et un Lagrangien invariant sous ces transformations.
Soit $\mathcal{L}$ le Lagrangien le plus simple qu'on puisse écrire à partir de z et ψ, dans l'hypothèse où il n'y a pas d'interaction :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu z^+)(\partial^\mu z) + i\bar{\psi}_L \gamma_\mu \partial^\mu \psi_L \tag{2.6}$$

La transformation la plus générale du champ z du type souhaité doit s'écrire à partir de l'action d'un opérateur O_z sur le champ ψ_L : $\delta z = O_z(\psi_L)$. Cette opération fait nécessairement intervenir un spineur ε, pour que δz reste un scalaire. ε est le paramètre de la transformation. On pose alors :

$$\delta z = \sqrt{2}\bar{\varepsilon}\psi_L, \tag{2.7}$$

De même, la transformation de ψ_L est de la forme :

$$\delta\psi_L = N(z)\epsilon,$$

où $N(z)$ est une matrice de nombres. Comme $\delta\psi_L$ doit être un spineur de Weyl, ε doit aussi être de chiralité donnée. Et afin d'éviter $\delta z = 0$, ε doit en fait être de chiralité droite (car $\bar{\varepsilon}_L \psi_L = 0$). Par ailleurs, remarquons qu'un Lagrangien étant de dimension 4 en masse, z doit être de dimension 1 et ψ de dimension $\frac{3}{2}$, ce que l'on note : $[z] = 1$, $[\psi] = \frac{3}{2}$. Donc, d'après l'équation (2.7), $[\varepsilon] = -\frac{1}{2}$. L'opérateur $N(z)$ est par conséquent de dimension 2 en masse. Partant du champ scalaire z, on doit donc faire intervenir la dérivée ∂_μ ($[\partial_\mu] = 1$) pour obtenir un objet de dimension 2. Il est alors naturel de poser :

$$\delta\psi_L = \sqrt{2}\left[a(\gamma^\mu \partial_\mu z) + b(\gamma^\nu \partial_\nu z^+)\right]\varepsilon_R,$$

où a et b sont des nombres complexes. On a alors, en décomposant le Lagrangien en sa partie $\mathcal{L}_z$ décrivant la particule scalaire et sa partie $\mathcal{L}_\psi$ décrivant le fermion :

$$\begin{aligned} \delta(\mathcal{L}_z) &= \partial_\mu(\delta z^+)(\partial^\mu z) + (\partial_\mu z^+)(\partial^\mu \delta z) \\ &= \sqrt{2}\partial_\mu \bar{\psi}_L \varepsilon_R \partial^\mu z + (\partial_\mu z^+)\bar{\varepsilon}_R \partial^\mu \psi_L \end{aligned}$$

En particulier, $\delta(\mathcal{L}_z)$ ne contient pas de terme en $\bar{\psi}_L z^+$ ou $z\psi_L$ (seulement en $\bar{\psi}_L z$ et $z^+\psi_L$). Le calcul de $\delta\mathcal{L}_\psi$ est plus long et n'est pas détaillé ici. Notons juste que si le complexe b est non nul, on aura dans $\delta(\mathcal{L}_\psi)$ un terme $\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu b\gamma^\nu\partial_\nu z^+\varepsilon_R$, et la compensation de $\delta\mathcal{L}_z$ par $\delta\mathcal{L}_\psi$ ne peut avoir lieu. Il faut donc prendre $b = 0$, soit :

$$\delta\psi_L = \sqrt{2}a(\gamma^\mu\partial_\mu z)\varepsilon_R$$

Le calcul complet [2] de $\delta\mathcal{L}_\psi$ montre qu'en prenant $a = -i$, on a :

$$\delta\mathcal{L}_z + \delta\mathcal{L}_\psi = \partial_\mu\,[....] = \text{quadri-divergence}$$

On a donc bien invariance du Lagrangien sous les transformations :

$$\left\{\begin{array}{lcl} \delta z & = & \sqrt{2}\bar{\varepsilon}_R\psi_L \\ \delta\psi_L & = & -i\sqrt{2}\gamma^\mu\partial_\mu z\varepsilon_R \end{array}\right. \tag{2.8}$$

Commutateur de deux transformations de supersymétrie

Reprenons le Lagrangien simple (2.6) :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu z^+)(\partial^\mu z) + i\bar{\psi}_L\gamma_\mu\partial^\mu\psi_L$$

Soient δ_1 et δ_2 deux transformations de supersymétrie définies comme précédemment, de paramètres respectifs ε_{1R} et ε_{2R}. On s'intéresse au commutateur $[\delta_1, \delta_2]$. Pour que l'algèbre de supersymétrie (c'est-à-dire l'algèbre de Poincaré étendue par les transformations de supersymétrie) soit fermée, ce commutateur doit s'écrire comme combinaison linéaire de translations et de transformations de Lorentz (car le produit de deux transformations du type (2.8) ne change pas le spin). Le calcul donne, à partir des lois de transformation des champs (2.8) :

$$[\delta_1, \delta_2]\,z = -2i(\bar{\varepsilon}_{2R}\gamma^\mu\varepsilon_{1R} - \bar{\varepsilon}_{1R}\gamma^\mu\varepsilon_{2R})\partial_\mu z \tag{2.9}$$

Soit, en utilisant le générateur $P_\mu = -i\partial_\mu$ des translations :

$$\left\{\begin{array}{c} [\delta_1, \delta_2]\,z = \Delta^\mu P_\mu z \\ \text{avec } \Delta^\mu = 2(\bar{\varepsilon}_{2R}\gamma^\mu\varepsilon_{1R} - \bar{\varepsilon}_{1R}\gamma^\mu\varepsilon_{2R}) \end{array}\right.$$

Donc, ce commutateur agit bien comme on le souhaite sur le champ scalaire.
Pour le champ de fermions, on trouve :

$$[\delta_1, \delta_2]\,\psi_L = \Delta^\mu(P_\mu\psi_L + \frac{1}{2}i\gamma_\mu\gamma^\nu\partial_\nu\psi_L) \tag{2.10}$$

Or, l'équation du mouvement pour le champ ψ_L est l'équation de Dirac dans le cas où la masse du champ est nulle :

$$\gamma^\nu\partial_\nu\psi_L = 0$$

Donc, pour des champs fermioniques **satisfaisant à l'équation du mouvement**, le commutateur de deux transformations de supersymétrie est une simple translation, de paramètre $\Delta^\mu = 2(\bar{\varepsilon}_{2R}\gamma^\mu\varepsilon_{1R} - \bar{\varepsilon}_{1R}\gamma^\mu\varepsilon_{2R})$. On a donc :

$$[\delta_1, \delta_2]\begin{pmatrix} z \\ \psi_L \end{pmatrix} = \Delta^\mu P_\mu \begin{pmatrix} z \\ \psi_L \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Ainsi, l'algèbre de supersymétrie est fermée uniquement lorsque les particules sont sur leur couche de masse, alors qu'on voudrait qu'elle le soit aussi lorsque les particules sont virtuelles.

2.1.3 Les champs auxillaires

Plusieurs problèmes se posent dans l'exemple précédent :

- tout d'abord, comme on vient de le voir, l'algèbre de supersymétrie est fermée uniquement lorsque les particules sont sur leur couche de masse,
- les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques ne sont pas égaux hors couche de masse. En effet, le champ scalaire complexe z contient deux degrés de libertés, le spineur ψ en contient deux seulement s'il vérifie l'équation de Dirac, et quatre sinon.

L'introduction de nouveaux champs, les **champs auxilliaires**, va permettre de résoudre ces problèmes [4]. Reprenons le Lagrangien (2.6). On cherche à modifier $\mathcal{L}$ de telle sorte que la théorie sous-jacente contienne :

- (i) 4 degrés de liberté fermioniques et 4 degrés de liberté bosoniques lorsque les particules sont hors couche de masse,
- (ii) 2 degrés de liberté fermioniques et bosoniques dans le cas contraire.

Pour que la condition (i) soit réalisée, il faut rajouter à $\mathcal{L}$ deux degrés de liberté bosoniques. Le moyen le plus simple pour y arriver est d'introduire un nouveau champ scalaire complexe F, et d'ajouter à $\mathcal{L}$ un terme F^+F. Par ailleurs, le Lagrangien (2.6) vérifie déjà (ii). Il faut donc que le nouveau champ F n'amène pas de degré de liberté supplémentaire lorsque les particules sont sur leur couche de masse. Autrement dit, il faut que la solution des équations du mouvement pour le champ F soit $F = 0$, c'est-à-dire que le Lagrangien ne contienne pas de terme cinétique pour F. Par conséquent, le seul terme que l'on va rajouter à $\mathcal{L}$ est le terme F^+F. Le champ F, qui n'a pas de dynamique propre, est appelé un champ auxillaire. On considère donc :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu z \partial^\mu z + i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + F^+F$$

Sous une transformation de supersymétrie, le champ F va être lui aussi modifié. Il faut donc modifier les lois de transformation des champs (2.8) pour que le Lagrangien ci-dessus reste invariant. Gardons pour z la même loi de transformation :

$$(1) \qquad \delta z = \sqrt{2}\bar{\varepsilon}\psi_L$$

On doit alors modifier $\delta\psi$ et chercher la transformation δF de F qui laisse $\mathcal{L}$ invariant. La nouvelle transformation de ψ doit faire intervenir le champ F. A nouveau par des arguments de dimension en masse ($[F] = 2$, $[\varepsilon] = -\frac{1}{2}$, $[\psi] = \frac{3}{2}$), il est naturel d'ajouter au $\delta\psi$ de (2.8) un terme $F\varepsilon$. On voit dès lors que, au contraire de ce qui se passe dans l'exemple précédent, le paramètre ε de la transformation de supersymétrie ne peut plus être un spineur de Weyl de chiralité droite. Ainsi, on prend ε spineur de Majorana et on pose :

$$\begin{array}{lrcl} (2) \qquad & \delta\psi_L & = & -\sqrt{2}L(i\gamma^\mu\partial_\mu z + F)\varepsilon \\ & & = & -\sqrt{2}i\gamma^\mu\partial_\mu z\varepsilon_R - \sqrt{2}F\varepsilon_L \end{array}$$

où $\varepsilon_L = L\varepsilon$ et $\varepsilon_R = R\varepsilon$, L et R étant respectivement les projecteurs gauche et droit ($\frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$). La variation de $\mathcal{L}$ sous les transformations (1) et (2) s'écrit :

$$\delta\mathcal{L} = F(\delta F^*) + (\delta F)F^* + i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu(-\sqrt{2}F\varepsilon_L) + i(-\sqrt{2}F^*)\bar{\varepsilon}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$$

Ainsi, $\mathcal{L}$ est invariant sous les transformations :

$$\left\{\begin{array}{lcl} \delta z & = & \sqrt{2}\bar{\varepsilon}_R\psi_L \\ \delta\psi_L & = & -\sqrt{2}i\gamma^\mu\partial_\mu z\varepsilon_R - \sqrt{2}F\varepsilon_L \\ \delta F & = & \sqrt{2}i\bar{\varepsilon}\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L \end{array}\right. \tag{2.12}$$

On vérifie alors que le commutateur $[\delta_1, \delta_2]$ de deux transformations de supersymétrie est une translation $\Delta^\mu P_\mu$ pour tous les champs (z, ψ, F), avec $\Delta^\mu = 2(\bar{\varepsilon}_2\gamma^\mu\varepsilon_1)$: l'algèbre est maintenant fermée que les particules soient ou non sur leur couche de masse. De plus, on a restauré l'équilibre entre les degrés de liberté bosoniques et fermioniques. En effet, on a, hors couche de masse, 4 degrés de liberté bosoniques (z, F) et autant de fermioniques. Et lorsque les particules sont sur leur couche de masse, on a seulement 2 degrés de liberté bosoniques (z) et 2 fermioniques en raison de l'équation de Dirac.

Ainsi, on a mis en évidence un ensemble de champs (z, ψ, F) qui est porteur d'une représentation linéaire de la supersymétrie. Un tel ensemble de champs s'appelle un **supermultiplet**. Le supermultiplet $\Phi = (z, \psi, F)$, contenant un champ scalaire et un champ de fermions est appelé **supermultiplet chiral**. Dans le modèle minimal supersymétrique (le modèle supersymétrique le plus simple construit à partir du modèle standard), les quarks et les leptons seront associés à des champs fermioniques d'un supermultiplet chiral. Ainsi, les partenaires supersymétriques des quarks et des leptons seront des particules scalaires, ce qui justifie la terminologie de **"squarks"** et **"sleptons"**.

Quand on demande que la théorie supersymétrique ait aussi une symétrie de jauge (par exemple si on veut construire une théorie invariante sous les transformations locales du groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$), on doit faire intervenir des champs de jauge, qui décrivent des particules de spin 1. Dans la version supersymétrisée du modèle standard, ces champs de jauge sont associés par supersymétrie à des champs fermioniques. Le Lagrangien supersymétrique le plus simple qu'on peut construire à partir d'un champ vectoriel A_μ et d'un spineur λ_r de Majorana fait là encore intervenir un champ auxilliaire scalaire réel D, pour avoir équilibre entre les degrés de liberté fermioniques et bosoniques. Ce Lagrangien s'écrit, en notant comme d'habitude $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\lambda}i\gamma^\mu\partial_\mu\lambda + \frac{1}{2}D^2$$

et les lois de transformation des champs laissant $\mathcal{L}$ invariants sont :

$$\left\{\begin{array}{lcl} \delta A_\mu & = & \bar{\varepsilon}\gamma_\mu\lambda \\ \delta\lambda & = & D\varepsilon + \frac{1}{4}\sigma^{\mu\nu}\varepsilon F_{\mu\nu} \qquad \text{avec} \qquad \sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}\left[\gamma^\mu, \gamma^\nu\right] \\ \delta D & = & \bar{\varepsilon}\gamma^\mu\partial_\mu\lambda \end{array}\right. \tag{2.13}$$

L'ensemble de champs (A_μ, λ, D) est ce qu'on appelle un **supermultiplet vectoriel**. Ces supermultiplets sont les éléments de base qui vont nous permettre de construire le Lagrangien du modèle standard supersymétrique minimal.

2.1.4 L'algèbre de supersymétrie

On vient de voir dans ce qui précède que les supermultiplets sont porteurs d'une représentation linéaire de la supersymétrie. On a vu aussi les lois de transformation de chaque champ d'un supermultiplet chiral ou vectoriel. L'action d'une transformation infinitésimale de supersymétrie sur un supermultiplet Φ doit pouvoir s'écrire à l'aide du **générateur** Q de supersymétrie sous la forme :

$$\delta(\Phi) = i\bar{\varepsilon}Q(\Phi), \tag{2.14}$$

de la même manière qu'on peut écrire l'action d'une transformation de Lorentz infinitésimale agissant sur un champ ϕ :

$$\delta\phi = i\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu}G^{\mu\nu}\phi$$

les $\varepsilon_{\mu\nu}$ étant les paramètres de la transformation, et l'expression des générateurs $G^{\mu\nu}$ dépendant ensuite de la nature du champ ϕ :

$$\begin{cases} G^{\mu\nu} = i(x^\mu\partial^\nu - x^\nu\partial\mu) & \text{pour un champ scalaire} \\ G^{\mu\nu} = \frac{i}{4}\left[\gamma^\mu, \gamma^\nu\right] & \text{pour un champ spinoriel} \end{cases}$$

Une transformation finie de supersymétrie sur un supermultiplet s'obtiendra alors par exponentiation :

$$\Phi' = e^{i\varepsilon Q}\Phi$$

Le paramètre ε d'une transformation infinitésimale de supersymétrie étant un **spineur de Majorana**, il doit en être de même pour le générateur Q de la transformation. Pour construire l'algèbre de supersymétrie, on a besoin de connaître des lois de composition (commutateurs ou anti-commutateurs) mettant en jeu l'opérateur Q et les générateurs des symétries de Poincaré, et laissant l'algèbre fermée. On utilisera pour cela les résultats obtenus sur l'exemple de la section précédente.

Soient ε_1, ε_2 et Q trois spineurs de Majorana. Le commutateur $[\delta_1, \delta_2]$, calculé précédemment, fait intervenir $[\bar{\varepsilon}_1 Q, \bar{\varepsilon}_2 Q]$, et peut s'écrire :

$$\begin{aligned} [\delta_1, \delta_2] = -\left[\bar{\varepsilon}_1 Q, \bar{\varepsilon}_2 Q\right] &= -(\bar{\varepsilon}_1^\alpha Q_\alpha \bar{\varepsilon}_2^\beta Q_\beta - \bar{\varepsilon}_2^\beta Q_\beta \bar{\varepsilon}_1^\alpha Q_\alpha) \\ &= \bar{\varepsilon}_1^\alpha \bar{\varepsilon}_2^\beta \left\{Q_\alpha, Q_\beta\right\} \end{aligned} \tag{2.15}$$

car $\{\varepsilon_1, \varepsilon_2\} = \{\varepsilon_i, Q\} = 0$ (les composantes de spineurs anticommutent). Puisque ce commutateur est une translation d'espace-temps, on s'attend à ce que l'algèbre de supersymétrie ait la structure suivante :

$$\begin{cases} [B, B] & \subset & B \\ [B, F] & \subset & F \\ \{F, F\} & \subset & B \end{cases} \tag{2.16}$$

où B représente l'ensemble des symétries bosoniques (translations et transformations de Lorentz), et F les transformations fermioniques de supersymétrie (les Q_α, α étant un indice spinoriel α=1..4). L'écriture ci-dessus signifie que le commutateur de deux symétries bosoniques est une symétrie bosonique. Par contre, le commutateur

d'une symétrie bosonique avec un générateur de supersymétrie doit changer le spin, c'est donc une symétrie fermionique. Enfin, l'anticommutateur de deux symétries fermioniques ne change pas le spin et est donc une symétrie bosonique.
On est donc naturellement amené à calculer l'anticommutateur $\{Q_\alpha, Q_\beta\}$. On a vu dans la section précédente :

$$[\delta_1, \delta_2]\,\Phi = 2(\bar{\varepsilon}_2 \gamma^\mu \varepsilon_1) P_\mu \Phi$$

En combinant ce résultat avec (2.15), on obtient :

$$\bar{\varepsilon}_1^\alpha \bar{\varepsilon}_2^\beta \{Q_\alpha, Q_\beta\}\,\Phi = 2(\bar{\varepsilon}_2^\beta \gamma^\mu_{\beta\nu} \varepsilon_1^\nu) P_\mu \Phi \tag{2.17}$$

ε_1 étant un spineur de Majorana, il vérifie la condition $\varepsilon_1 = C\bar{\varepsilon}_1^t$, où C est la matrice de conjugaison de charge. On peut donc écrire les composantes du spineur ε_1 en fonction de celles de son conjugué de Dirac $\bar{\varepsilon}_1$:

$$\varepsilon_1^\nu = C^\nu_{\ \alpha} \bar{\varepsilon}_1^\alpha \tag{2.18}$$

En reportant (2.18) dans (2.17), on obtient aisément :

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = -2(\gamma^\mu C)_{\beta\alpha} P_\mu = -2(\gamma^\mu C)_{\alpha\beta} P_\mu$$

car les matrices $\gamma^\mu C$ sont symétriques. On rencontre souvent dans la littérature l'expression suivante :

$$\left\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\right\} = 2\gamma^\mu_{\alpha\beta} P_\mu \tag{2.19}$$

qui se déduit immédiatement de la précédente en utilisant le fait que Q est un spineur de Majorana $\bar{Q}^t = C^{-1}Q$.
Restent à calculer les commutateurs d'un générateur de supersymétrie avec un générateur de l'algèbre de Poincaré. Ils s'obtiennent à partir des identités de Jacobi correspondant aux structures (2.16) (une telle structure s'appelle une algèbre de Lie graduée).
Regardons par exemple $[M_{\mu\nu}, Q_\alpha]$. Puisque $[B, F] \subset F$, on peut poser :

$$[M_{\mu\nu}, Q_\alpha] = (b_{\mu\nu})_\alpha^{\ \beta} Q_\beta$$

En utilisant alors l'identité de Jacobi :

$$[[B_1, B_2], F_3] + [[B_2, F_3], B_1] + [[F_3, B_1], B_2] = 0$$

avec $B_1 = M_{\mu\nu}$, $B_2 = M_{\rho\sigma}$ et $F_3 = Q_\alpha$, on obtient :

$$[b^{\mu\nu}, b^{\rho\sigma}] = -i(\eta^{\mu\rho} b^{\nu\sigma} + \eta^{\nu\sigma} b^{\mu\rho} - \eta^{\mu\sigma} b^{\nu\rho} - \eta^{\nu\rho} b^{\mu\sigma})$$

Ce commutateur est celui de deux générateurs $G^{\mu\nu}$ de transformations de Lorentz. Ainsi, les $b^{\mu\nu}$ forment une représentation de l'algèbre de Lorentz pour les spineurs. Leur expression est donc bien connue :

$$b^{\mu\nu} = \frac{i}{4}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$$

On définit $\gamma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left[\gamma^\mu, \gamma^\nu\right]$. Alors :

$$[M^{\mu\nu}, Q] = \frac{i}{2}\gamma^{\mu\nu}Q \tag{2.20}$$

Par un raisonnement similaire, on obtient le dernier commutateur cherché :

$$[P_\mu, Q_\alpha] = 0 \tag{2.21}$$

Pour récapituler, l'algèbre de supersymétrie s'obtient en étendant l'algèbre de Poincaré (2.5) par :

$$\left\{\begin{array}{lcl} [M^{\mu\nu}, Q] & = & \frac{i}{2}\gamma^{\mu\nu}Q \\ [P_\mu, Q_\alpha] & = & 0 \\ \left\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\right\} & = & 2\gamma^\mu_{\alpha\beta}P_\mu \end{array}\right. \tag{2.22}$$

2.1.5 Quelques conséquences immédiates

On peut faire deux remarques utiles à partir des résultats précédents :

- de $[P_\mu, Q_\alpha] = 0$ on déduit $[P^2, Q_\alpha] = 0$, où on a noté $P^2 = P^\mu P_\mu$. Par conséquent, si z et ψ sont deux champs appartenant à un même supermultiplet, de masses respectives m et m', on a :

  $$\begin{array}{lcl} P^2 Q_\alpha z & = & Q_\alpha P^2 z \\ P^2 \psi & = & Q_\alpha (mz) \\ m'\psi & = & m\psi \end{array}$$

  par conséquent, $m = m'$. Ainsi, **les particules appartenant à un même supermultiplet ont la même masse**. On voit dès lors que la supersymétrie doit être brisée, puisque les limites expérimentales actuelles interdisent par exemple l'existence d'une particule scalaire de même masse que l'électron. Les mécanismes de brisure de supersymétrie seront abordés plus loin.

- de la relation d'anti-commutation $\left\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\right\} = 2(\gamma^\mu)_{\alpha\beta}P_\mu$, on obtient, en contractant avec $\gamma^0_{\beta\nu}$:

  $$P_0 = \frac{1}{4}\Sigma Q_\alpha^2 \tag{2.23}$$

  Par conséquent, dans une théorie supersymétrique, les énergies des états sont **positives ou nulles**.

2.2 Lagrangiens et théories de jauge supersymétriques

On va d'abord présenter la construction de Lagrangiens supersymétriques. On va pour cela introduire le formalisme des superchamps, qui sont une autre représentation des supermultiplets. L'intérêt est que sur ces objets, les générateurs de supersymétrie agissent par des dérivées : il est alors beaucoup plus simple de voir si un Lagrangien est invariant sous des transformations de supersymétrie (avec uniquement les lois de transformations des champs, les calculs sont laborieux !). On verra ensuite comment obtenir une théorie supersymétrique où les symétries de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont locales. Pour ce faire, dans le cadre du modèle standard, on part des champs de matière et on doit remplacer les dérivées ∂_μ par des dérivées covariantes, ce qui nécessite d'introduire de nouveaux champs, ceux qui décrivent les bosons de jauge. Dans un modèle supersymétrique, on part de superchamps chiraux et on introduit de nouveaux superchamps pour décrire les bosons de jauge. Ces superchamps sont appelés "superchamps vectoriels".

2.2.1 Superespace et superchamps

On a vu dans le partie précédente que le commutateur $[\delta_1, \delta_2]$ de deux transformations infinitésimales de supersymétrie est une translation. C'est en ce sens qu'on dit parfois que les transformations de supersymétrie sont des "racines carrées" de translations. L'idée est alors d'essayer de représenter ces transformations de supersymétrie comme des "translations généralisées", et de trouver une nouvelle représentation des supermultiplets sur laquelle ces transformations agissent via uniquement des dérivées. Il sera alors simple de voir si la variation d'un Lagrangien sous une transformation de supersymétrie est nulle à une quadri-divergence près.
Afin d'écrire une transformation de supersymétrie comme une translation généralisée, on doit "élargir" l'espace des coordonnées sur lesquelles vont agir ces translations. Ce nouvel espace élargi est ce qu'on appelle le **superespace**. Etant donné que le paramètre d'une transformation infinitésimale de supersymétrie est un spineur de Majorana, il est naturel de poser que :

$$\text{une coordonnée du superespace} = (x^\mu, \theta)$$

où θ est un spineur de Majorana. En particulier, les composantes de θ anticommutent : un tel objet est appelé une variable de Grassman.
On introduit ensuite de nouveaux champs, les **superchamps**, sur lesquels les générateurs Q_α de supersymétrie agissent uniquement via des dérivées, de manière analogue aux translations. Ces superchamps seront fonction non plus d'un point de l'espace-temps, mais d'un point du superespace.
Il est pratique et très répandu d'utiliser pour cela la notation à deux composantes pour les spineurs, qu'on va rappeler brièvement. C'est cette notation qu'on adoptera dans tout ce qui suit.

Notation à deux composantes pour des spineurs

Un spineur ψ de Dirac peut s'écrire sous la forme usuelle :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

où ψ_L se transforme dans la représentation $(\frac{1}{2}, 0)$ du groupe de Lorentz, et ψ_R dans la représentation $(0, \frac{1}{2})$. La notation à deux composantes pour les spineurs consiste à poser :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \psi_L & = & \begin{pmatrix} \psi_{\alpha=1} \\ \psi_{\alpha=2} \end{pmatrix} \\ \psi_R & = & \begin{pmatrix} \bar{\psi}^{\dot{\alpha}=1} \\ \bar{\psi}^{\dot{\alpha}=2} \end{pmatrix} \end{array} \right.$$

Il s'agit uniquement d'une notation : le $\bar{\psi}$ ci-dessus n'a rien à voir avec le conjugué de Dirac du spineur. Les indices pointés ou non pointés rappellent juste que les composantes droite et gauche du spineur ψ ne se transforment pas suivant la même représentation du groupe de Lorentz.
Les quantités $\psi_1^\alpha \psi_{2\alpha}$ sont alors invariantes de Lorentz, avec par définition :

$$\psi^\alpha = \epsilon^{\alpha\beta} \psi_\beta$$

le tenseur

$$\epsilon^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

servant à monter ou descendre les indices.
Pour deux spineurs ψ_1 et ψ_2 qui anticommutent, on adoptera la convention suivante :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \psi_1 \psi_2 & = & \psi_1^\alpha \psi_{2\alpha} \\ \bar{\psi}_1 \bar{\psi}_2 & = & \bar{\psi}_{1\dot{\alpha}} \bar{\psi}_1^{\dot{\alpha}} \end{array} \right.$$

Notons que la place des indices est importante, puisque $\psi_1^\alpha \psi_{2\alpha} = -\psi_{1\alpha} \psi_2^\alpha$.
Les matrices de Dirac γ^μ s'écrivent alors dans cette notation :

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}} \\ (\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\alpha} & 0 \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

avec par définition :

$$(\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\alpha} = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \epsilon^{\alpha\beta} (\sigma^\mu)_{\beta\dot{\beta}} \quad \text{et} \quad \sigma^\mu = (1, -\sigma^i)$$

les σ^i étant les matrices de Pauli.
Ecrivant le générateur Q de supersymétrie (spineur de Majorana) dans cette notation, l'algèbre devient :

$$\left\{ \begin{array}{lcll} \{Q_\alpha, Q_\beta\} & = & \left\{\bar{Q}^{\dot{\alpha}}, \bar{Q}^{\dot{\beta}}\right\} & = 0 \\ \left\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\right\} & = & 2P_\mu (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} & \end{array} \right. \tag{2.25}$$

Superchamps et charges de supersymétrie

Un point du superespace s'écrit, dans cette notation, $(x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$. On introduit alors les superchamps $\Phi = \Phi(x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$ de telle sorte que les générateurs de supersymétrie agissent sur Φ par l'intermédiaire de dérivées. On cherche alors la représentation des Q_α sur ces superchamps. Par définition, elle doit être de la forme :

$$Q_\alpha = a^\mu_\alpha \partial_\mu + b\frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} + c_{\alpha\dot{\alpha}}\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}} \tag{2.26}$$

$$\bar{Q}_{\dot{\alpha}} = \bar{a}^\mu_{\dot{\alpha}} \partial_\mu + \bar{b}\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + \bar{c}^\alpha_{\dot{\alpha}}\frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} \tag{2.27}$$

On peut deviner la forme des coefficients a^μ_α, b et $c_{\alpha\dot{\alpha}}$ par des arguments de dimension. En effet, $[Q_\alpha] = \frac{1}{2}$ (par exemple d'après (2.19)), $[\partial_\mu] = 1$ et, θ^α et $\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$ ayant la même dimension que ε, on a :

$$[\theta^\alpha] = \left[\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\right] = -\frac{1}{2} \text{ et } \left[\frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}\right] = \left[\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}}\right] = \frac{1}{2}$$

Ainsi, $[a^\mu_\alpha] = -\frac{1}{2}$. On va donc chercher à écrire a^μ_α à partir de θ^α ou $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$. Par ailleurs, pour obtenir l'indice vectoriel de a^μ_α, il est naturel d'utiliser une matrice σ^μ (qui porte un indice non pointé et un indice pointé), et donc de poser :

$$a^\mu_\alpha = a(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \text{ et } \bar{a}^\mu_{\dot{\alpha}} = \bar{a}\theta^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}$$

où a et $\bar{a}$ sont des nombres complexes (non nécessairement conjugués l'un de l'autre) de dimension nulle en masse. De plus, $[Q_\alpha] = \left[\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}}\right]$ implique : $[c_{\alpha\dot{\alpha}}] = 0$. Une inspection systématique montre qu'on ne peut pas construire de manière naturelle un tenseur $T_{\alpha\dot{\alpha}}$ de dimension nulle en masse. On prend donc $c_{\alpha\dot{\alpha}} = 0$ et de même $c^\alpha_{\dot{\alpha}} = 0$.
Calculons alors l'anticommutateur $\left\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\right\}$:

$$\left\{Q_\alpha \bar{Q}_{\dot{\beta}}\right\} = \left\{a\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}, \bar{b}\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\beta}}}\right\} + \left\{b\frac{\partial}{\partial\theta^\alpha}, \bar{a}\theta^\beta\sigma^\mu_{\beta\dot{\beta}}\right\}$$

On obtient :

$$\left\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\right\} = (\bar{a}b + a\bar{b})\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}}\partial_\mu \quad \text{d'où, d'après (2.25)} \quad \bar{a}b + a\bar{b} = -2i.$$

Ainsi, on a une certaine liberté pour les complexes a et b, et les expressions des charges Q_α ne sont pas déterminées exactement par l'algèbre, mais on peut choisir :

$$\left\{\begin{array}{lcl} Q_\alpha & = & -i\left(\frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - i(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu\right) \\ \bar{Q}_{\dot{\alpha}} & = & -i\left(-\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\theta^\alpha(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}\partial_\mu\right) \end{array}\right. \tag{2.28}$$

Ainsi, **une transformation infinitésimale de supersymétrie de paramètre ϵ génère sur les superchamps une translation $i\varepsilon\sigma^\mu\bar{\theta}$ dans l'espace des x^μ, et une translation ε de la coordonnée θ.**

Les superchamps chiraux et vectoriels

Un superchamp est une fonction $\mathcal{F}(x^\mu, \theta, \bar\theta)$ où θ est une variable de Grassman. On peut alors développer $\mathcal{F}$ en ses puissances en $(\theta, \bar\theta)$. Aucun terme en θ^3 ou $\bar\theta^3$ n'est présent dans le développement, car $\theta^3 = 0$ du fait des propriétés des variables de Grassman. Le développement de $\mathcal{F}$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(x,\theta,\bar\theta) &= f(x) + \theta\Psi(x) + \bar\theta\bar\chi(x) + \theta\theta m(x) + \bar\theta\bar\theta n(x) \\ &+ \theta\sigma^\mu\bar\theta v_\mu(x) + \theta\theta\bar\theta\bar\lambda(x) + \bar\theta\bar\theta\theta\psi(x) + \theta\theta\bar\theta\bar\theta d(x) \end{aligned} \tag{2.29}$$

où on a noté : $\theta\sigma^\mu\bar\theta = \theta^\alpha(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\alpha}\bar\theta^{\dot\alpha}$, et où :

- v_μ est un champ vectoriel complexe
- f, m, n, d sont des champs scalaires complexes
- Ψ_α, $\bar\chi^{\dot\alpha}$, $\bar\lambda^{\dot\alpha}$ et ψ_α sont des champs spinoriels à deux composantes.

Par conséquent, le superchamp le plus général contient 16 degrés de liberté bosoniques et autant de fermioniques. C'est beaucoup trop pour décrire par exemple le supermultiplet chiral (z, ψ, F) introduit précédemment, qui ne contient que 4 degrés de liberté fermioniques et bosoniques. On doit donc imposer des contraintes sur le superchamp pour réduire le nombre de degrés de liberté bosoniques et fermioniques. Pour cela, on peut soit :

- chercher une dérivée covariante invariante sous une transformation de supersymétrie, et imposer que la dérivée covariante du superchamp $\mathcal{F}$ soit nulle. Cette première possibilité permet de réaliser le superchamp chiral. En fait, on va introduire deux dérivées covariantes D_α et $\bar D_{\dot\alpha}$: la première sera nulle pour un superchamp chiral droit (contenant un champ de fermions de chiralité droite), l'autre sur un superchamp chiral gauche.
- imposer au superchamp d'être réel : $\mathcal{F} = \mathcal{F}^*$. Ce second choix correspond au cas du superchamp vectoriel.

a) Le superchamp chiral:

Commençons par chercher une expression possible pour les dérivées covariantes D_α. δ étant une transformation de supersymétrie, on veut que D_α vérifie $D_\alpha\delta\mathcal{F} = \delta(D_\alpha\mathcal{F})$. En écrivant la transformation de $\mathcal{F}$: $\delta\mathcal{F} = i(\varepsilon Q + \bar\varepsilon\bar Q)\mathcal{F}(x,\theta,\bar\theta)$, cette condition devient :

$$\left\{ \begin{aligned} \{Q_\alpha, D_\beta\} &= 0 \\ \left\{\bar Q_{\dot\alpha}, D_\beta\right\} &= 0 \end{aligned} \right. \tag{2.30}$$

et de même pour les $\bar D_{\dot\beta}$. Ayant obtenu précédemment une expression pour les charges Q_α et $\bar Q_{\dot\alpha}$, on peut calculer les anticommutateurs de ces charges avec les opérateurs différentiels $\frac{\partial}{\partial\theta^\beta}$ et $\frac{\partial}{\partial\bar\theta^{\dot\beta}}$. En faisant ensuite des combinaisons linéaires judicieuses, on obtient donc des quantités qui anticommutent avec les charges Q_α et $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$. Ceci nous donne une expression possible pour les dérivées covariantes :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} D_\alpha & = & \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - i(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu \\ \bar{D}_{\dot{\alpha}} & = & \frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} - i\theta^\alpha(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}\partial_\mu \end{array} \right. \tag{2.31}$$

On va détailler le cas du superchamp chiral gauche, et montrer que ce cas correspond bien à celui du supermultiplet chiral où le champ de fermions est de chiralité gauche. Le superchamp chiral gauche doit vérifier par définition $\bar{D}_{\dot{\alpha}}\Phi = 0$. On voit immédiatement sur l'expression de $\bar{D}_{\dot{\alpha}}$ obtenue plus haut que :

$$\begin{array}{lcl} \bar{D}_{\dot{\alpha}}\theta & = & 0 \\ \bar{D}_{\dot{\alpha}}y^\mu & = & 0 \end{array} \tag{2.32}$$

où on a posé :

$$y^\mu = x^\mu - i\theta\sigma^\mu\bar{\theta} = x^\mu - i\theta^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \tag{2.33}$$

Dès lors, le superchamp Φ est fonction uniquement de θ et de cette variable y^μ. En reprenant l'expression générale (2.29) d'un superchamp, seules restent donc les composantes 1, θ et $\theta\theta$ dans le développement. Le superchamp chiral gauche s'écrit alors :

$$\Phi(y,\theta) = z(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) - \theta\theta f(y) \tag{2.34}$$

Le superchamp chiral gauche contient donc deux champs scalaires complexes z et f et un champ de fermions de chiralité gauche ψ. Le contenu en champ correspond donc au supermultiplet chiral gauche, f étant le champ auxillaire, et le nombre de degrés de liberté bosonique et fermionique est égal à 4.
L'action d'une transformation de supersymétrie de paramètre $(\varepsilon, \bar{\varepsilon})$ sur le superchamp Φ s'écrit :

$$\delta\Phi(y,\theta) = i(\epsilon Q + \bar{\epsilon}\bar{Q})\Phi(y,\theta) = i(\epsilon^\alpha Q_\alpha + \bar{\epsilon}_{\dot{\alpha}}\bar{Q}^{\dot{\alpha}})\Phi(y,\theta)$$

et peut se calculer à partir de l'expression (2.34) du superchamp Φ et de celle (2.28) des charges Q_α et $\bar{Q}^{\dot{\alpha}}$. On écrit alors $\delta\Phi$ sous la forme $a + \sqrt{2}\theta b + \theta\theta c$, et, en identifiant avec $\delta\Phi = \delta z + \sqrt{2}\theta\delta\psi - \theta\theta\delta f$, on en déduit les lois de transformation des champs :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \delta z & = & \sqrt{2}\epsilon\psi \\ \delta\psi_\alpha & = & -\sqrt{2}f\epsilon_\alpha - \sqrt{2}i(\sigma^\mu\bar{\epsilon})_\alpha\partial_\mu z \\ \delta f & = & -\sqrt{2}i(\partial_\mu\psi\sigma^\mu\bar{\epsilon}) \end{array} \right. \tag{2.35}$$

Ces lois de transformation sont bien les mêmes que celles (2.12) obtenues dans le modèle de Wess-Zumino simplifié pour le supermultiplet chiral gauche, en passant à la notation à deux composantes pour les spineurs. Donc :

$$\text{supermultiplet } (z, \psi_L, F) \sim \text{superchamp } (z, \psi_\alpha, f)$$

Notons pour conclure sur le superchamp chiral que, par la linéarité de la dérivée covariante, une fonction polynômiale de superchamps chiraux est un superchamp chiral.

b) Le superchamp vectoriel :

On n'impose plus de conditions à partir de dérivées, mais on veut que le superchamp soit réel :

$$V(x,\theta,\bar{\theta}) = V(x,\theta,\bar{\theta})^+$$

En reprenant l'expression générale d'un superchamp (2.29) et en écrivant les conséquences de la réalité de V sur les champs, on peut montrer qu'une transformation "de jauge" du superchamp V de la forme :

$$V \to V + \Phi + \Phi^+ \tag{2.36}$$

où Φ est un superchamp chiral (2.34) dont les champs sont bien choisis, permet :

- de mettre à zéro plusieurs composantes du développement de V suivant les puissances de $\theta, \bar{\theta}$. La forme obtenue pour V par ce changement "de jauge" s'écrit alors :

  $$V(x,\theta,\bar{\theta}) = \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x) \tag{2.37}$$

  où D est un champ scalaire réel, v_μ un champ vectoriel et λ un champ de fermions de Majorana.

- d'éliminer une composante du champ v_μ.

Une fois cette opération réalisée, on dit qu'on est dans la **jauge de Wess-Zumino**. Dans cette jauge, le supermultiplet vectoriel contient 4 degrés de liberté bosoniques (le champ D et les trois composantes restantes du champ vectoriel), et 4 degrés de liberté fermioniques (le spineur λ). Notons qu'une fonction polynômiale à coefficients réels de superchamps vectoriels reste un superchamp vectoriel, et que $V^n = 0$ pour $n \geq 3$ en raison des propriétés de la variable de Grassman θ. Par ailleurs, comme dans le cas du superchamp chiral, on peut calculer l'expression d'une transformation infinitésimale de supersymétrie sur un superchamp vectoriel, en utilisant les expressions de Q_α et $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$. On en déduit alors les lois de transformation des champs v_μ, λ et D constituant le superchamp vectoriel. On vérifie que ces lois correspondent à (2.13).

2.2.2 Construction d'un Lagrangien supersymétrique

Dans la construction du modèle minimal supersymétrique, qui sera détaillée dans la dernière partie de ce chapitre, on "copie" le Modèle Standard en remplaçant les champs décrivant les leptons et quarks (en doublets ou singlets de $SU(2)_L$) par des superchamps chiraux. On a donc besoin de trouver des termes fonctions de superchamps chiraux, qui sont invariants (à une quadridivergence près) sous une transformation de supersymétrie. A partir de ce qui précède, la tâche n'est plus trop ardue.

On constate dans (2.35) que sous une transformation de supersymétrie, le champ auxillaire f se transforme comme une dérivée totale (en effet, les champs auxilliaires n'ont pas de dynamique propre). Or, f est la composante $\theta\theta$ du superchamp d'après (2.34). Par conséquent, la partie $\theta\theta$ d'un superchamp chiral, ou d'une combinaison linéaire de superchamps chiraux, est invariante sous une transformation de supersymétrie :

$$\delta\left(\Sigma\left[a^n \Phi^n\right]_{\theta\theta}\right) = \partial_\mu [....]$$

Une première "brique" pour construire un Lagrangien supersymétrique est donc la composante $\theta\theta$ d'un polynôme en Φ_i, les Φ_i étant des superchamps chiraux. On se limitera en fait à des polynômes de degré 3, les ordres supérieurs en Φ_i conduisant à des théories non renormalisables. Notons que des termes de masse et d'interactions peuvent être introduits par la composante $\theta\theta$ du polynôme de degré 3 en Φ_i.

Ce premier élément est néanmoins insuffisant, car $[\Phi^n]_{\theta\theta}$ ne contient pas de dérivée dans les champs. Il faut donc trouver autre chose pour construire la partie cinétique du Lagrangien. Pour cela, on peut remarquer que la composante $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ d'un superchamp se transforme toujours comme une dérivée totale sous une transformation de supersymétrie. En effet, si on reprend l'expression générale d'un superchamp $\mathcal{F}$ (2.29), et celle des charges de supersymétrie (2.28), on voit que la partie $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ de $\delta\mathcal{F} = i(\epsilon Q + \bar{\epsilon}\bar{Q})\mathcal{F}$ ne peut venir que de l'action de $\epsilon\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu$ sur la composante $\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ de $\mathcal{F}$, ou bien de l'action de $\theta\sigma^\mu\bar{\epsilon}\partial_\mu$ sur la composante $\bar{\theta}\theta\theta$. Donc, $\delta(\mathcal{F}_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}) = (\delta\mathcal{F})_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} = \partial_\mu [...]$, et la partie $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ est bien invariante par supersymétrie.

On part ensuite de l'expression (2.34) du superchamp $\Phi = \Phi(y, \theta)$. En utilisant l'expression de y (2.33), on peut faire un développement de Taylor de z, ψ et f pour avoir Φ en fonction de x et non plus y. Ce développement fait intervenir les dérivées des champs z et ψ. On remarque alors que la partie $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ de $\Phi^+\Phi$ contient les termes cherchés (par exemple le terme $\partial_\mu z \partial^\mu z^+$). Par conséquent, la partie cinétique d'un Lagrangien supersymétrique fonction de superchamps chiraux sera obtenue en prenant les composantes $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ de termes $\Phi_i^+\Phi_i$.

Ainsi, le Lagrangien supersymétrique le plus général pour les superchamps chiraux peut s'écrire à l'aide d'une fonction polynômiale $g(\Phi_i) = a_i\Phi_i + \frac{1}{2}m_{ij}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{3}\lambda_{ijk}\Phi_i\Phi_j\Phi_k$ et est de la forme :

$$\mathcal{L} \;=\; \Sigma\left(\left[\Phi_i^+\Phi_i\right]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}\right) + \left[g(\Phi_i)\right]_{\theta\theta} + \left[g^+(\Phi_i^+)\right]_{\bar{\theta}\bar{\theta}} \tag{2.38}$$

On explicite ensuite les superchamps Φ_i en fonction des champs z_i, ψ_i et f_i pour avoir une expression du Lagrangien supersymétrique directement fonction des champs. L'équation du mouvement pour les champs auxilliaires f_i :

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial f_i} = 0 \Rightarrow f_i^+ = m_{ij}z_j + \lambda_{ijk}z_j z_k + a_i$$

permet alors d'éliminer les f_i en les exprimant en fonction des champs scalaires. On trouve finalement :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} \;=\; & \tfrac{i}{2}(\psi_i\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\psi}_i - \partial_\mu\psi_i\sigma^\mu\bar{\psi}_i) \\
- \; & \tfrac{1}{2}m_{ij}(\psi_i\psi_j + \bar{\psi}_i\bar{\psi}_j) + (\partial_\mu z^i)(\partial^\mu z^i) \\
- \; & \lambda_{ijk}z_i\psi_j\psi_k - \lambda_{ijk}^+ z_i^+\bar{\psi}_j\bar{\psi}_k \\
- \; & \Sigma|a_i + m_{ij}z_j + \lambda_{ijk}z_j z_k|^2
\end{aligned} \tag{2.39}$$

Le potentiel scalaire qui apparaît dans l'expression ci-dessus est une somme de carrés, et s'écrit à l'aide de la fonction g :

$$V_s = \sum_i \left| \frac{\partial g(z_i)}{\partial z_i} \right|^2 \tag{2.40}$$

Cette fonction g est appelée le **superpotentiel**. On peut alors réexprimer le Lagrangien en utilisant le superpotentiel :

$$\begin{array}{rcl} \mathcal{L} & = & \frac{i}{2}(\psi_i \sigma^\mu \partial_\mu \bar{\psi}_i - \partial_\mu \psi_i \sigma^\mu \bar{\psi}_i) \\ & + & (\partial_\mu z_i)(\partial^\mu z_i^+) \\ & - & \sum_i \left| \frac{\partial g}{\partial z_i} \right|^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g}{\partial z_i z_j} \psi_i \psi_j - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g^+}{\partial z_i^+ z_j^+} \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j \end{array} \tag{2.41}$$

Dans (2.39), on a des termes $-m_{ij}^2 z_j^2$ et $-\frac{1}{2} m_{ij}(\psi_i \psi_j + \bar{\psi}_i \bar{\psi}_j)$. On retrouve donc le fait que les particules scalaires, décrites par les z_i, ont les mêmes masses que leurs partenaires supersymétriques, les fermions ψ_i.

On va voir dans le paragraphe suivant comment construire une théorie de jauge supersymétrique à partir par exemple du groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. De manière analogue au modèle standard, pour que la symétrie de jauge soit locale, on va devoir introduire les bosons de jauge, qui seront décrits par les champs d'un superchamp vectoriel. Ces champs devant pouvoir se propager, il nous reste un dernier élément à trouver, celui permettant d'écrire la partie cinétique du Lagrangien correspondant à ces champs de jauge. Reprenons la forme générale du superchamp vectoriel (2.37). Elle ne contient pas de dérivée dans les champs, donc ce n'est pas à partir d'une combinaison linéaire de superchamps vectoriels qu'on peut obtenir les termes cinétiques. Il nous faut à nouveau utiliser les dérivées covariantes D_α et $\bar{D}^{\dot{\alpha}}$ introduites dans le présentation du superchamp chiral. On peut alors remarquer que les quantités suivantes :

$$\begin{array}{rcl} W_\alpha & = & -\frac{1}{4}(\bar{D}\bar{D}) D_\alpha V \\ \bar{W}^{\dot{\alpha}} & = & -\frac{1}{4}(DD) \bar{D}_{\dot{\alpha}} V \end{array}$$

sont des superchamps chiraux puisque $\bar{D}_{\dot{\alpha}} W_\alpha = D_\alpha \bar{W}_{\dot{\alpha}} = 0$ (en effet, d'après l'expression des dérivées covariantes $D^3 = \bar{D}^3 = 0$). Par ailleurs, on vérifie aisément que W_α et $\bar{W}_{\dot{\alpha}}$ sont invariants sous la transformation "de jauge" $V \to V + \Phi + \Phi^+$. Le calcul de W_α et $\bar{W}_{\dot{\alpha}}$ dans la jauge de Wess-Zumino, en utilisant les variables y et θ dont dépendent les superchamps chiraux, montre que ces quantités contiennent le terme :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu v_\nu(y) - \partial_\nu v_\mu(y)$$

qui est le terme permettant de construire la partie cinétique $\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ d'un Lagrangien décrivant un champ vectoriel. La partie cinétique d'un Lagrangien supersymétrique décrivant des bosons vecteurs et des fermions s'obtient alors en prenant la composante $\theta\theta$ de $W^\alpha W_\alpha$, qui se transforme en une dérivée totale par supersymétrie. En écrivant W_α et $\bar{W}_{\dot{\alpha}}$ en fonction des champs, le calcul donne :

$$\begin{array}{rcl} \mathcal{L}_V & = & \frac{1}{4} \left[W^\alpha W_\alpha \right]_{\theta\theta} + \frac{1}{4} \left[\bar{W}_{\dot{\alpha}} \bar{W}^{\dot{\alpha}} \right]_{\bar{\theta}\bar{\theta}} \\ & = & \frac{i}{2}(\lambda \sigma^\mu \partial_\mu \bar{\lambda} - \partial_\mu \lambda \sigma^\mu \bar{\lambda}) + \frac{1}{2} D^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \end{array} \tag{2.42}$$

Notons que ce Lagrangien ne comporte pas de dérivée en D, qui est un champ auxilliaire et donc ne se propage pas.
On a maintenant tout ce qu'il faut pour construire une théorie de jauge supersymétrique.

2.2.3 Théories de jauge supersymétriques

On cherche à construire une théorie supersymétrique contenant aussi la symétrie $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dans le cas où cette symétrie est globale, le Lagrangien supersymétrique décrivant des quarks et des leptons :

$$\mathcal{L} = \left[\Phi_i^+\Phi_i\right]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} + \left[g(\Phi_i)\right]_{\theta\theta} + \left[g^+(\Phi_i^+)\right]_{\bar{\theta}\bar{\theta}}$$

est invariant sous une transformation de $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ (à condition que le superpotentiel le soit). En effet, notant T^a les générateurs du groupe de symétrie, on peut écrire le transformé des superchamps chiraux Φ_i sous la forme :

$$\Phi_i' = \exp(i\Lambda_a T^a)_j^i \Phi^j$$

où les Λ_a sont des constantes réelles. Dès lors, l'équation précédente est une équation de superchamps et Φ se transforme bien en un superchamp chiral gauche. On vérifie alors aisément que $\Phi^+\Phi$ est invariant.
Si maintenant on veut que la symétrie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ soit locale, les Λ_a deviennent des fonctions de x. Pour que Φ se transforme en un superchamp chiral gauche, il faut imposer aux $\Lambda_a(x)$ d'être aussi des superchamps chiraux. Mais alors, ils ne sont pas réels : $\Lambda_a^+ \neq \Lambda_a$, puisque cette dernière propriété définit des superchamps vectoriels. Par conséquent :

$$\Phi^+\Phi \to \Phi^+\exp(-i\Lambda^+)\exp(i\Lambda)\Phi \quad \text{avec} \quad \Lambda = \Lambda_a T^a$$

n'est plus invariant sous une transformation locale de $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Pour restaurer l'invariance, il faut, comme dans le cadre du modèle standard, introduire des bosons de jauge, qui sont décrits par des superchamps vectoriels. Les superchamps vectoriels qu'il nous faut introduire sont les suivants :

- V_1 pour la symétrie $U(1)$, qui décrira le champ de jauge A_μ du modèle standard et son partenaire supersymétrique;
- V_2^1, V_2^2 et V_2^3 pour la symétrie $SU(2)$. Ils décriront le W^3 neutre (dont la combinaison avec A_μ donne le photon et le boson Z), les deux bosons $W^\pm$ et leurs partenaires supersymétriques;
- $V_3^{i=1..8}$ pour $SU(3)$, qui décriront les gluons et leurs partenaires supersymétriques, les gluinos.

Notons $V = V_\alpha T^\alpha$. En imposant que V se transforme de telle sorte que :

$$e^V \to e^{i\Lambda^+} e^V e^{-i\Lambda}$$

ce qui correspond au premier ordre à $\delta V = -i(\Lambda - \Lambda^+)$, c'est-à-dire à une transformation "de jauge" de la forme (2.36), on vérifie que $\Phi^+ e^V \Phi$ est invariant. On va donc remplacer la partie cinétique du Lagrangien décrivant les fermions de matière par :

$$\mathcal{L}_{cin} = \left[\Phi^+ e^V \Phi\right]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}$$

qui sera ainsi invariant sous une transformation locale du groupe de symétries internes. Rappelons que dans le Modèle Standard, demander l'invariance locale d'une symétrie implique de remplacer les dérivées ∂_μ par des dérivées covariantes D_μ, que l'on définit en introduisant les champs décrivant les bosons de jauge. Cette opération fait apparaître des interactions entre les fermions de matière et les bosons de jauge. De même ici, ces interactions émergent du terme $\left[\Phi^+ e^V \Phi\right]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}$.

Reste maintenant à permettre aux bosons de jauge décrits par V_1, $V_2^{i=1..3}$ et $V_3^{i=1..8}$ de se propager. A nouveau, il faut remplacer les superchamps chiraux W_α et $\bar{W}_{\dot{\alpha}}$ introduits plus haut et qui permettent de construire la partie cinétique attachée aux champs de jauge par :

$$\left\{\begin{array}{lcl} W_\alpha & = & -\frac{1}{4}(\bar{D}\bar{D})e^{-V}D_\alpha e^V \\ \bar{W}^{\dot{\alpha}} & = & -\frac{1}{4}(DD)e^{-V}\bar{D}^{\dot{\alpha}}e^V \end{array}\right. \tag{2.43}$$

de sorte que $[W^\alpha W_\alpha]_{\theta\theta}$ soit invariant sous une transformation locale du groupe de jauge.

Ainsi, le Lagrangien total s'écrit :

$$\begin{array}{rcl} \mathcal{L}_{total} & = & \left[\Phi_i^+ (e^V)^i_j \Phi^j\right]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} + \frac{1}{4}\mathrm{Tr}\,[W^\alpha W_\alpha]_{\theta\theta} + \frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left[\bar{W}_{\dot{\alpha}}\bar{W}^{\dot{\alpha}}\right]_{\bar{\theta}\bar{\theta}} \\ & + & [g(\Phi_i)]_{\theta\theta} + \left[g^+(\Phi_i^+)\right]_{\bar{\theta}\bar{\theta}} \end{array} \tag{2.44}$$

où la trace est en fait une somme sur les indices du groupe de jauge.

La symétrie $U(1)$ permet d'ajouter un terme supplémentaire à ce Lagrangien. En effet, $U(1)$ est abélien ce qui implique : $[\Lambda, V_1] = 0$. Alors, la loi de transformation pour V_1 :

$$e^{V_1} \to e^{i\Lambda^+} e^{V_1} e^{-i\Lambda}$$

s'écrit : $V_1 \to V_1 - i\Lambda + i\Lambda^+$, alors que pour V_2 et V_3 ce n'est vrai qu'au premier ordre. Donc, sous une transformation $U(1)$, δV_1 est un superchamp chiral. Or, si on reprend l'expression générale d'un superchamp chiral (2.34) et qu'on l'écrit en fonction des variables (x, θ) au lieu de (y, θ), on s'aperçoît que la composante $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ d'un tel superchamp est de la forme $\partial_\mu \partial^\mu$ [...]. Par conséquent, la composante $[V_1]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}$ de V_1 est invariante sous une transformation du groupe de jauge. De plus, d'après la forme générale (2.37) d'un champ vectoriel, cette composante n'est autre que le champ scalaire auxilliaire D, qui se transforme comme une dérivée totale par supersymétrie, d'après (2.13). Donc, $[V_1]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}$ est aussi invariant par supersymétrie. Par conséquent, on peut ajouter au Lagrangien un terme de la forme :

$$\mathcal{L}_{FI} = \zeta\,[V_1]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}$$

Un tel terme est appelé **terme de Fayet-Illiopoulos**. Si un tel terme est présent dans le Lagrangien, il joue un rôle important dans les mécanismes de brisure de supersymétrie. Ce sont d'ailleurs Fayet et Illiopoulos [5] qui ont les premiers montré comment on pouvait briser spontanément la supersymétrie dans le cadre d'une théorie de jauge dont le groupe possède un sous-groupe abélien.

En calculant tout en fonction des champs, l'expression précédente (2.44) de $\mathcal{L}_{total}$ permet de réécrire le potentiel scalaire :

$$\begin{array}{rcl} V_s(z_i, z_j^+) & = & \sum_i \left|\frac{\partial g}{\partial z^i}\right| + \frac{1}{2} g^2 \sum_a \left(z_i^+ (T^a)^i_j z^j + \zeta^a\right)^2 \\ & = & \sum_i |F_i|^2 + \frac{1}{2} \sum_a (D^a)^2 \end{array} \tag{2.45}$$

où on a posé : $F_i^+ = \frac{\partial g}{\partial z^i}$ et $D^a = g z_i^+ (T^a)^i_j z^j + \zeta^a$. Ce potentiel scalaire est donc la somme de deux termes positifs ou nuls, appellés usuellement **F-terme** et **D-terme**, le F-terme dérivant du superpotentiel et le D-terme traduisant la structure de jauge de la théorie.

2.3 Brisures de supersymétrie

Comme on l'a déja remarqué, dans une théorie supersymétrique, les masses des fermions sont égales à celles de leurs partenaires scalaires. Or, les limites expérimentales nous montrent que ces particules scalaires doivent être bien plus massives que les fermions qui leur sont associés par supersymétrie. Par conséquent, la supersymétrie doit être brisée, et le mécanisme de brisure doit faire en sorte que les masses des nouveaux scalaires deviennent plus élevées que celles des particules standards.

2.3.1 Brisure spontanée de supersymétrie

On dit qu'une théorie est brisée spontanément lorsque le Lagrangien de la théorie est invariant sous les transformations de cette symétrie, mais le vide de l'est pas. Le vide $|\Omega>$ de la théorie est supersymétrique si il est invariant par e^{iQ_α}, c'est-à-dire si $Q_\alpha|\Omega>=0$ pour tout α. Or, on a vu (2.23) que l'Hamiltonien s'écrit :

$$H = \frac{1}{4}\sum_\alpha Q_\alpha^2$$

Donc, si le vide est supersymétrique, $H|\Omega>=0$ et l'énergie du vide est nulle. Réciproquement, si l'énergie du vide est nulle, on a $<\Omega|H|\Omega>=0$, ce qui donne :

$$\sum_\alpha <\Omega|Q_\alpha Q_\alpha|\Omega>=\sum_\alpha \| Q_\alpha|\Omega>\|^2=0$$

donc, pour tout α, $Q_\alpha|\Omega>=0$, et le vide est bien supersymétrique. Par conséquent :

$$\begin{array}{ll} \text{le vide est supersymétrique} & \Leftrightarrow \; E_\Omega = 0 \\ \text{et la supersymétrie est spontanément brisée} & \Leftrightarrow \; E_\Omega \neq 0 \end{array}$$

Le vide étant une configuration dans laquelle seuls des champs scalaires peuvent avoir une valeur constante non nulle, l'énergie du vide n'est autre que le minimum du potentiel scalaire dans cette configuration. Celui-ci s'écrit comme une somme de termes positifs ou nuls :

$$\begin{array}{rcl} V_S & = & \sum_i |F_i|^2 + \frac{1}{2}\sum_a D_a^2 \\ & = & \sum_i \left|\frac{\partial g}{\partial z_i}\right|^2 + \frac{1}{2}\sum_{\beta,a}\left|g_\beta z_i^+ (T_\beta^a)^i_j z_j + \zeta\delta_{\beta,1}\right|^2 \end{array}$$

où $g = a_i z_i + \frac{1}{2}m_{ij}z_i z_j + \frac{1}{3}\lambda_{ijk}z_i z_j z_k$. On a noté g_β les constantes de couplage, β indiçant les groupes. Un terme de Fayet-Illiopoulos est possible si le groupe de jauge contient un sous-groupe $U(1)$.

Deux possibilités permettent alors à l'énergie du vide d'être non nulle :

- $< F_i > \neq 0$ pour un certain i. On dit alors que la brisure spontanée de supersymétrie est "de type F". Cette condition contraint fortement le superpotentiel g. En effet, dans une configuration où tous les champs scalaires sont nuls, la valeur moyenne des F-termes est nulle sauf si il existe un $a_i \neq 0$. Donc, le superpotentiel doit contenir un terme linéaire en un champ z_S, ce champ devant être singlet de jauge pour que g soit invariant de jauge.

- $< D_a > \neq 0$, ce qui correpond à une brisure "de type D". Ceci implique la présence d'un terme de Fayet-Illiopoulos ζ dans le superpotentiel, sinon à nouveau $V(z_i = 0) = 0$ et 0 est le minimum global de V, et l'énergie du vide est donc nulle.

Brisures spontanées de type F

On va donner ici un exemple de brisure de type F et voir comment se comportent les masses des scalaires (partenaires supersymétriques des fermions de matière) après cette brisure. On parle souvent, pour les brisures "de type F", de brisure Fayet-O'Raifeartaigh [6]. On considère trois superchamps Φ_1, Φ_2 et Φ_3, et un superpotentiel g de la forme :

$$g = \lambda z_1(z_3^2 - m^2) + \mu z_2 z_3$$

Les paramètres λ, μ et m sont pris réels moyennant si nécessaire une redéfinition de la phase des champs scalaires. Le potentiel scalaire s'écrit :

$$V_S = \sum_i \left|\frac{\partial g}{\partial z_i}\right|^2 = \lambda^2|z_3^2 - m^2|^2 + \mu^2|z_3|^2 + |\mu z_2 + 2\lambda z_1 z_3|^2$$

L'énergie du vide est nulle si, pour certaines valeurs des champs, les trois termes ci-dessus s'annulent. Dès que m, λ et μ sont non nuls, on voit que cela ne peut pas être réalisé, puisque le second terme est nul seulement pour $z_3 = 0$, mais alors le premier vaut $\lambda^2 m^4$. Donc, la supersymétrie est brisée spontanément. Les équations au minimum $\frac{\partial V}{\partial z_1} = \frac{\partial V}{\partial z_2} = \frac{\partial V}{\partial z_3} = 0$ montrent que si $m^2 \leq \frac{\mu^2}{2\lambda^2}$, le minimum est atteint pour : $< z_2 >=< z_3 >= 0$, indépendamment de la valeur de $< z_1 >$, et vaut : $V_{min} = \lambda^2 m^4$. Pour simplifier, prenons $< z_1 >= 0$. Pour connaître les masses des champs scalaires et fermioniques, on repart du Lagrangien général (2.41). Les termes de masse pour les fermions sont obtenus à partir des dérivées secondes du superpotentiel par rapport aux champs scalaires :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{masse,spin1/2} &= -\tfrac{1}{2}\tfrac{\partial^2 g}{\partial z_i \partial z_j}\psi_i\psi_j - \tfrac{1}{2}\tfrac{\partial^2 g^+}{\partial z_i^+ \partial z_j^+}\bar{\psi}_i\bar{\psi}_j \\
&= -\tfrac{1}{2}\mu(\psi_2\psi_3 + \bar{\psi}_2\bar{\psi}_3)
\end{aligned}$$

Ainsi, il y a deux combinaisons linéaires de ψ_2 et ψ_3 de masse μ, et le champ ψ_1 est non massif. Notons que le fait d'obtenir un champ non massif est caractéristique d'une brisure spontanée de symétrie. En effet, dans le Modèle Standard, lorsque la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée spontanément, on obtient un boson de Goldstone G dont la transformation s'écrit :

$$\delta G = v\alpha + ...$$

où v est la valeur moyenne dans le vide d'un champ scalaire, et α est le paramètre de la transformation de jauge. Ici, le champ auxilliaire du superchamp Φ_1 a une valeur moyenne non nulle dans le vide : $< f_1 >= \sqrt{V_{min}}\lambda m^2$. D'après (2.35), la loi de transformation du champ ψ_1 sous une transformation infinitésimale de supersymétrie de paramètre ε s'écrit :

$$\delta\psi_1 = -\sqrt{2} < f_1 > \varepsilon + ...$$

ce qui est similaire à la transformation d'un boson de Goldstone : le champ ψ_1 est un **Goldstino**.

Regardons maintenant les champs scalaires. Les termes de masse pour les champs scalaires proviennent des termes du potentiel scalaire qui sont quadratiques dans les champs d'après (2.41) :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{masse,spin0} &= -\left[\sum_i \left|\frac{\partial g}{\partial z_i}\right|^2\right]_{quadratique} \\ &= -\mu^2 z_2 z_2^+ - (\mu^2+\lambda^2 m^2)a_3 - (\mu^2-\lambda^2 m^2)b_3\end{aligned}$$

où on a posé : $z_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_3+ib_3)$. Ainsi, le champ z_1 est non massif, le champ z_2 est de masse μ, et on a deux champs scalaires réels a_3 et b_3 de masses respectives $\sqrt{\mu^2+\lambda^2 m^2}$ et $\sqrt{\mu^2-\lambda^2 m^2}$. Le spectre des états bosoniques et fermioniques est représenté sur la Fig. 2.1. Les champs z_1 et z_2 sont dégénérés en masse avec leurs partenaires supersymétriques ψ_1 et ψ_2. La brisure de supersymétrie se manifeste par le fait que le champ z_3 est "séparé" en deux champs états propres de masse a_3 et b_3, dont la masse diffère de celle de ψ_3. Les masses de a_3 et b_3 sont réparties symétriquement autour de la masse de ψ_3. Ainsi, dans un tel modèle, on aurait par exemple deux électrons scalaires dont l'un serait plus léger que l'électron : ce modèle n'est pas réaliste.

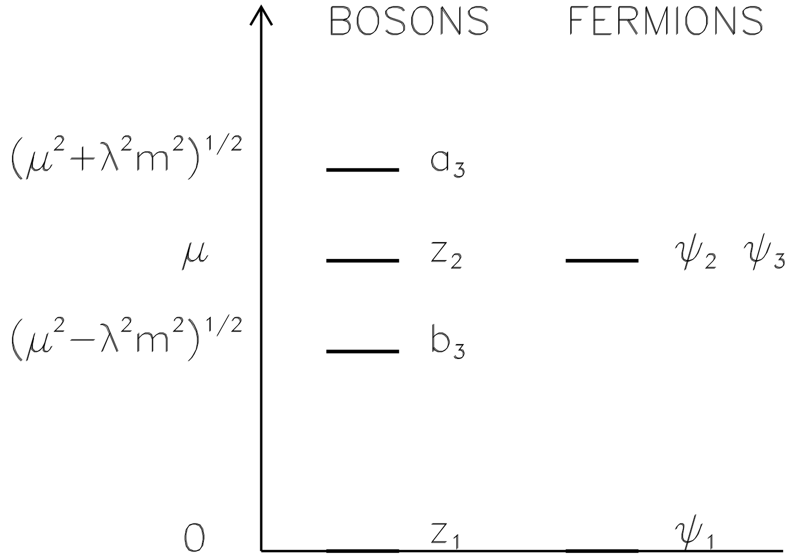


Figure 2.1: *Spectre supersymétrique, dans le cas d'une brisure de type F*

Brisures spontanées de type D

Pour briser spontanément la supersymétrie par un D-terme, c'est-à-dire pour avoir $< D_a > \neq 0$, on a vu qu'il faut un terme ζ de Fayet-Illiopoulos dans le superpotentiel, ce qui n'est possible que lorsque le groupe de jauge contient un sous-groupe $U(1)$. L'exemple le plus simple a été donné par Fayet et Illiopoulos, et consiste en une version "supersymétrisée" de l'électrodynamique quantique. On parle souvent, pour

les brisures "de type D", de brisure de Fayet-Illiopoulos [5].
Soient deux superchamps chiraux contenant les champs z_+, ψ_+ et z_-, ψ_-, le signe correspondant à la charge électrique des champs. Pour rendre la symétrie $U(1)_{EM}$ locale, on doit introduire un champ vectoriel A_μ, et son partenaire supersymétrique χ. Posons alors pour le superpotentiel :

$$g = mz_+z_-$$

Le D-terme intervenant dans le potentiel scalaire s'écrit :

$$D = -ez_+^+z_+ + ez_-^+z_- - \zeta$$

de telle sorte que l'expression du potentiel scalaire est :

$$V_S = \frac{1}{2}e^2(|z_+|^2 - |z_-|^2)^2 + (m^2 + e\zeta)|z_+|^2 + (m^2 - e\zeta)|z_-|^2 + \frac{1}{2}\zeta^2$$

On a alors la distinction suivante :

- si $m^2 > e\zeta$, le minimum du potentiel est atteint pour $(z_+ = z_- = 0)$ et vaut $V_{min} = \frac{1}{2}\zeta^2$. La supersymétrie est donc bien brisée, mais pas la symétrie de jauge $U(1)$. On vérifie alors que les masses des scalaires deviennent :

  $$m_\pm^2 = m^2 \pm e\zeta$$

  alors que ψ_+ et ψ_- sont de masse m, et que les champs du supermultiplet vectoriel A_μ et χ restent non massifs. Ainsi, comme précédemment, le spectre obtenu n'est pas réaliste.

- si au contraire $m^2 < e\zeta$, le minimum de V est atteint en $(z_+ = 0, z_- = v)$ où v est défini par $e^2v^2 = e\zeta - m^2$. La supersymétrie et la symétrie de jauge $U(1)$ sont brisées spontanément. Ce qui se produit alors est similaire au mécanisme de Higgs. En translatant de v le champ z_-, le champ z_+ prend une masse $\sqrt{2}m$, un degré de liberté du champ z_- devient aussi massif, de masse $\mu = \sqrt{2(e\zeta - m^2)}$, et l'autre est absorbé pour donner une masse au boson vecteur décrit par A_μ. De plus, à partir des spineurs ψ_+, ψ_- et du spineur λ décrit par le superchamp vectoriel V, on obtient deux états de masse $\sqrt{m^2 + \mu^2}$, et un état de masse nulle. Ainsi, on obtient là encore des scalaires plus légers que les fermions dont ils sont les partenaires supersymétriques.

Revenons au cas d'un groupe de jauge plus général contenant une symétrie $U(1)$. Supposons que le superpotentiel g ne contient pas de terme linéaire dans les champs, de sorte que le minimum du potentiel scalaire est atteint dans la configuration où tous les champs scalaires sont nuls. Alors, au minimum, on a $< D_1 >= \zeta$, l'indice 1 rappelant que ce D-terme provient de la partie $U(1)$ du groupe de jauge. Le générateur T_1 de $U(1)$ étant diagonal dans les champs, on définit alors les charges q_i des champs scalaires z_i par :

$$\sum_j (T_1)^i_j z^j = q_i z_i$$

Le terme du potentiel scalaire brisant la supersymétrie s'écrit :

$$V_{\text{brisure}} = \frac{1}{2}g_1^2\zeta^2 + g_1^2 z_i^+ (T_1)^i_j z^j \zeta$$

et apporte un terme de masse supplémentaire pour les champs scalaires :

$$V_{\text{masse, brisure } D} = g_1 q_i \zeta z_i^+ z_i$$

Ainsi, si m_i est la masse des fermions ψ_i et donc aussi celle des champs z_i avant la brisure de supersymétrie, les masses des scalaires sont modifiées et deviennent :

$$m'^2(z_i) = m_i^2 + g_1^2 q_i \zeta$$

Pour être compatibles avec l'expérience, les masses m'_i doivent toutes être supérieures a m_i (les partenaires supersymétriques des fermions connus sont plus massifs que ces fermions). Ceci ne peut être réalisé que si toutes les charges q_i sont de même signe. On voit dès lors que le groupe $U(1)_Y$ du modèle standard ne peut conduire à ce résultat, puisque l'hypercharge faible vaut par exemple -1 pour un doublet de leptons, et $\frac{1}{3}$ pour un doublet de quarks. On peut alors envisager la possibilité de rajouter un nouveau groupe $U(1)' \neq U(1)_Y$, mais c'est difficile car, pour éviter la présence de divergences quadratiques dans la théorie, ce nouveau $U(1)'$ doit être de trace nulle, ce qui implique $\sum_i q'_i = 0$.

Ainsi, il est difficile de construire un modèle réaliste où la supersymétrie est brisée spontanément. On va alors essayer de briser explicitement la supersymétrie, en ajoutant au Lagrangien des termes non supersymétriques.

2.3.2 Brisure douce de supersymétrie

L'idée est de rajouter au Lagrangien des termes non supersymétriques, mais sans perdre ce que la supersymétrie nous apportait, à savoir sans retomber sur des divergences quadratiques à la masse du boson de Higgs. En effet, l'absence de ces divergences quadratiques n'implique pas que la théorie soit exactement supersymétrique. Le Lagrangien peut contenir des termes non supersymétriques, mais qui n'amènent que des divergences logarithmiques, c'est-à-dire des termes qui ne brisent pas trop fortement la supersymétrie. De tels termes sont appelés **"termes de brisure douce"**. Posons donc :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{NONSUSY}$$

En fait, les termes de brisure douce contenus dans $\mathcal{L}_{NONSUSY}$ ne sont pas rajoutés "à la main" au Lagrangien supersymétrique. On verra plus loin comment de tels termes apparaissent naturellement dans une théorie basse énergie de la supergravité. On peut montrer [7] que les termes possibles de brisure douce sont de la forme :

- pour les scalaires :
  1. des termes de masse $-M_{ij}^2 z_i z_j^+$

   2. un terme de la forme $\eta(z_i)+\eta^+(z_i^+)$, où η est un polynôme de degré 3 dans les champs scalaires de la théorie : $\eta(z) = \alpha_i z^i - \frac{1}{2}M'^2_{ij} z^i z^j + \frac{1}{3}A_{ijk} z^i z^j z^k$.

- pour les jauginos : des termes de masse $-\frac{1}{2}m_{ab}(\lambda^a\lambda^b + \bar{\lambda}^a\bar{\lambda}^b)$.

Les termes précédents permettent alors de "rehausser" la masse des scalaires (des squarks et des sleptons) ainsi que celle des jauginos, de telle sorte que la théorie soit compatible avec les limites expérimentales sur les masses des particules supersymétriques.

On va voir dans la section suivante comment ces termes de brisure douce trouvent une interprétation physique. Il nous faut pour cela introduire brièvement quelques notions de supergravité.

2.4 La supergravité

Cette section s'appuie essentiellement sur la référence [8]. Nous allons voir comment, en rendant la supersymétrie locale, on peut trouver une signification physique aux termes de brisure douce introduits précédemment.
On a vu que le commutateur de deux transformations de supersymétrie globale, de paramètres spinoriels ε_1 et ε_2, est une translation :

$$[\delta_1, \delta_2] = 2\bar{\varepsilon}_2\gamma^\mu\varepsilon_1 P_\mu.$$

Dès lors, si on veut rendre ces paramètres dépendants de x, la translation $[\delta_1, \delta_2]$ sera elle aussi fonction du point d'espace-temps, c'est-à-dire une tranformation générale de coordonnées. Ainsi, on s'attend à ce que la supersymétrie locale fasse intervenir la Relativité Générale, donc que cette théorie englobe la gravitation. C'est la raison pour laquelle la supersymétrie locale est appelée **supergravité**. Une motivation supplémentaire pour introduire la supergravité réside dans la construction de théories “grandes unifiées” : à une échelle de grande unification très élevée, de l'ordre de la masse de Planck par exemple, on ne peut plus négliger les effets gravitationnels.
On va dans un premier temps rappeler la procédure de Noether, et voir comment la supersymétrie locale amène à introduire deux nouveaux champs, le graviton et le gravitino. On verra ensuite comment une brisure spontanée de la supergravité induit les termes de brisure douce.

2.4.1 Procédure de Noether

Rappel sur un exemple simple

Considérons le Lagrangien simple :

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi,$$

invariant sous une transformation globale de $U(1)$: $\psi(x) \to e^{-i\alpha}\psi(x)$. Sous la transformation locale $\psi(x) \to e^{-i\alpha(x)}\psi(x)$, ce Lagrangien n'est plus invariant, et la variation de $\mathcal{L}_0$ est proportionnelle à $\partial_\mu\alpha$ ($\delta\mathcal{L}_0 = 0$ si α ne dépend pas de x). Le calcul donne :

$$\delta\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\alpha)\psi.$$

La variation de l'action s'écrit alors à l'aide du courant de Noether j_μ :

$$\delta S = \int d^4x(\partial_\mu\alpha)j^\mu(x) \qquad \text{où} \qquad j^\mu(x) = \bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x).$$

La solution pour rendre cette action invariante consiste en l'introduction d'un champ vectoriel A_μ qui, sous une transformation locale de $U(1)$, se transforme selon : $\delta A_\mu(x) = \partial_\mu\alpha$. En ajoutant au Lagrangien $\mathcal{L}_0$ le terme $-A_\mu(x)j^\mu(x)$:

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 - A_\mu(x)j^\mu(x)$$

la variation de $\mathcal{L}_0$ est compensée par celle de A_μ, et $\mathcal{L}_1$ est bien invariant. Notons que dans cet exemple simple, la procédure s'arrête ici car le courant de Noether j^μ

est invariant sous une transformation locale de $U(1)$. De manière générale, lorsque le courant n'est pas invariant sous la transformation locale souhaitée, il faut itérer la procédure, c'est-à-dire calculer la variation de $\mathcal{L}_1$ et trouver les termes à ajouter au Lagrangien pour obtenir l'invariance.

Application à la supersymétrie

Considérons maintenant le cas de la supersymétrie. Le paramètre d'une transformation de supersymétrie est un paramètre spinoriel ε_r. Sous une transformation de supersymétrie locale, la variation d'un Lagrangien possédant l'invariance par supersymétrie globale (par exemple le Lagrangien de Wess-Zumino simplifié (2.6) ou un Lagrangien du type (2.41)), va être proportionnelle à $\partial_\mu \varepsilon_r$. La procédure de Noether nous amène donc à introduire un champ tel que, sous une transformation locale de supersymétrie :

$$\delta(\text{ champ }) = \partial_\mu \varepsilon_r.$$

Ce champ doit donc porter un indice vectoriel μ, et un indice spinoriel r. On le notera $\Psi_{\mu,r}$. Etant la composition d'un spin 1 et d'un spin 1/2, $\Psi_{\mu,r}$ est a priori une combinaison linéaire d'états de spin 1/2 et de spin 3/2.
Le calcul explicite de la variation par exemple du Lagrangien de Wess-Zumino, à l'aide des lois de transformation des champs où cette fois $\varepsilon = \varepsilon(x)$, permet d'obtenir l'expression du courant de Noether j_r^μ. On ajoute alors au Lagrangien $\mathcal{L}_0$ dont on est parti un terme faisant intervenir $\bar{\Psi}_\mu^r j_r^\mu$, et on pose :

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 - \frac{k}{2} \bar{\Psi}_\mu^r j_r^\mu.$$

La constante k est introduite pour que $\mathcal{L}_1$ ait la bonne dimension : Ψ_μ^r étant de dimension 3/2 en masse, et le calcul du courant montrant que $[j^\mu] = \frac{7}{2}$, k doit être homogène à l'inverse d'une masse. Sous une transformation locale de supersymétrie, Ψ_μ^r se transforme selon : $\delta \Psi_\mu = \frac{2}{k} \partial^\mu \varepsilon$. Le problème est alors que cette fois, le courant de Noether n'est pas invariant. Dès lors :

$$\delta \mathcal{L}_1 = \delta \mathcal{L}_0 - \frac{k}{2} (\delta \Psi_\mu^r) j_r^\mu - \frac{k}{2} \bar{\Psi}_\mu^r (\delta j_r^\mu).$$

Comme dans l'exemple précédent, la variation de $\mathcal{L}_0$ est compensée par $\frac{k}{2}(\delta \bar{\Psi}_\mu^r) j_r^\mu$, mais $\mathcal{L}_1$ n'est pas invariant à cause du terme δj^μ. Il nous faut itérer la procédure de Noether, ce qui va nous amener à introduire un nouveau champ. Remarquons que cela n'a rien d'étonnant : on a introduit par Ψ_μ^r de nouveaux degrés de liberté fermioniques dans la théorie, on s'attend donc, afin de restaurer l'équilibre entre degrés de liberté fermioniques et bosoniques, à ce qu'il faille aussi introduire une nouveau champ de bosons. Le calcul explicite de $\delta \mathcal{L}_1$ confirme ce fait, et montre que $\delta \mathcal{L}_1$ est proportionnel à un tenseur "usuel" de la Relativité Générale, le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$:

$$\delta \mathcal{L}_1 = k \bar{\Psi}_\mu \gamma_\nu \varepsilon(x) T^{\mu\nu}.$$

Pour un rappel des notions de Relativité Générale, on peut consulter la référence [9]. On y trouve entre autres l'expression du tenseur énergie-impulsion d'un champ scalaire; c'est bien cette expression qui apparaît quand on calcule $\delta \mathcal{L}_1$, le Lagrangien de base étant par exemple celui de Wess-Zumino. Rappelons juste ici que ce tenseur $T_{\mu\nu}$ est celui qui apparaît quand on fait un changement général de coordonnées, c'est-à-dire une transformation du tenseur métrique :

$$\delta S \qquad \propto \qquad \int d^4x(\delta g^{\mu\nu})T_{\mu\nu}.$$

Pour rendre $\mathcal{L}_1$ invariant par supersymétrie locale, on va donc lui ajouter un terme $-g_{\mu\nu}T^{\mu\nu}$, et demander que $g_{\mu\nu}$ se transforme selon :

$$\delta g_{\mu\nu} = k\bar{\Psi}_\mu\gamma_\nu\varepsilon.$$

Ainsi, il nous faut introduire une métrique locale $g_{\mu\nu}(x)$ pour rendre un Lagrangien invariant par supersymétrie locale : on retrouve la fait qu'une théorie de supersymétrie locale doit englober la gravité. Le champ $g_{\mu\nu}$ est, à peu de choses près, celui qui décrit la graviton, de spin 2. La loi de transformation précédente indique alors que $g_{\mu\nu}$ et Ψ_μ sont partenaires supersymétriques l'un de l'autre. Ceci permet de lever l'ambiguïté quant au spin de Ψ_μ : Ψ_μ est de spin 3/2. Ce champ Ψ_μ est alors appelé naturellement "gravitino.

Maintenant qu'on a introduit deux nouveaux champs Ψ_μ et $g_{\mu\nu}$, il nous reste à leur permettre de se propager. Ceci est fait en introduisant les termes cinétiques suivants :

- la densité lagrangienne de Ratita-Schwinger, décrivant la dynamique d'un spin 3/2, pour le gravitino :

  $$\mathcal{L}_{RS} = -\frac{1}{2}\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\bar{\Psi}_\mu\gamma_5\gamma_\nu\partial_\rho\Psi_\sigma;$$

- le Lagrangien d'Einstein-Hilbert :

  $$\mathcal{L}_{EH} = -\frac{1}{2k^2}\sqrt{e}R,$$

  où $e = det(g_{\mu\nu}(x))$ et R est la courbure scalaire de la variété de métrique $g_{\mu\nu}$ (son expression contient entre autres les dérivées de $g_{\mu\nu}$). $\mathcal{L}_{EH}$ contient les termes décrivant la dynamique du graviton.

Notons que $\mathcal{L}_{EH} + \mathcal{L}_{RS}$ est le Lagrangien dit de "supergravité pure", en l'absence totale de champs de matière. En effet, moyennant les lois de transformations par supersymétrie locale pour les champs Ψ_μ et $g_{\mu\nu}$ données plus haut, ce Lagrangien est bien invariant. Par ailleurs, en considérant les termes du Lagrangien $\mathcal{L}_{EH} - g^{\mu\nu}T_{\mu\nu}$ et en écrivant l'équation du mouvement pour $g_{\mu\nu}$, on trouve, en identifiant avec les équations d'Einstein :

$$k^2 = 8\pi\frac{1}{M^2_{Planck}}.$$

Notons que, au point où on en est, le graviton est de masse nulle (c'est le boson vecteur d'une interaction de portée infinie), donc le gravitino est aussi non massif puisque la supergravité n'est pas brisée.

2.4.2 Supergravité couplée à la matière

On cherche à construire une théorie qui soit invariante par supersymétrie locale, et qui soit aussi une théorie de jauge sous un groupe G. En notant Φ les superchamps chiraux décrivant les champs de matière, z et ψ les champs scalaires et fermioniques correspondants, et V les superchamps vectoriels décrivant les bosons de jauge, on a vu dans la section précédente que les ingrédients de base pour construire un Lagrangien invariant par supersymétrie globale et invariant de jauge sont les suivants :

- $[g(\Phi_i)]_{\theta\theta}$ où g est le superpotentiel. Ce terme contient entre autres les auto-interactions des champs scalaires;
- $\left[\Phi^+ e^V \Phi\right]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}}$, qui contient les termes cinétiques des champs scalaires ainsi que les interactions des champs de matière avec les bosons de jauge;
- $[WW]_{\theta\theta}$, qui décrit la dynamique des bosons de jauge.

En fait, la densité Lagrangienne la plus générale qu'on puisse écrire qui soit invariante de jauge et invariante par supersymétrie globale fait intervenir deux fonctions ϕ et f en plus du superpotentiel g :

$$\mathcal{L} = \left[\phi(\Phi^+ e^V, \Phi)\right]_{\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}} + \frac{1}{4} Tr\left[f(\theta) W^\alpha W_\alpha\right]_{\theta\theta} + [g(\Phi_i)]_{\theta\theta} + \text{h.c.} \qquad (2.46)$$

Dans la section précédente, on a pris pour f une fonction constante et $\phi(X, Y) = XY$ car c'est uniquement sous ces conditions que la théorie est renormalisable. Dans le cadre de la supergravité, la théorie ne sera de toute façon pas renormalisable car elle doit contenir la gravité. On peut donc relaxer les contraintes qui viennent de la renormalisabilité et introduire ces fonctions ϕ et f. On demandera juste que la théorie basse énergie induite par la théorie qu'on cherche à construire soit renormalisable : les termes non renormalisables doivent tendre vers zéro à la limite $M_{Pl} \to \infty$.
On part du Lagrangien général (2.46), invariant par supersymétrie globale et invariant de jauge. On développe ce Lagrangien en champs. Le passage de la supersymétrie globale à la supersymétrie locale se fait ensuite en appliquant la procédure de Noether, telle qu'on l'a décrite plus haut. Après plusieurs étapes de cette procédure, on obtient les termes à ajouter à (2.46) pour rendre ce Lagrangien invariant par supersymétrie locale. Le Lagrangien obtenu alors [10] tient sur plusieurs lignes et on ne va écrire ici que les termes qui vont jouer un rôle dans la brisure de la supergravité.
Le calcul montre que la fonction ϕ (donnant la dynamique des champs scalaires) et le superpotentiel g perdent leur indépendance et n'interviennent plus que par l'intermédiaire d'une fonction G, appelée potentiel de Kähler, reliée à ϕ et g par :

$$G = -k^2 K(z_i, z_j^*) - \log(|g(z_i, z_j^*)|^2 k^6) \quad ,$$

où K est une fonction s'exprimant à partir de la fonction "cinétique" ϕ. Les facteurs k sont introduits afin que le potentiel de Kähler soit sans dimension (le superpotentiel est de dimension 3 en masse).
On notera par la suite G_i et $G_{i,j}$ les dérivées première et seconde de G par rapport aux champs scalaires z_i et $(z_i, {z_j}^+)$. Les termes du Lagrangien invariant par supergravité qui vont nous être utiles sont les suivants :

- pour la partie bosonique non cinétique :

$$\begin{aligned}&\frac{1}{\sqrt{e}}\frac{1}{k^4}\left\{\exp(-G)(3+G_k(G^{-1})^k_l G^l)\right.\\ &\left.-\frac{1}{2}g^2 Ref^{-1}_{\alpha\beta}(G^i(T^\alpha)^j_i z_j)(G^k(T^\beta)^l_k z_l)\right\}\end{aligned}\tag{2.47}$$

- les termes cinétiques des champs scalaires sont proportionnels à G^j_i;

- pour la partie fermionique non cinétique :

$$\begin{aligned}&\frac{1}{\sqrt{e}}\left\{\frac{1}{k}\exp(-G/2)\bar{\Psi}_\mu\sigma^{\mu\nu}\Psi_\nu+\frac{1}{k^3}\exp(-G/2)\left[G^{ij}\right.\right.\\ &\left.\left.-G^iG^j-G^l(G^{-1})^k_l G^{ij}_k\right]\bar{\psi}_i\psi_j-\frac{1}{k^2}\exp(-G/2)G^i\bar{\Psi}_\mu\gamma^\mu\psi_i\right\}\end{aligned}\tag{2.48}$$

2.4.3 Brisure spontanée de la supersymétrie locale

Mécanisme de Super-Higgs

On a vu dans la section précédente que, pour briser la supersymétrie globale de manière spontanée, il faut que un des champs auxilliaires F ou D prenne une valeur non nulle dans le vide. Alors, si un champ F par exemple est tel que $< F >\neq 0$, le champ ψ de fermions qui est dans le même supermultiplet que F est un Goldstino. Ceci est en fait une conséquence de l'algèbre de supersymétrie, et doit donc rester vrai en supersymétrie locale.

On va expliciter le cas d'une brisure spontanée de la supergravité “de type F”. Pour ce faire, on peut se rappeler que les champs auxilliaires F sont obtenus en opérant une transformation de supersymétrie sur les champs ψ de spineurs, et en ne gardant dans $\delta\psi$ que la partie qui ne contient pas de dérivés (voir (2.12) par exemple). Or, la procédure de Noether permet d'obtenir les lois de transformation par supersymétrie locale des spineurs décrits par les superchamps chiraux Φ_i. En prenant la partie ad-hoc des $\delta\psi_i$, on trouve pour les champs auxilliaires $F_{(i)}$:

$$F_i = \exp(-G/2)(G^{-1})^j_i G_j\frac{1}{k} \quad + \quad \text{des termes fermioniques,}$$

les termes fermioniques n'intervenant pas dans la brisure de la supergravité. Ce sont alors les dérivées premières G_j du potentiel de Kähler qui vont déterminer si la valeur moyenne dans le vide d'un champ auxilliaire F est nulle ou pas (en effet, $\exp(-G/2)\neq 0$, et les G^j_i doivent être non nuls car on a vu qu'ils interviennent dans les termes cinétiques des champs scalaires).

Faisons le choix des termes cinétiques “minimaux” pour les champs scalaires : $K(z_i,z_j^+) = z_i z_j^+$, c'est-à-dire $K_{ij}=\delta_{ij}$. Ce choix implique : $G^j_i = -k^2\delta^j_i$. Supposons alors qu'il existe un i tel que $< F_i >\neq 0$. Alors, pour cette valeur de i, on a $< G_i >\neq 0$. En supersymétrie globale, le fermion ψ_i (le fermion qui est dans le même supermultiplet que le champ F_i), serait un Goldstino, c'est-à-dire une particule de masse nulle. La différence en supergravité vient du fait que ce fermion se mélange avec le gravitino, comme on peut le voir dans l'équation (2.48). En effet, d'après cette équation, le fermion de Goldstone $\exp(-G/2)G^i\psi_i$ se combine avec le gravitino de spin 3/2 et de masse nulle pour former une particule massive de spin 3/2, et de masse

$$m_{3/2} = \exp(-<G>/2)\frac{1}{k} \quad .$$

Ce qui s'est passé est l'équivalent du mécanisme de Higgs pour la brisure de la supergravité. On a au départ un gravitino de masse nulle et un Goldstino, chacun ayant deux degrés de liberté puisqu'ils sont non massifs. Ces degrés de liberté se sont combinés pour former un gravitino **massif**, qui a bien quatre degrés de liberté (correspondants au états -3/2, -1/2, 1/2, 3/2). Ce mécanisme est appelé **mécanisme de Super-Higgs**.

Relation entre l'échelle de brisure de supergravité et $m_{3/2}$

Lorsque la supergravité est brisée par un champ F_i par exemple, on appelle M_S l'échelle de brisure de supersymétrie, définie par : $M_S^2 =< F_i >$. Repartons de l'équation (2.47). Cette partie du Lagrangien permet d'écrire le potentiel scalaire :

$$V_s = \frac{1}{\sqrt{e}}\left\{-\frac{1}{k^4}\exp(-G)(3 + G_k(G^{-1})^k_l G^l) + \frac{1}{2}f^{-1}_{\alpha\beta}D^\alpha D^\beta\right\}$$

où on a posé $D^\alpha = (1/k^2)gG^i(T^\alpha)^j_i z_j$. Choisissons alors des termes cinétiques "minimaux", $K_{ij} = \delta_{ij}$. Avec un superpotentiel cubique, ce choix implique $G^j_i = -k^2\delta^j_i$. Prenons de plus $f_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$ (ceci peut être fait moyennant une redéfinition des champs). Le potentiel scalaire s'écrit alors :

$$V_s = \frac{1}{\sqrt{e}}\left\{-e^{k^2K}\left(3|g|^2k^2 - |g|^2G_iG^i\right) + \frac{1}{2}D^\alpha D_\alpha\right\}$$

Cette expression est à rapprocher de celle du potentiel scalaire (2.45) obtenue en supersymétrie globale. En effet, à la limite $M_{Pl} \to \infty$, c'est-à-dire $k \to 0$, on a $|g|^2G_iG^i \to g_ig^i$, et les deux derniers termes de l'expression ci-dessus redonnent bien (2.45). La différence entre le potentiel scalaire en supersymétrie et en supergravité réside dans le premier terme, qui permet d'établir une différence fondamentale entre supersymétrie globale et supergravité. En effet, en supposant nuls les D-termes au minimum du potentiel scalaire, on obtient au minimum :

$$V_{s,0} = -\frac{1}{\sqrt{e}}\frac{1}{k^4}\exp(-G_0)(3 - \frac{1}{k^2}G_{0i}G^{0i})$$

Ainsi, au contraire de ce qui se passe en supersymétrie globale, $V_{s,0}$ peut être nul, positif ou négatif. En particulier, on peut avoir brisure de supergravité tout en gardant l'énergie du vide nulle, c'est-à-dire une constante cosmologique nulle, ce qui était interdit en supersymétrie globale. Prenons $V_{s,0} = 0$, c'est-à-dire une constante cosmologique nulle. On a alors, de l'équation précédente : $< G_{0i} >= \sqrt{3}k$. Or :

$$\begin{aligned} m_{3/2} \quad &= \quad \exp(-\frac{G_0}{2})\frac{1}{k} \\ M_S^2 \;=< F_i > \quad &= \frac{1}{k^3}\exp(-\frac{G_0}{2}) < G_{0i} > \end{aligned}$$

d'où on déduit :

$$m_{3/2} = \frac{M_S^2}{\sqrt{3}M},$$

avec $M = \frac{1}{k}$. $m_{3/2}$ étant la séparation entre la masse du graviton (nulle) et celle du gravitino, c'est $m_{3/2}$ qui va déterminer la séparation des masses entre particules supersymétriques et particules standards. On voit dès lors que cette séparation peut être très faible devant l'échelle de brisure de supersymétrie, si $M_S << M_{Pl}$.

2.4.4 Le secteur caché; origine des termes de brisure douce

Rappelons que le problème de la brisure spontanée de supersymétrie vient du fait que les champs responsables de cette brisure (par exemple un champ F) se couplent directement aux champs de matière. On va alors supposer que la brisure de supersymétrie s'opère à une très grande échelle, dans ce qu'on appelle le "secteur caché", les champs constituant ce secteur caché n'interagissant que de manière gravitationnelle avec les champs de matière.

On va voir ici comment une brisure de supergravité, dans le secteur caché, apporte les termes de brisure douce dont on a parlé auparavant.

Appelons z_i les champs scalaires du secteur observable (les champs de higgs, les partenaires supersymétriques des quarks et des leptons), et z_h les champs du secteur caché. Pour simplifier, on va en fait considérer un seul champ scalaire dans le secteur caché (un seul superchamp chiral). Prenons un potentiel de Kähler avec les termes cinétiques minimaux, c'est-à-dire :

$$G = -k^2 z_i z^{i*} - k^2 z_h z^{h*} - \log(|g|^2 k^6) \quad ,$$

et écrivons le superpotentiel g en séparant le secteur caché du secteur observable :

$$g = \frac{1}{2}(h(z_h) + W(z_i)) \quad .$$

Le potentiel scalaire s'écrit alors :

$$\begin{aligned} V &= \exp\left(k^2(|z_i|^2 + |z_h|^2)\right)\left\{\left|\partial h/\partial z_h + z_h^* g k^2\right|^2\right. && (2.49)\\ &+ \left.\left|\partial W/\partial z_i + z_i^* g k^2\right|^2 - 3k^2\,|g|^2\right\} && (2.50)\end{aligned}$$

Supposons qu'au minimum du potentiel scalaire, $< z_h >$ soit non nul et tel que la valeur moyenne de la dérivée première du potentiel de Kähler par rapport à z_h soit non nulle. Alors, $< F_h > \neq 0$ et la supergravité est brisée, et le gravitino acquiert une masse

$$m_{3/2} = \exp\left(-\frac{G_0}{2}\right)\frac{1}{k}$$

Or, au minimum, l'argument de l'exponentielle de l'équation (2.50) n'est autre que $-G_0$. Donc cette exponentielle est proportionnelle à $m_{3/2}^2$. Le deuxième terme entre accolades dans l'équation (2.50) donne alors un terme $m_{3/2}^2 z_i z^{i*}$ pour tous les champs scalaires du secteur observable. Ceci est bien un des termes de brisure douce dont on a parlé précédemment. Ainsi, les partenaires supersymétriques des fermions de matière acquièrent tous une même masse $m_{3/2}$. Le développement du potentiel scalaire autour du minimum montre qu'on a aussi des termes de la forme $m_{3/2}W$, c'est-à-dire des termes en un, deux ou trois champs scalaires du secteur observable (c'est la fonction η introduite en 2.3.2). Les termes couplant trois champs scalaires sont appelés des $\mathcal{A}$-termes de brisure douce. Dans le MSSM, les $\mathcal{A}$-termes qu'on introduira coupleront deux champs scalaires de matière à un champ scalaire de Higgs, comme on va le voir dans la section suivante.

Ainsi, une brisure spontanée de la supergravité amène les termes de brisure douce grâce auxquels la supersymétrie n'est plus une symétrie exacte.

On a donc vu comment construire une théorie de jauge supersymétrique, et comment la supersymétrie peut être brisée et "rehausser" les masses des particules supersymétriques. On a maintenant tous les ingrédients pour construire la version supersymétrisée minimale du Modèle Standard, ce que nous allons voir dans la section suivante.

2.5 Le modèle standard supersymétrique minimal

On cherche à construire une théorie de jauge supersymétrique à partir du groupe de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, qui soit le plus proche possible du Modèle Standard (la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sera brisée par un mécanisme de Higgs). Dans ce modèle, on choisit de briser la supersymétrie par des termes de brisure douce. On va commencer par établir le contenu en champs de ce modèle, en particulier dans le secteur de Higgs.

2.5.1 Contenu en champs du MSSM

La première étape pour construire le Lagrangien du MSSM consiste à introduire des superchamps chiraux, qui doivent contenir les champs de matière (les quarks et les leptons). On choisit de décrire tous les fermions par des spineurs de chiralité gauche, moyennant une transformation de conjugaison de charge si nécessaire. Les superchamps chiraux du MSSM décrivant les fermions de matière s'écrivent conventionnellement :

- Q^a est le superchamp chiral contenant les quarks de chiralité gauche de la a^{ieme} génération.

  $$Q^a = \begin{pmatrix} U^a \\ D^a \end{pmatrix} \quad ,$$

  où U^a contient u^a_L et son partenaire supersymétrique $\tilde{u}^a_L$, et D^a contient d^a_L et $\tilde{d}^a_L$. Ce superchamp Q^a se transforme dans la représentation $(3, 2, \frac{1}{3})$ du groupe de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.

- U^a_c (ou $\bar{U}^a$) contient $(u^a_L)^c$ et $(\tilde{u}^a_R)^*$, conjugués de charge de u^a_R et $\tilde{u}^a_R$. Il se transforme dans $(\bar{3}, 1, -\frac{4}{3})$.

- D^a_c (ou $\bar{D}^a$) contient $(d^a_L)^c$ et $(\tilde{d}^a_R)^*$, conjugués de charge de d^a_R et $\tilde{d}^a_R$. Il se transforme dans $(\bar{3}, 1, \frac{2}{3})$.

- L^a contient les leptons gauches :

  $$L^a = \begin{pmatrix} N^a \\ E^a \end{pmatrix} \quad ,$$

  N^a décrivant ν^a_L et $\tilde{\nu}^a_L$, et E^a contenant e^a_L et $\tilde{e}^a_L$. Le superchamp L^a se transforme selon $(1, 2, -1)$.

- E^a_c (ou $\bar{E}^a$) contient e^c_L et $\tilde{e}^*_R$, conjugués de charge de e_R et $\tilde{e}_R$. E^a_c se transforme selon la représentation $(1, 1, 2)$ du groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Notons que $\tilde{u}_L$ (partenaire supersymétrique de u_L, décrit par le superchamp U) et $\tilde{u}_R$ (partenaire supersymétrique de u_R, décrit par U_c) sont deux champs scalaires complètement indépendants. On parle parfois, par abus de langage, de "squark gauche" et "squark droit", afin de rappeler la chiralité du quark auquel le squark est associé.

D'après ce qu'on a vu dans la section 2, une fois définis les superchamps chiraux, il nous faut introduire une fonction de ces champs, le superpotentiel, à partir de laquelle on construira la partie F du potentiel scalaire. Dans le cadre du MSSM, on choisit de prendre un superpotentiel cubique dans les superchamps de matière, c'est-à-dire ne contenant pas de termes linéaires dans ces champs, ni de termes quadratiques. Entre autres, aucun terme de masse ne dérivera de ce superpotentiel. En effet, comme dans le Modèle Standard, c'est par le mécanisme de Higgs que les particules vont acquérir une masse.

Afin de rendre la symétrie de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ locale, on doit introduire les superchamps vectoriels suivants :

- $V_3 = \sum_{1 \leq A \leq 8} V_3^A \frac{1}{2} \lambda^A$ pour $SU(3)_c$, où les superchamps vectoriels V_3^A contiennent les 8 états de couleur des gluons ainsi que les gluinos associés;
- $V_2 = \sum_{1 \leq i \leq 3} V_2^i \frac{1}{2} \sigma^i$ pour $SU(2)_L$, les V_2^i contenant les bosons de jauge $W^{\pm}$ et le W^3 neutre, ainsi que leurs partenaires supersymétriques;
- V_1 pour $U(1)_Y$, qui contient le champ A_μ et son partenaire supersymétrique.

A partir de ces superchamps chiraux et vectoriels, on peut écrire comme dans la section 2 un Lagrangien supersymétrique qui soit invariant sous les transformations locales de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Néanmoins, ce Lagrangien ne contient pas de termes de masse. Il n'y en a pas pour les champs des superchamps chiraux (c'est-à-dire les fermions et les sfermions) car on a pris un superpotentiel cubique. Et quelle que soit la forme de ce superpotentiel, les bosons de jauge et leurs partenaires supersymétriques (les jauginos) sont non massifs. Dans le Modèle Standard, on se sort de cette situation en introduisant un nouveau scalaire, le boson de Higgs, de telle sorte que :

- en prenant une valeur non nulle dans le vide, le champ de Higgs brise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ donne une masse aux bosons Z et $W^{\pm}$;
- le couplage du boson de Higgs aux fermions permet à ces derniers d'acquérir une masse.

Le secteur de Higgs

On va procéder de manière analogue au modèle standard. Dans le modèle standard, on introduit un doublet de Higgs d'hypercharge faible $Y = +1$. Les quarks de charge $-\frac{1}{3}$ et les leptons chargés se couplent à H, et les quarks de charge $\frac{2}{3}$ se couplent à H^+. Dans le cadre d'une théorie de jauge supersymétrique, les couplages des champs entre eux proviennent du superpotentiel, qui est une fonction des champs scalaires complexes, mais **pas de leurs conjugués**. Ainsi, en introduisant un seul doublet de Higgs, on ne pourra pas générer les masses de tous les fermions. On doit pour cela introduire un doublet de Higgs supplémentaire.

On peut le voir "plus physiquement" de la manière suivante. Les diagrammes en triangle du type de celui représenté sur la Fig. 2.2 sont dangereux pour le maintien

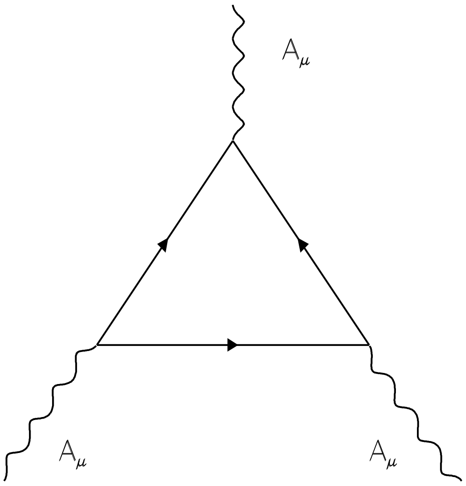


Figure 2.2: *Diagramme d'anomalies triangulaires*

de la symétrie de jauge locale au niveau quantique. Dans le modèle standard, ces anomalies se compensent quand on somme sur tous les fermions (les leptons et les 3 états de couleur des quarks). Dans un modèle supersymétrique où on a introduit un doublet de Higgs d'hypercharge $Y = 1$, une nouvelle contribution à ces anonalies apparaît du fait de l'introduction du Higgsino, fermion partenaire supersymétrique du Higgs (les jauginos se couplant vectoriellement aux leptons, ils ne vont pas donner de nouvelles anomalies). La contribution du Higgsino aux diagrammes en triangle est proportionnelle à $Y^3 = +1$, elle ne s'annule pas. Afin de compenser ces anomalies, on est conduit à introduire un nouveau doublet de Higgs d'hypercharge $Y' = -1$, de sorte qu'en sommant sur tous les fermions (leptons, quarks, 1^{er} et 2^{ieme} Higgsinos), l'anomalie triangulaire soit nulle.

On appelera H_1 le doublet de Higgs d'hypercharge -1, et H_2 le doublet d'hypercharge $+1$. Ces deux doublets contiennent des champs scalaires neutres et chargés :

$$H_1 = \begin{pmatrix} h_1^0 \\ h_1^- \end{pmatrix} \qquad \text{et} \qquad H_2 = \begin{pmatrix} h_2^+ \\ h_2^0 \end{pmatrix}$$

Ces champs de Higgs sont éléments de superchamps chiraux, qu'on notera aussi H_1 et H_2.
Il nous reste maintenant à écrire le superpotentiel du MSSM. La partie supersymétrique du Lagrangien du MSSM sera alors connue.

2.5.2 Le Lagrangien du MSSM

On a vu précédemment que, pour préserver la renormalisabilité de la théorie, le superpotentiel doit être de degré inférieur ou égal à 3. A partir d'un seul superchamp, on ne peut pas construire un singlet de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. On va donc

s'intéresser aux termes cubiques et quadratiques.
Les seuls termes cubiques invariants sous une transformation de jauge de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont les suivants :

$$L^a.H_1E_c^b, \quad Q^a.H1D_c^b, \quad Q^a.H_2U_c^b \qquad \text{et}$$

$$L^a.L^bE_c^c, \quad L^a.Q^bD_c^c, \quad U^aD_c^bD_c^c \qquad .$$

Les superchamps L^a et H_1 par exemple étant des doublets de $SU(2)_L$, l'écriture $L^a.H_1$ signifie $\varepsilon_{ij}L^{ai}H_1^j$, afin d'assurer l'invariance de jauge sous $SU(2)_L$.
Les trois derniers termes ci-dessus font intervenir trois superchamps de matière, et violent soit le nombre leptonique, soit le nombre baryonique. Le MSSM étant l'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard (c'est-à-dire son contenu est minimal en champs et en couplages), on interdit leur présence en imposant la conservation d'une nouvelle symétrie, la R-parité, sur laquelle on reviendra par la suite. Ainsi, la partie de superspotentiel du MSSM faisant intervenir les champs de matière est cubique dans les superchamps et s'écrit :

$$g^{(3)} = \lambda_E^{ab}L^a.H_1E_c^b + \lambda_D^{ab}Q^a.H_1D_c^b + \lambda_U^{ab}Q^a.H_2U_c^b$$

C'est cette partie du superpotentiel qui contient les couplages de Yukawa (définis par les matrices λ_E, λ_D et λ_U). Alors, si les valeurs moyennes dans le vide v_1 et v_2 de H_1 et H_2 sont non nulles, on aura, après les translations usuelles $H_1 \to H_1 + v_1$ et $H_2 \to H_2 + v_2$, des termes de masse proportionnels à v_1 pour les leptons chargés et les quarks "down", et à v_2 pour les quarks "up".
Le seul terme possible (renormalisable et invariant de jauge) mettant en jeu les champs de Higgs uniquement est quadratique :

$$g^{(2)} = \mu H_1.H_2 = \mu\varepsilon_{ij}H_1^iH_2^j \quad .$$

On connaît maintenant les différents superchamps qui sous-tendent le MSSM, ainsi que le superpotentiel. On peut alors écrire la partie supersymétrique du Lagrangien du MSSM, comme on l'a vu dans la section 2 de ce chapitre. Il nous reste à connaître les termes de brisure douce, qui permettent de réaliser explicitement la brisure de supersymétrie. On a vu dans la section 3 quels sont les termes possibles. $\mathcal{L}_{soft}$ contient :

- des termes de masse pour les champs scalaires, partenaires supersymétriques des champs de matière :

  $$(m_Q^a)^2|z_Q^a|^2 + (m_L^a)^2|z_L^a|^2 + (m_{U_c}^a)^2|z_{U_c}^a|^2 + ...$$

- des termes de masse pour les champs scalaires de Higgs :

  $$\tilde{m}_1^2H_1^+H_1 + \tilde{m}_2^2H_2^+H_2 + m_{12}^2(H_1.H_2 + \text{h.c.}) \quad ,$$

  soit une masse $\tilde{m}_1$ pour h_1^0 et h_1^-, $\tilde{m}_2$ pour h_2^0 et h_2^+ et un terme de mélange m_{12}.

- des termes tri-linéaires, mettant en jeu deux champs scalaires partenaires de fermions de matière et un champ scalaire de Higgs :

$$A_U^{ab} z_Q^a z_{U_c}^b z_{H_2} + A_D^{ab} z_Q^a z_{D_c}^b z_{H_1} + A_L^{ab} z_L^a z_{E_c}^b z_{H_1} + \text{h.c}$$

  le premier terme contenant $A_U^{ab}(\tilde{u}_L \tilde{u}_R^* h_2^0 + \tilde{d}_L \tilde{u}_R^* h_2^+)$. Ces termes sont appelés les $\mathcal{A}$-termes.

- des termes de masse pour les jauginos :

  1. M_3 est celui associé aux gluinos,
  2. M_2 est le terme des jauginos de $SU(2)_L$ (les winos chargés et le $\tilde{W}^3$ neutre),
  3. M_1 est celui associé au jaugino de $U(1)$ (le champ $\tilde{A}$).

2.5.3 Le potentiel scalaire et les états physiques

Le potentiel scalaire est la somme d'un F-terme V_F, d'un D-terme V_D et du terme V_{soft} de brisure douce. On voit facilement que $\partial V_F / \partial z_i = 0$ pour $z_i = z_{Q,U_c,D_c,L,E_c} = 0$ indépendament de z_{H_1} et z_{H_2}. On va donc s'intéresser uniquement à la partie du potentiel scalaire qui vient des champs (neutres) de Higgs. Cette partie de V_S dépend alors de $m_1^2 = \tilde{m}_1^2 + |\mu|^2$, $m_2^2 = \tilde{m}_2^2 + |\mu|^2$ et m_{12}^2. L'équation au minimum pour V_S montre que les champs neutres de Higgs prennent une valeur non nulle dans le vide, soit v_1 pour H_1 et v_2 pour H_2. Ainsi, comme on l'a vu plus haut, des termes de masse sont générés pour les fermions de matière grâce aux couplages de Yukawa. Par ailleurs, pour que le minimum du potentiel scalaire soit stable et non trivial, il faut que les deux conditions suivantes soient réalisées :

$$\begin{cases} m_1^2 + m_2^2 & \geq \quad 2|m_{12}^2| \\ m_1^2 + m_2^2 & \leq m_{12}^4 \end{cases}$$

De plus, l'équation au minimum donne une relation entre les paramètres m_1, m_2, m_{12} et v_1, v_2.

Etats propres de masse dans le secteur de Higgs

Les parties réelle et imaginaire des champs de Higgs (neutres et chargés) ne sont pas états propres de masse. Deux champs pseudoscalaires, G^0 et A^0, sont obtenus à partir de $Im(h_1^0)$ et $Im(h_2^0)$ par une rotation d'angle β, l'angle β étant défini par $\tan\beta = v_2/v_1$. Seul le champ A^0 est un champ physique, le champ G^0 décrivant un boson de Goldstone qui va servir à donner une masse au Z^0 :

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + V_2^2) \quad ,$$

où g et g' sont les contantes de couplage de l'interaction faible et électromagnétique. La relation entre m_1, m_2, m_{12}, v_1 et v_2 s'écrit alors, en utilisant cette dernière équation :

$$M_Z^2 = 2\frac{m_1^2 - m_2^2 \tan\beta}{\tan^2\beta - 1} \quad .$$

On s'attend donc à ce que les paramètres m_1 et m_2 soient de l'ordre de la centaine de GeV .
Deux champs physiques scalaires, H^0 et h^0 (par convention h^0 est plus léger que H^0) sont obtenus à partir des parties réelles de h_1^0 et h_2^0.
Dans le secteur des Higgs chargés, c'est à nouveau l'angle β qui diagonalise la matrice de masse attachée à $(h_1^\pm, h_2^\pm)$. On obtient alors un champ physique $H^\pm$ et un boson de Goldstone $G^\pm$ qui donne une masse au boson de jauge $W^\pm$.

Notons que les masses de ces différents états peuvent s'exprimer en fonction de deux paramètres uniquement, par exemple $\tan\beta$ et m_{A^0}. On obtient entre autres :

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + M_W^2 \quad ,$$

d'où on déduit que les Higgs chargés sont plus massifs que le W.
Par ailleurs, les conditions de stabilité du minimum du potentiel scalaire données plus haut impliquent :

$$m_{h^0}^2 \leq M_Z^2 \cos^2 2\beta \leq M_Z^2 \quad ,$$

d'où $m_h \leq M_Z$. Cette inégalité est en fait un peu perturbée aux ordres supérieurs. En prenant en compte les effets de corrections radiatives dûs au quark top, la masse du Higgs léger est prédite à une valeur inférieure à $\simeq 130$ GeV .

Jauginos et Higgsinos

Le développement en champs du Lagrangien du MSSM montre que les partenaires supersymétriques des bosons de jauge et des bosons de Higgs ne sont pas états propres de masse. Afin d'obtenir les états physiques, il nous faut diagonaliser une matrice de masse qui sera explicitée au chapitre suivant.
Dans le secteur des champs neutres, le photino, le zino et les deux higgsinos $\tilde{h}_1^0$ et $\tilde{h}_2^0$ se mélangent pour former quatre neutralinos, notés $\chi_{1,2,3,4}^0$ (par convention, le χ_1^0 est le plus léger). Remarquons que l'égalité des degrés de liberté fermioniques et bosoniques est bien respectée : on a 8 degrés de liberté fermioniques (les 4 neutralinos), 3 degrés de liberté bosoniques apportés par h^0, H^0 et A^0, 2 apportés par le photon non massif, et 3 par le boson Z.
Dans le secteur des champs chargés, les partenaires supersymétriques des bosons $W^\pm$ se mélangent avec les higgsinos chargés $\tilde{h}_1^-$ et $\tilde{h}_2^+$ pour former les charginos $\chi_{1,2}^\pm$. Le tableau 2.1 résume le contenu en particules du MSSM.
On va terminer cette partie théorique par la R-parité, cette symétrie qu'on impose conservée dans le MSSM.

2.6 La R-parité

On a vu dans la section précédente que le superpotentiel invariant de jauge le plus général fait intervenir des termes qui violent soit le nombre leptonique L, soit le nombre baryonique B. Bien que la conservation de L et B ne soit pas la conséquence d'une symétrie de jauge, on peut souhaiter éviter de tels termes.
De plus, si le superpotentiel contient chacun des termes $\lambda LL\bar{E}$, $\lambda' LQ\bar{D}$ et $\lambda'' \bar{U}\bar{D}\bar{D}$,

Particule	Partenaire supersymétrique
q_L quark gauche	$\tilde{q}_L$ squark "gauche"
q_R quark droit	$\tilde{q}_R$ squark "droit"
l_L lepton gauche	$\tilde{l}_L$ slepton "gauche"
l_R lepton droit	$\tilde{l}_R$ slepton "droit"
g gluon	$\tilde{g}$ gluino
$W^{\pm}$ boson W	$\chi^{\pm}_{1,2}$ charginos
h_1^- Higgs chargé	
h_2^+ Higgs chargé	
γ photon	$\chi^0_{1,2,3,4}$ neutralinos
Z^0 boson Z	
h^0 Higgs scalaire léger	
H^0 Higgs scalaire lourd	
A^0 Higgs pseudoscalaire	

Tableau 2.1: *Particules dans le MSSM et nomenclature.*

cela entraîne une désintégration du proton trop rapide. En effet, sans développer pour l'instant les termes précédents en fonction des champs, on peut remarquer que :

- un couplage λ permet de coupler un slepton à deux leptons;
- un couplage λ' permet de coupler un squark à un lepton et un quark;
- un couplage λ'' permet de coupler un squark à deux quarks.

Ceci est résumé sur les diagrammes de la Fig. 2.3. Alors, si tous les couplages

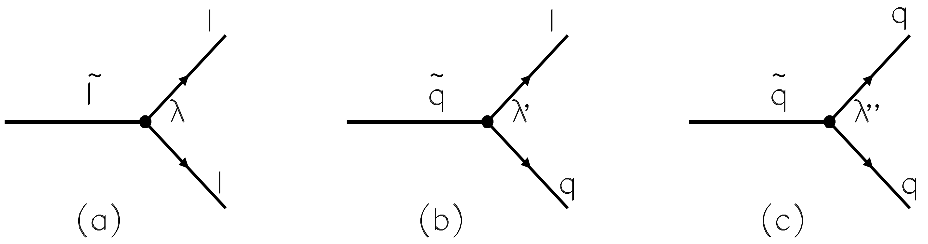


Figure 2.3: *Couplages possibles via un opérateur (a) $LL\bar{E}$, (b) $LQ\bar{D}$ et (c) $U\bar{D}\bar{D}$.*

sont présents dans le superpotentiel, le proton peut se désintégrer rapidement, par exemple en $\pi^0 e^+$ suivant le diagramme de la Fig. 2.4.

Afin d'éviter cela, on cherche une symétrie qui va interdire les termes en λ, λ'

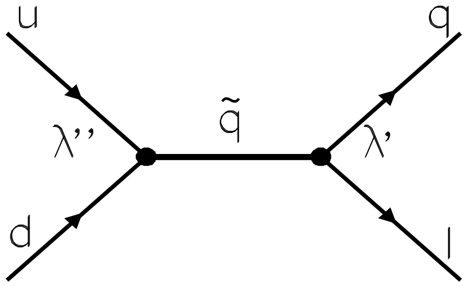


Figure 2.4: *Désintégration du proton via les opérateurs $LQ\bar{D}$ et $U\bar{D}\bar{D}$.*

et λ''. Pour cela, on est amené à considérer un nouveau type de symétries, les **R-symétries**, sous lesquelles les coordonnées θ et $\bar{\theta}$ du superespace sont transformées. Considérons par exemple la R-symétrie $U(1)$ sous laquelle :

$$\theta \to e^{i\alpha}\theta \qquad \text{et} \qquad \bar{\theta} \to e^{-i\alpha}\bar{\theta} \qquad .$$

On peut alors montrer [11] que les superchamps chiraux et vectoriels se transforment selon :

$$\begin{aligned} \Phi(x,\theta,\bar{\theta}) &\to e^{i\alpha Q}\Phi(x,e^{i\alpha}\theta,e^{-i\alpha}\bar{\theta}) \\ V(x,\theta,\bar{\theta}) &\to V(x,e^{i\alpha}\theta,e^{-i\alpha}\bar{\theta}) \end{aligned} \tag{2.51}$$

En décomposant les superchamps Φ et V en champs, on obtient par exemple les lois de transformation suivantes :

$$z \to z e^{i\alpha Q} \quad , \quad \psi \to \psi e^{i\alpha(Q+1)} \quad , \quad f \to f e^{i\alpha(Q+2)}$$

Considérons alors un produit $\Phi_1..\Phi_n$ de superchamps chiraux. On a vu dans le section 2 que c'est la composante $\theta\theta$ de ce produit qui est invariante par supersymétrie. La composante $\theta\theta$ d'un superchamp chiral étant le champ auxillaire f décrit par ce superchamp, le produit ci-dessus doit se transformer selon :

$$[\Phi_1..\Phi_n]_{\theta\theta} \to e^{i\alpha(Q_1+..+Q_n+2)}[\Phi_1..\Phi_n]_{\theta\theta} \qquad .$$

Ainsi, imposer l'invariance sous la R-symétrie implique que $Q_1 + .. + Q_n = -2$. Considérons alors la R-symétrie telle que $Q_i = -1$ pour les superchamps de matière (L, Q, $\bar{D}$, $\bar{U}$, $\bar{E}$) et $Q = 0$ pour les superchamps de Higgs (soit $Q_i = -1$ dès que le nombre baryonique ou leptonique est non nul, c'est-à-dire $Q_i = (-1)^{3B_i+L_i}$). Les termes $LL\bar{E}$, $LQ\bar{D}$ et $U\bar{D}\bar{D}$ ne sont pas invariants par cette symétrie (car $\sum Q_i = -3$), et sont donc interdits.

Le problème de ces R-symétries continues est qu'elles interdisent aussi des termes de masse pour les jauginos. En effet, en repartant de la loi (2.51 de transformation

d'un superchamp vectoriel, on obtient celle de la composante spinorielle λ de V : $\lambda \to \lambda e^{-i\alpha}$. Un terme de masse pour les jauginos, de la forme $\lambda\lambda$ n'est donc pas invariant.
On est alors amené à considérer des R-symétries discrètes et non plus continues. Fixons le paramètre α précédent à $\alpha = \pi$. Ceci autorise maintenant des termes de masse pour les jauginos, tout en interdisant la présence des termes $LL\bar{E}$, $LQ\bar{D}$ et $U\bar{D}\bar{D}$ dans le superpotentiel. Les lois de transformation des champs z et ψ d'un superchamp chiral s'écrivent alors :

$$z \to (-1)^Q z \qquad , \qquad \psi \to (-1)^{Q+1}\psi \qquad ,$$

soit, avec $Q = (-1)^{3B+L}$:

$$z \to -z = (-1)^{3B+L+2S} z \qquad , \qquad \psi \to \psi = (-1)^{3B+L+2S}\psi \qquad .$$

Ainsi, les champs X d'un superchamp chiral se transforment selon $X \to (-1)^{3B+L+2S}X$. Imposer l'invariance sous cette R-symétrie revient à imposer que le nombre quantique $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$, appelé la R-parité, se conserve multiplicativement. Ce nombre vaut $+1$ pour les particules de matière ordinaire, et -1 pour leurs partenaires supersymétriques. Les conséquences phénoménologiques de la conservation de la R-parité sont les suivantes :

- les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paires;
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP, pour Lightest Supersymmetric Particle), ne pouvant pas se désintégrer en particules ordinaires, est nécessairement stable;
- les termes $LL\bar{E}$, $LQ\bar{D}$ et $U\bar{D}\bar{D}$ sont interdits.

Violation de la R-parité

On a vu que le superpotentiel invariant de jauge le plus général contient des termes ne conservant pas la R-parité. Notons de plus qu'un modèle avec violation de la R-parité reste phénoménologiquement acceptable tant qu'il n'entraîne pas une désintégration trop rapide du proton (par exemple si $\lambda' = 0$ ou $\lambda'' = 0$). La R-symétrie introduite précédemment, qui permet de forcer la conservation de la R-parité, traite les leptons et les quarks de la même manière. Or, dans les théories de cordes, les leptons et les quarks sont souvent traités différemment. Par exemple, on peut imposer une symétrie appelée symétrie baryonique, sous laquelle seuls les superchamps contenant les quarks changent de signe, les autres étant non modifiés. Cette symétrie baryonique interdit alors le terme $U\bar{D}\bar{D}$, mais autorise celle de $LL\bar{E}$ et $LQ\bar{D}$. Ainsi, seul le nombre leptonique peut ne pas être conservé (et entre autres la désintégration du proton par le diagramme de la Fig. 2.4 est interdite).

C'est un tel modèle qu'on va considérer par la suite. On supposera de plus que seuls les couplages λ'_{ijk} peuvent être non nuls, i, j et k étant des indices de génération. En outre, sauf mention explicite du contraire, on supposera pour simplifier la phénoménologie, qu'un des couplages λ'_{ijk} est nettement dominant sur les autres (de même qu'il existe une forte hiérarchie entre les couplages de Yukawa couplant les fermions au champ de Higgs). Puisque c'est le terme $LQ\bar{D}$ qui va nous intéresser, on va terminer cette partie théorique en développant cette expression en champs. On a :

$$L = \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L + \sqrt{2}\theta\nu_L + \theta\theta f_\nu \\ \tilde{e}_L + \sqrt{2}\theta e_L + \theta\theta f_e \end{pmatrix} \quad , \quad Q = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_L + \sqrt{2}\theta u_L + \theta\theta f_u \\ \tilde{d}_L + \sqrt{2}\theta d_L + \theta\theta f_d \end{pmatrix}$$

$$\text{et} \qquad \bar{D} = (\tilde{d}_R)^* + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{d}_R + \bar{\theta}\bar{\theta} f_d$$

La partie de $LQ\bar{D} = \varepsilon_{ij} L^i Q^j \bar{D}$ s'obtient en prenant :

- la produit de $(\tilde{d}_R)^*$ par la composante $\theta\theta$ de $\varepsilon_{ij} L^i Q^j$, d'où le terme

$$(\tilde{d}_R)^* \nu_L d_L - (\tilde{d}_R)^* e_L u_L$$

- un champ scalaire d'un des doublets multiplié par la composante $\theta\bar{\theta}$ du produit des deux autres superchamps, soit :

$$\tilde{\nu}_L d_L \bar{d}_R + \tilde{d}_L \nu_L \bar{d}_R - \tilde{e}_L u_L \bar{d}_R - \tilde{u}_L e_L \bar{d}_R$$

La phénoménologie de la supersymétrie à HERA, dans le cadre du MSSM étendu par les couplages λ' dûs aux termes $LQ\bar{D}$, sera étudiée dans le chapitre suivant. On verra les processus possibles de production de particules supersymétriques, les sections efficaces de ces processus, les rapports d'embranchement des particules formées et les différents états finals attendus.

Résumé du chapitre 2

On a vu dans ce chapitre le formalisme et les concepts théoriques de base permettant de construire le MSSM, l'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard. Résumons les points importants :

- les objets de base permettant d'écrire $\mathcal{L}_{MSSM}$ ne sont plus des champs, mais des **superchamps**. Ce sont des objets qui décrivent une particule "standard" et son partenaire supersymétrique. Les superchamps décrivant les fermions de matière sont appelés superchamps chiraux. En utilisant les notations usuelles, L décrit un doublet de leptons, Q un doublet de quarks, $\bar{E}$ contient les leptons droits et $\bar{D}$, $\bar{U}$ les quarks droits. Les superchamps décrivant les bosons de jauge sont appelés superchamps vectoriels.

- au contraire de ce qui se passe dans le Modèle Standard, **deux doublets de Higgs** sont nécessaires pour donner des masses à tous les fermions.

- la supersymétrie doit être brisée, de sorte que les masses des particules supersymétriques soient supérieures à celles des particules ordinaires. Il est difficile, moyennant cette condition, de briser spontanément la supersymétrie. Dans le MSSM, on choisit de briser la supersymétrie en ajoutant au Lagrangien supersymétrique des termes qui ne le sont pas. Ces termes, appelés **"termes de brisure douce"**, ne brisent pas trop fortement la supersymétrie, de sorte qu'on ne retombe pas sur des divergences quadratiques à la masse du Higgs. Ces termes de brisure douce sont les suivants :

    1. un terme de masse m_0 pour les scalaires (les squarks et les sleptons);
    2. un terme de masse M_1 pour le partenaire supersymétrique du champ A_μ (le bino), associé à la symétrie $U(1)_Y$;
    3. un terme de masse M_2 pour les jauginos de $SU(2)_L$, c'est-à-dire pour les partenaires supersymétriques des bosons $W^\pm$ et du W^3 neutre, dont la combinaison avec A_μ donne le photon et le boson Z;
    4. un terme de masse M_3 pour les gluinos, partenaires supersymétriques des gluons;
    5. des $\mathcal{A}$-termes, couplant deux champs scalaires de matière à un champ scalaire de Higgs.

- ces termes de brisure douce peuvent trouver une interprétation physique lorsqu'on rend la supersymétrie locale (on parle alors de supergravité).

- on considère ici que la R-parité, définie par $R = (-1)^{3B+L+2S}$, est non conservée. Ceci implique la non-conservation du nombre baryonique ou du nombre leptonique, et permet de coupler un sfermion à deux fermions, ce qui est interdit si on impose la conservation de cette R-parité.

Bibliographie

[1] J. Wess et J. Bagger, “Supersymmetry and Supergravity”, Princeton University Press.

[2] J.P. Derendinger, “Globally Supersymmetric Theories in Four and Two Dimensions”, Cours de 3^{ieme} cycle, Zürich

[3] S. Coleman et J. Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1261.;
R. Haag, J. Lopuszanski et M. Sohnius, Nucl. Phys. B88 (1975) 257.

[4] J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39;
B. Zumino, Nucl. Phys. B89 (1973) 535.

[5] P. Fayet et J. Illiopoulos, Phys. Lett. B51 (1974) 461.

[6] L. O'Raifeartaigh, Nucl. Phys. B96 (1975) 331.;
P. Fayet, Phys. Lett. B58 (1975) 67.

[7] R. Barbieri, S. Ferrara, L. Maiani, F. Palumbo et C.A. Savoy, Phys. Lett. B115 (1982) 212.;
L. Girardello et M.T. Grisaru, Nucl. Phys. B194 (1982) 65.

[8] H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 2.

[9] N. Deruelle, “Eléments de Relativité Générale”, Ecole de Gif 1993

[10] E. Cremmer, B. Julia, J. Scherk, S. Ferrara, L. Girardello et P. Van Nieuwenhuizen, Nucl. Phys. B147 (1979) 105.;
idem, Phys. Lett. B79 (1978) 231.

[11] P. Fayet et S. Ferrara, Phys. Rep. 32 (1979) 249.

Chapitre 3

PHENOMENOLOGIE DE LA SUPERSYMETRIE A HERA

La particularité de l'état initial lepton-hadron à HERA fait de ce collisionneur la machine idéale pour rechercher des particules supersymétriques se couplant directement à un lepton et un quark. Les modèles supersymétriques où la R-parité est violée par un opérateur $L_iQ_j\bar{D}_k$ prédisent l'existence de squarks ayant cette propriété. On va donc s'intéresser à la production résonante de squarks par violation de R-parité ($\not{R}_p$) et aux états finals attendus. On verra ensuite comment produire des squarks par paire à HERA, et en quoi cette recherche est complémentaire de la précédente. Ce chapitre constitue la base de toute notre analyse. Il se conclut par un bref résumé.

3.1 Production résonante de squarks à HERA

3.1.1 Généralités

Une possibilité très intéressante à HERA consiste en la production résonante de squarks par violation de la R-parité. Considérons en effet les termes $L_iQ_j\bar{D}_k$ du superpotentiel ne conservant pas la R-parité. Rappelons que :

- le superchamp L_i contient les leptons et les sleptons de la i^{eme} génération, en doublets de $SU(2)$. Il décrit donc les champs : e^i_L, ν^i_L, ansi que $\tilde{e}^i_L$ et $\tilde{\nu}^i_L$,
- le superchamp Q_j contient les champs u^j_L, d^j_L, $\tilde{u}^j_L$ et $\tilde{d}^j_L$,
- le superchamp $\bar{D}_k$ contient d^c_L et $(\tilde{d}_R)^*$, conjugués de charge de d_R et $\tilde{d}_R$.

On peut alors développer le terme $L_iQ_j\bar{D}_k$ en fonction des champs :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{L_iQ_j\bar{D}_k} = \lambda'_{ijk}\Big[&-\tilde{e}^i_L u^j_L \bar{d}^k_R - e^i_L \bar{u}^j_L \bar{d}^k_R - (\bar{e}^i_L)^c u^j_L \tilde{d}^{k*}_R \\ &+\tilde{\nu}^i_L d^j_L \bar{d}^k_R + \nu_L \tilde{d}^j_L \bar{d}^k_R + (\bar{\nu}^i_L)^c d^j_L \tilde{d}^{k*}_R\Big] + \text{h.c.}\end{aligned} \tag{3.1}$$

où le symbole ^{c} dénote le spineur conjugué de charge. Les vertex d'interaction qui en résultent sont présentés sur la Fig. 3.1. On voit que les couplages λ'_{1jk} sont très intéressants pour HERA, car ils permettent la production d'un squark par résonance,

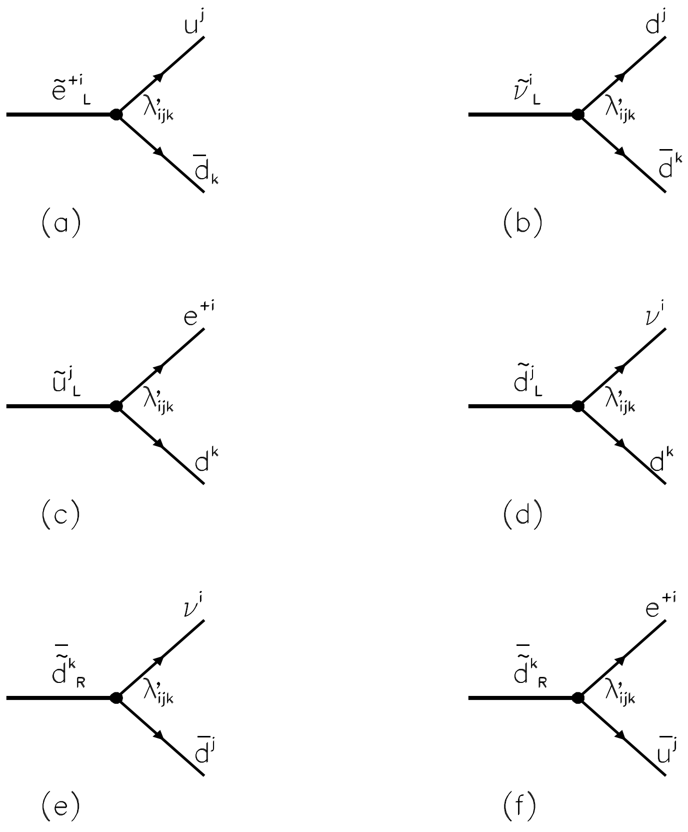


Figure 3.1: *Vertex d'interaction via les couplages* λ'_{1jk}

via une fusion entre l'électron (ou le positron) incident et un quark venant du proton. Regardons de plus près ce qui se passe dans le cas où on dispose d'un faisceau de positrons, ce qui était le cas lors de la majeure partie de la prise de données de 1994. On voit sur les graphes précédents qu'un couplage λ'_{1jk} permet de former :

- un squark $\tilde{u}_L^j$ par fusion entre le positron et un quark d^k (graphe c)
- un anti-squark $\tilde{d}_R^k$ par fusion entre le positron et un antiquark $\bar{u}^j$ (graphe f)

La table (3.1) résume les modes de production possibles. Ainsi, les couplages λ'_{111}, λ'_{121} et λ'_{131} sont tout particulièrement intéressants car ils permettent la production d'un squark $\tilde{u}_L$, $\tilde{c}_L$ et $\tilde{t}_L$ par fusion entre le positron et un quark **de valence** du proton. On peut immédiatement faire une remarque importante : par violation de R-parité via un couplage λ'_{111} par exemple, on ne peut produire que le squark $\tilde{u}_L$ (partenaire supersymétrique du quark u **gauche**), ou le squark $\tilde{d}_R$ (partenaire supersymétrique du quark d **droit**). Comme on le verra par la suite, ces deux

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

Tableau 3.1: *Processus de production de squarks à HERA (faisceau e^+) par violation de R-parité* λ'_{1jk}

squarks (et plus généralement un sfermion “gauche” et un sfermion “droit”) ont des modes de désintégration permis ou dominants qui sont complètement différents. Dès lors, la phénoménologie de la supersymétrie avec $\not{R}_p$ à HERA est différente suivant que le faisceau de leptons incidents est constitué de positrons ou d'électrons. En effet, avec un faisceau de positrons, c'est principalement le squark $\tilde{u}_L$ que l'on peut produire, car la résonance peut alors se former grâce à un quark **de valence** du proton. Au contraire, avec un faisceau d'électrons, c'est le processus $e^- u \to \tilde{d}_R$ qui va dominer.

Seule la phénoménologie avec un faisceau d'électrons a été étudiée dans la littérature [1]. De ce fait, il est nécessaire ici de développer ce qui se passe dans le cas où la machine tourne avec des positrons.

On va conclure ces généralités par une remarque importante. La production d'une résonance de masse M par fusion entre le positron et un quark du proton implique que la variable de Bjorken x définie au chapitre 1 prend une valeur bien définie (rappelons que dans le modèle des partons, x est la fraction d'impulsion du proton portée par le quark interagissant). En effet, si p_e et P sont les quadri-impulsions respectives du positron et du proton, l'égalité entre la masse de la résonance et l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction e^+q s'écrit :

$$M^2 = (p_e + xP)^2 = 2x(p_e.P) = xS$$

(en notant S le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction e^+p et en négligeant les masses du positron et du proton devant leurs énergies). Ainsi, la distribution en x d'événements de production d'un squark de masse M par résonance doit présenter un pic en :

$$x = \frac{M^2}{S}.$$

Cette propriété sera largement utilisée expérimentalement.

Section efficace de production

Dans l'approximation où la largeur du squark produit est étroite (on reviendra plus loin sur cette largeur), la section efficace de production se calcule aisément. Etudions par exemple la production du $\tilde{u}_L$ via λ'_{111}. L'élément de matrice au carré correspondant au graphe de la Fig. 3.2 s'écrit, en notant $\hat{s}$ le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse du système (e^+, d) et M la masse du squark :

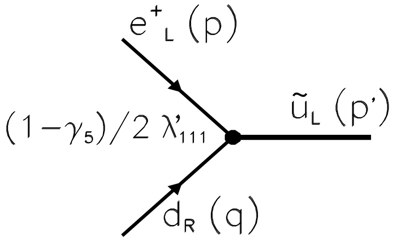


Figure 3.2: *Production du* $\tilde{u}_L$ *via* λ'_{111}

$$|T_{fi}|^2 = \frac{\lambda'^2_{111}}{4}\mathrm{Tr}(\not{q}(1-\gamma_5)\not{p}(1+\gamma_5)) = \lambda'^2_{111}\hat{s} \qquad \text{d'où :} \qquad \overline{|T_{fi}|^2} = \frac{1}{4}\lambda'^2_{111}\hat{s}$$

Ainsi :

$$\begin{aligned}\sigma(e^+d \to \tilde{u}_L) &= \frac{1}{2M}\overline{|T_{fi}|^2}(2\pi)^4\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2p'_0}\delta^4(p+q-p') \\ &= \frac{1}{2M}\overline{|T_{fi}|^2}(2\pi)\delta((p+q)^2-p'^2) \\ &= \frac{1}{2M}\overline{|T_{fi}|^2}(2\pi)\delta(\hat{s}-M^2)\end{aligned}$$

En notant x la fraction d'impulsion du proton initial emportée par le d incident, on a $\hat{s} = xS$, où S est le carré de l'énergie dans le centre de masse de la réaction e^+p. L'équation ci-dessus s'écrit alors :

$$\sigma(e^+d \to \tilde{u}_L) = \frac{1}{2M}\overline{|T_{fi}|^2}(2\pi)\frac{1}{S}\delta(x-\frac{M^2}{S})$$

Pour obtenir la section efficace de production $e^+p \to \tilde{u}_L$, il faut convoluer avec la probabilité $d(x)$ de trouver un quark d dans le proton avec une fraction x de l'impulsion du proton. Ainsi,

$$\begin{aligned}\sigma(e^+p \to \tilde{u}_L) &= \frac{\pi}{4S}\lambda'^2_{111}\int d(x)\delta(x-\frac{M^2}{S})dx \\ &= \frac{\pi}{4S}\lambda'^2_{111}d(x=\frac{M^2}{S}) \qquad (3.2)\end{aligned}$$

Ce résultat est valable pour la production du $\bar{\tilde{d}}_R$ en remplaçant la densité $d(x)$ par $\bar{u}(x)$. Cette section efficace dépend de Q^2 uniquement via la densité $d(x) = d(x, Q^2)$. Des masses de squark au-delà de 45 GeV correspondent à des x supérieurs à 2.10^{-2}. Ces valeurs de x sont alors suffisamment grandes pour que les densités de partons à l'intérieur du proton ne dépendent pas trop de l'échelle Q^2. On choisira par exemple d'évaluer les densités de partons en prenant pour échelle le carré de la masse du squark. Notons que si on ne néglige pas la largeur du squark, il faut remplacer dans l'intégrale (3.2) ci-dessus la fonction δ par une Breit-Wigner

$$\frac{M\Gamma S}{\pi} \frac{1}{(Sx - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}.$$

Les valeurs numériques des sections efficaces de production des squark $\tilde{u}_L$ et $\bar{\tilde{d}}_R$ via λ'_{111} sont représentés sur la Fig. 3.3 pour $\lambda'_{111} = 0.1$. Le $\tilde{u}_L$ est formé par résonance

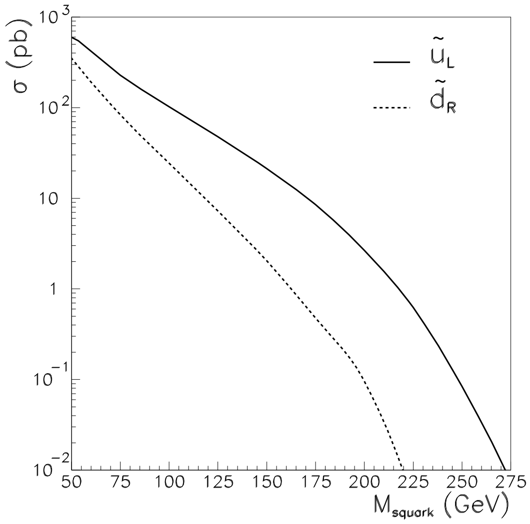


Figure 3.3: *Sections efficaces de production des squarks* $\tilde{u}_L$ *et* $\bar{\tilde{d}}_R$ *pour* $\lambda'_{111} = 0.1$, *en collisions* e^+p.

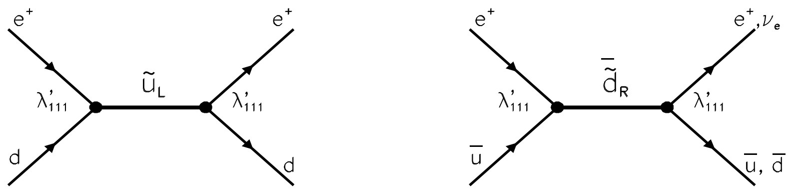
entre le positron et un quark d venant du proton, tandis que pour former le $\bar{\tilde{d}}_R$ on a besoin d'un quark $\bar{u}$. Ainsi, à grande masse, la section efficace de production du $\tilde{u}_L$ est nettement supérieure à celle du $\bar{\tilde{d}}_R$ grâce aux quarks d de valence. Par contre, à basse masse (c'est-à-dire à bas x), on est dominé par la mer et la différence entre ces deux sections efficaces s'amenuise. De plus, ces sections efficaces variant comme le carré du couplage, on voit qu'avec la luminosité de quelques pb^{-1} accumulée jusquà présent par les expériences de HERA, on peut explorer la région des basses masses et faibles couplages, mais seuls des couplages assez élevés peuvent être sondés dans le domaine des grandes masses de squarks.

Notons que les sections efficaces de production de squarks par $\not{R}_p$ sont nettement supérieures à celles de processus supersymétriques où la R-parité est conservée, tant que le couplage de $\not{R}_p$ n'est pas trop petit. Afin de simplifier la phénoménologie, nous allons supposer qu'un seul des couplages λ'_{1jk} est non nul (du moins qu'un de ces couplages est nettement dominant sur les autres), de même qu'il existe une hiérarchie très forte entre les couplages de Yukawa des fermions au boson de Higgs. On suppose de plus pour notre analyse que les partenaires supersymétriques des gluons, les gluinos, sont très massifs. Dès lors, les squarks produits par violation de la R-parité peuvent se désintégrer de la manière suivante :

- ou bien à nouveau par violation de la R-parité, via le couplage λ'_{1jk},
- ou bien via une désintégration de jauge, c'est-à-dire en un neutralino ou un chargino. Ces modes de désintégration sont les seuls possibles dans le cadre du "pur MSSM", où la R-parité est conservée.

3.1.2 Désintégrations des squarks par violation de R-parité

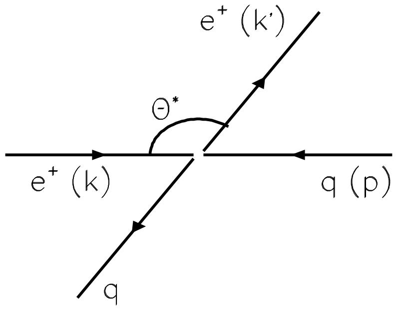
Les modes de désintégration des squarks par $\not{R}_p$ s'obtiennent aisément à partir des vertex de la Fig. 3.1. Notons que dans ce cas, la production et la désintégration des squarks sont similaires à celles des leptoquarks [2]. Seul le squark $\bar{\tilde{d}}$ peut se désintégrer en neutrino, comme on peut le voir sur la Fig. 3.4. L'état final est donc caractérisé soit par un jet et un positron, soit par un jet et de l'énergie transverse manquante. Ces signatures sont donc identiques à celles obtenues lors d'une réaction de diffusion inélastique profonde (DIP) par courant neutre (CN) ou chargé (CC). Ainsi, on se sait pas distinguer événement par événement la production résonante de squark (suivie d'une désintégration $\not{R}_p$), d'une réaction de DIP. Néanmoins, comme on l'a vu plus haut, la distribution en x d'événements où un squark de masse M est produit et se désintègre par $\not{R}_p$ doit présenter un pic centré en $x = \frac{M^2}{S}$, S étant le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse. La stratégie sera donc de chercher parmi les événements de DIP un excès localisé dans la distribution en x.



(a) (b)

Figure 3.4: *Production et désintégration de squarks par violation de R-parité.*

Par ailleurs, exploiter les caractéristiques angulaires de la désintégration d'un objet scalaire permet de séparer un tel signal du bruit de fond de DIP. En effet, si on se place dans le référentiel du centre de masse de la réaction $e^+q \rightarrow e^+q$ (soit le



référentiel de repos du squark), on peut exprimer la variable y en fonction de l'angle θ^* de l'électron diffusé. En effet, en reprenant les notations du chapitre 1 pour les quadrivecteurs des particules (rappelées sur la figure ci-dessus), on a :

$$\begin{aligned} y &= \frac{(p.q)}{(p.k)} \\ &= \frac{(p.k) - (p.k')}{(p.k)} \\ &= \frac{1}{2}(1 + \cos\theta^*) \end{aligned}$$

Le squark étant de spin 0, il se désintègre de manière isotrope dans son centre de masse, c'est-à-dire que l'élément de matrice de diffusion ne dépend pas de l'angle θ^*. L'élément d'espace de phase pour une désintégration à deux corps étant proportionnel à $d\cos\theta^*$, on a donc, pour les processus de la Fig. 3.4 :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \quad \text{constante}$$

On déduit alors de l'expression précédente de y que :

$$\frac{d\sigma}{dy} \quad \text{constante}$$

Ainsi, pour des squarks produits et se désintégrant par $\not{R}_p$, on attend une distribution **plate** en y. Au contraire, la section efficace différentielle de DIP CN comporte un terme en $\frac{1}{Q^4}$ venant du carré du propagateur du photon. Puisque $Q^2 = xyS$, la distribution en y à x constant de tels événements doit varier comme $\frac{1}{y^2}$. Par conséquent, une coupure inférieure sur la variable y permettra de séparer un tel signal du bruit de fond de diffusion profondément inélastique.

Par ailleurs, en exprimant l'énergie et l'angle polaire du positron (ou du neutrino) présent dans l'état final en fonction des variables de Bjorken x et y, on voit que l'énergie transverse de ce lepton s'écrit :

$$E^T_{lepton} = M_{\tilde{q}}\sqrt{y(1-y)}$$

La distribution en E^T_{lepton} pour de tels événements présente donc un “pic du jacobien” en $M_{\tilde{q}}/2$. Les événements recherchés doivent donc posséder un positron de grande énergie transverse dans l'état final, ou bien une quantité importante d'impulsion transverse manquante. La largeur partielle de désintégration d'un squark par $\not{R}_p$ se calcule trivialement :

$$\Gamma_{\tilde{q}\to\not{R}_p} = \Gamma_{\tilde{u}_L\to e^+ d} = \Gamma_{\tilde{\bar{d}}_R\to e^+ \bar{u}} = \Gamma_{\tilde{\bar{d}}_R\to \nu \bar{d}} = \frac{1}{16\pi}\lambda'^2_{111} M_{\tilde{q}}$$

Cette largeur est donc d'autant plus faible que le couplage $\not{R}_p$ est petit. Par exemple, elle vaut 30 MeV pour un squark de 150 GeV et un couplage $\lambda'_{111} = 0.1$.

3.1.3 Désintégrations de jauge des squarks

Le Lagrangien du MSSM établi dans le chapitre précédent fait intervenir des termes d'interaction entre sfermions, fermions et jauginos ou higgsinos. Ainsi, un sfermion peut se désintégrer en un fermion et un partenaire supersymétrique d'un boson de jauge ou d'un boson de Higgs. Ces désintégrations, qui sont les seules possibles lorsque la R-parité est conservée, sont appelées **désintégrations de jauge** des sfermions.

Définition des neutralinos et des charginos

Comme on peut le voir d'après le Lagrangien du MSSM développé en champs, les partenaires supersymétriques des bosons de jauge et des Higgs n'apparaissent pas comme des états propres de masse. Il y a un mélange entre ces états neutres (le photino $\tilde{\gamma}$, le zino $\tilde{Z}$ et les deux higgsinos neutres $\tilde{H}^0_1$ et $\tilde{H}^0_2$), ainsi qu'entre ces états chargés (les winos $\tilde{W}^\pm$ et les higgsinos chargés $\tilde{H}^-_1$ et $\tilde{H}^+_2$). Les états physiques dans lesquels les sfermions sont susceptibles de se désintégrer sont donc des mélanges de ces états neutres et chargés. On les obtient en diagonalisant les matrices de masse correspondantes. Ces états propres sont appelés **neutralinos** et **charginos**. On les note respectivement $\chi^0_i (i = 1..4)$ et $\chi^\pm_j (j = 1, 2)$, les indices i et j servant à ordonner ces états en masse. Ainsi par exemple, le χ^0_1 est le neutralino le plus léger. Le Lagrangien “de masse” faisant intervenir les jauginos de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et les higgsinos neutres se met sous la forme :

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}(\psi^0_i)^T Y^{ij} \psi^0_j + h.c.$$

et la matrice de masse des neutralinos dans la base

$$\psi^0_i = (-i\tilde{A}, -i\tilde{W}_3, \tilde{H}^0_1, \tilde{H}^0_2) \tag{3.3}$$

s'écrit :

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M_2 & m_Z \sin\theta_W \cos\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta \\ -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin\theta_W \sin\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Cette matrice fait intervenir les paramètres du modèle :

- M_1 et M_2, qui sont les termes de brisure douce associés respectivement aux jauginos de $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$,
- μ qui est un terme de mélange entre les deux doublets de Higgs,
- l'angle β, dont la tangente est égale au rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux Higgs scalaires.

Nous supposerons que les paramètres de brisure douce M_1 et M_2 vérifient la relation usuelle [3] de grande unification :

$$M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2.$$

A partir de cette matrice qu'on diagonalise numériquement, on peut calculer, étant données certaines valeurs des paramètres μ, M_2 et tanβ du modèle, les masses des neutralinos ainsi que leurs composantes suivant les états $\tilde{\gamma}$, $\tilde{Z}$, $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$ (c'est-à-dire les éléments de la matrice N permettant de passer de la base 3.3 à celle des neutralinos). Afin de donner une idée de la région de l'espace des paramètres que l'on peut étudier auprès des accélérateurs, on a représenté les masses des quatre neutralinos en fonction de μ sur la Fig. 3.5, pour quelques choix de M_2 et $\tan\beta$. On

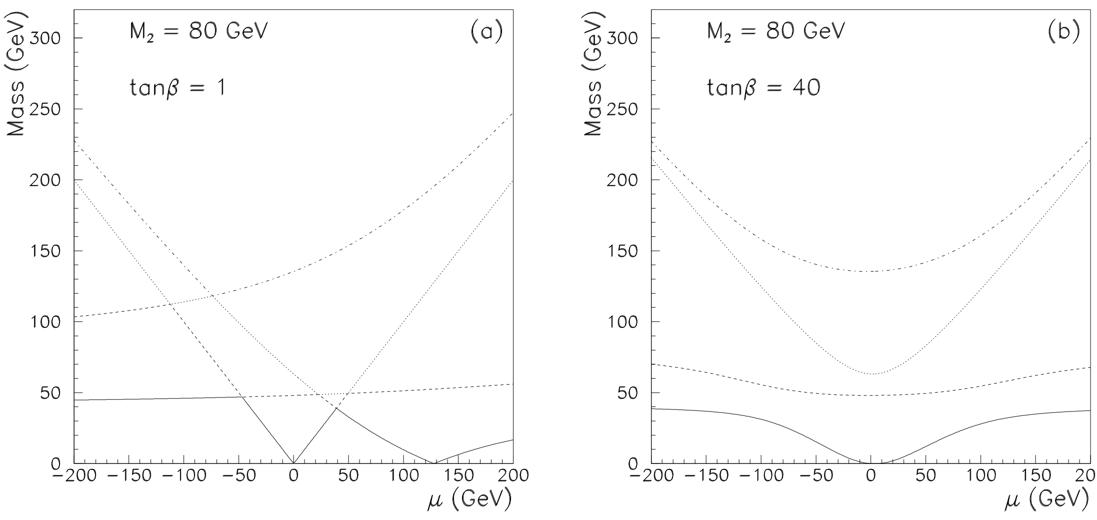


Figure 3.5: *Masses du χ_1^0 (ligne pleine), χ_2^0 (tirets), χ_3^0 (pointillés) et χ_4^0 (traits-points) pour : (a)* $\tan\beta$ *faible, (b)* $\tan\beta$ *élevée.*

trouvera dans [4] davantage de détails sur les variations de ces masses dans l'espace des paramètres.

Les termes de masse correspondant aux winos et aux higgsinos chargés s'écrivent :

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}(\psi^+, \psi^-) \left(\begin{array}{cc} 0 & X^T \\ X & 0 \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \psi^+ \\ \psi^- \end{array} \right) + \text{h.c}$$

où on a posé :

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & m_W\sqrt{2}\sin\beta \\ m_W\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix}$$

et $\psi_j^+ = (-i\tilde{W}^+, \tilde{H}_2^+)$, $\psi_j^- = (-i\tilde{W}^-, \tilde{H}_1^-)$. Les charginos (états propres de masse) se définissent grâce à une matrice $(4,4)$ qui s'écrit par blocs à l'aide de deux matrices $(2,2)$ unitaires U et V, dont on trouvera une définition claire dans [5] :

$$\chi_i^+ = V^{ij}\psi_j^+ \text{ et } \chi_i^- = U^{ij}\psi_j^-.$$

Les masses de ces états propres se calculent aisément à partir de la matrice X ci-dessus. On trouve :

$$\begin{aligned} M_{1,2}^2 &= \tfrac{1}{2}(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2 \\ &\quad \mp [(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4m_W^4\cos^2 2\beta \\ &\quad + 4m_W^2(M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu\sin 2\beta)]^{1/2} \end{aligned}$$

Les valeurs de ces masses sont représentées en fonction des paramètres du modèle sur la Fig. 3.6. Cette figure montre aussi comment se comparent les masses du χ_1^0

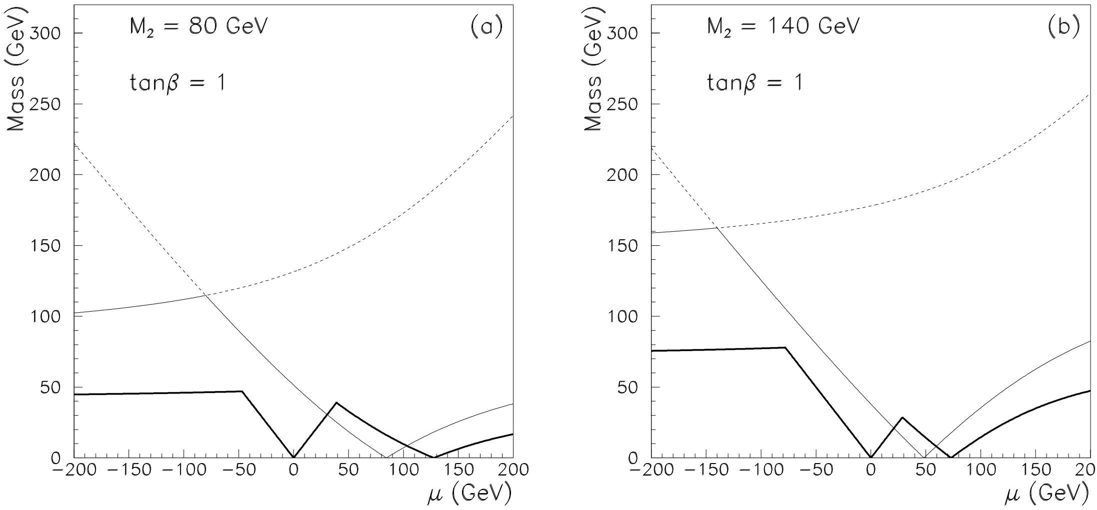


Figure 3.6: *Masses des charginos $\chi_1^\pm$ (ligne pleine) et $\chi_2^\pm$ (tirets) pour* $\tan\beta = 1$ *et (a)* $M_2 = 80$ GeV *, (b)* $M_2 = 140$ GeV *. La masse du χ_1^0 est représentée en trait épais sur les mêmes figures.*

et du $\chi_1^\pm$. On voit qu'il existe une partie de l'espace des paramètres pour laquelle le $\chi_1^\pm$ est plus léger que le χ_1^0. Dans le cadre de la supersymétrie avec conservation de la R-parité, il existe de fortes contraintes cosmologiques impliquant que la particule supersymétrique la plus légère (LSP, pour Lightest Supersymmetric Particle) soit neutre et non chargée de couleur [6]. Dans les modèles où la R-parité est non conservée, ces contraintes ne sont plus valides, mais l'hypothèse selon laquelle la LSP est neutre est en général adoptée, ce que nous ferons par la suite. Ainsi, comme on peut le voir sur la Fig. 3.6, il existe une région de l'espace des paramètres qui est interdite par hypothèse. Cette région est représentée pour $\tan\beta = 1$ dans le plan (μ, M_2) sur la Fig. 3.7, c'est la zone marquée "LSP=chargino". Cette figure montre aussi quelle est la composante principale du neutralino le plus léger, c'est-à-dire les régions où le χ_1^0 ressemble davantage à un photino ($\tilde{\gamma}$), à un zino ($\tilde{Z}$) ou a un higgsino ($\tilde{H}$). La zone où le χ_1^0 est de type higgsino correspond à des petites valeurs de μ ($|\mu|/M_1 < 1$). Dans ce cas, la masse du neutralino le plus léger est égale à $|\mu|$. En dehors de cette zone, la masse du χ_1^0 évolue générallement de la manière suivante :

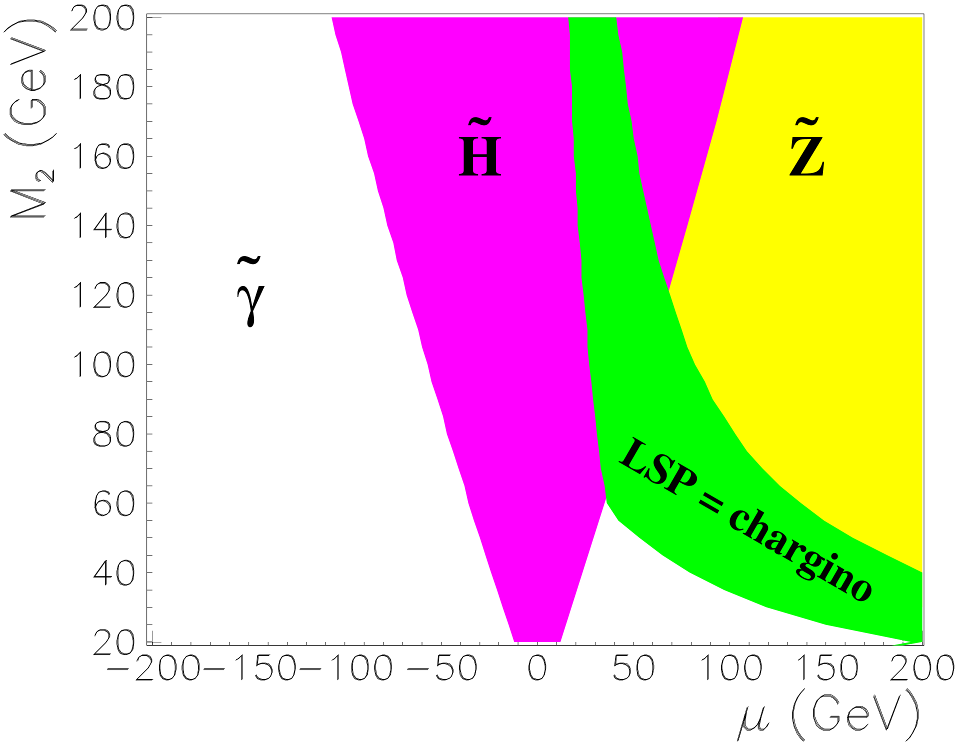


Figure 3.7: *Régions dans l'espace des paramètres correspondant à une LSP chargée et à une LSP neutre de type photino, zino ou higgsino, pour* $\tan\beta = 1$.

1. à μ et $\tan\beta$ fixés, $M_{\chi_1^0}$ augmente avec M_2,
2. à M_2 et $\tan\beta$ fixés, $M_{\chi_1^0}$ augmente lorsqu'on s'éloigne de la zone higgsino en allant vers les valeurs négatives de μ.

Par ailleurs, comme on le verra dans les paragraphes suivants, la phénoménologie de la supersymétrie avec violation de la R-parité dépend beaucoup de la "nature" du χ_1^0. Les états finals attendus peuvent être très différents suivant que le neutralino le plus léger est plutôt de type photino, zino ou higgsino.

Désintégrations des squarks en neutralino

Le couplage au vertex $\tilde{q} \to q\chi_i^0$ se déduit du Lagrangien du MSSM et est de la forme suivante [7] :

$$\frac{-i}{\sqrt{2}}\left[A(1-\gamma_5)+B(1+\gamma_5)\right]$$

où les facteurs "chiraux" A et B dépendent entre autres des composantes $\tilde{\gamma}$, $\tilde{Z}$ et $\tilde{H}$ du neutralino χ_i^0 (c'est-à-dire des éléments de la matrice de passage N). La largeur partielle de désintégration $\tilde{q} \to q\chi_i^0$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\Gamma_{\tilde{q}\to q\chi_i^0} &= \frac{1}{8\pi}(A^2+B^2)M_{\tilde{q}}\left(1-\frac{M^2_{\chi_i^0}}{M^2_{\tilde{q}}}\right)^2 \\ &= \Gamma_{\tilde{q}\to eq'}\,\frac{2(A^2+B^2)}{\lambda'^2_{1jk}}\left(1-\frac{M^2_{\chi_i^0}}{M^2_{\tilde{q}}}\right)^2\end{aligned}$$

Ce mode de désintégration sera donc important par rapport à la désintégration $\not{R}_p$ tant que la différence en masse entre le squark et le χ_i^0 n'est pas trop faible, et lorsque le couplage de Yukawa λ'_{1jk} n'est pas très élevé.

On trouvera l'expression détaillée de A et B dans [7]. Ces facteurs se calculent une fois connus la composition du neutralino ainsi que les couplages aux vertex $\tilde{q} \to q\tilde{\gamma}$, $\tilde{q} \to q\tilde{Z}$ et $\tilde{q} \to q\tilde{H}$, ces derniers s'obtenant à partir du Lagrangien du MSSM. Mais sans développer ce Lagrangien, on conçoit, par simple supersymétrie des vertex du Modèle Standard, que ces couplages sont proportionnels à ceux représentés sur la Fig. 3.8. Ainsi,

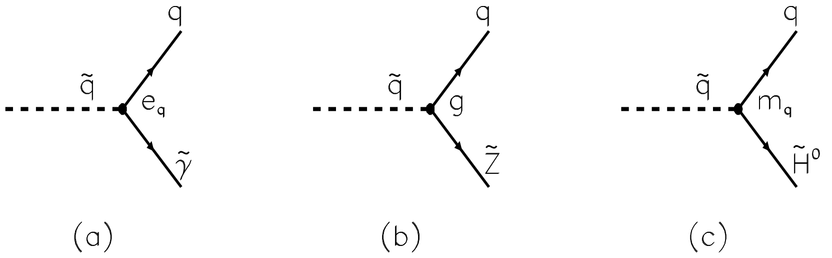


Figure 3.8: *Couplages au vertex squark-quark-neutralino, dans le cas où le neutralino est un pur (a) photino, (b) zino et (c) higgsino. On a noté g la constante de couplage de l'interaction faible.*

- la charge du quark intervient au vertex $\tilde{q}q\tilde{\gamma}$. Ainsi, si le χ_1^0 est de type photino, la largeur de désintégration $\Gamma_{\tilde{q}\to q\chi_1^0}$ s'écrit :

  $$\Gamma_{\tilde{q}\to q\tilde{\gamma}} = \frac{1}{8\pi}e^2e_q^2M_{\tilde{q}}\left(1-\frac{M^2_{\tilde{\gamma}}}{M^2_{\tilde{q}}}\right)^2$$

  où e_q est la charge électrique du quark.

- par contre, à un vertex $\tilde{q}q\tilde{H}^0_{1,2}$, c'est la masse du quark qui va intervenir. On en déduit que, dans le cas où le χ^0_1 est de type higgsino, la largeur de désintégration d'un squark $\tilde{q}$ en $q\chi^1_0$ est proportionnelle au carré de la masse du quark. Dans le cas de quarks de 1^{iere} ou 2^{ieme} génération, cette largeur de désintégration sera donc très petite.

Désintégrations des squarks en chargino

Le Lagrangien du MSSM contient aussi des termes couplant un sfermion à un fermion et un wino chargé ou un higgsino chargé. Les charginos étant des mélanges de ces derniers états, ces couplages permettent, de calculer les largeurs de désintégration $\Gamma_{\tilde{q}\to q'\chi_1^+}$ d'un squark en un quark et un chargino. Il est important de remarquer que ces couplages diffèrent radicalement suivant que le squark considéré est le partenaire supersymétrique d'un quark "gauche" ou d'un quark "droit". Considérons d'abord le cas d'un squark "droit". On sait que l'interaction faible fait intervenir uniquement des fermions gauches. Ainsi, par supersymétrie, on ne peut pas coupler un squark "droit" à un wino (ce fait se retrouve en détaillant les termes intervenant dans le Lagrangien du MSSM). Par conséquent, un tel squark se couple à un chargino uniquement via la composante higgsino de ce chargino. Ceci est représenté sur la Fig. 3.9 dans le cas du $\tilde{d}_R$. Le couplage au vertex $\tilde{q}q'\tilde{H}^\pm$ étant proportionnel à la masse du quark q', on en déduit que dans le cas d'un squark "droit" associé à un quark léger, la largeur de désintégration $\tilde{q} \to q'\chi^\pm$ est proportionnelle à m_q^2, et donc est quasi-nulle. Par conséquent, **un squark "droit"** $\tilde{q}_R$ où q est un quark de la 1^{iere} ou 2^{ieme} génération **ne se couple** (quasiment) **pas aux charginos**.

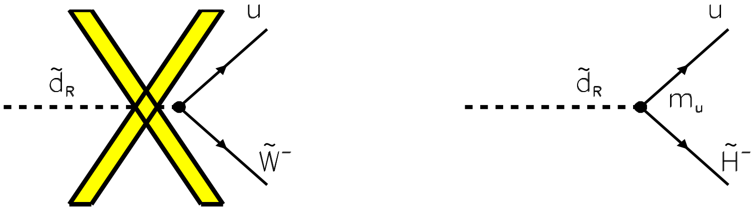


Figure 3.9: *Couplages du $\tilde{d}_R$ au chargino*

Le cas d'un squark "gauche" est différent car alors le couplage à un wino est invariant de jauge. Ceci est schématisé sur la Fig. 3.10 pour le squark $\tilde{u}_L$. Ainsi, grâce à la composante $\tilde{W}^\pm$ du $\chi^\pm$, un tel squark peut se désintégrer en chargino. La largeur de désintégration $\tilde{q}_L \to q'\chi^\pm$ s'écrit alors [7] :

$$\Gamma = \frac{1}{8\pi}(A^2 + B^2)g^2 M_{\tilde{q}},$$

où A est proportionnel à un élément de la matrice V définissant la composante $\tilde{W}$ du chargino, et B est proportionnel à $m_{q'}$ et devient négligeable dans le cas où $\tilde{q}$ est

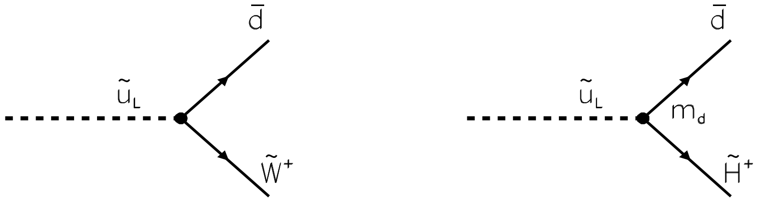


Figure 3.10: *Couplages du $\tilde{u}_L$ au chargino*

le partenaire supersymétrique d'un quark léger. L'expression complète de A et B est donnée dans [7].

Désintégrations de jauge dominantes

Les modes dominants de désintégration des squarks sont différents suivant que l'on considère le partenaire supersymétrique d'un quark gauche ou d'un quark droit (ceci reste vrai dans le cas général d'un sfermion). En effet, on a vu ci-dessus qu'un squark "droit" ne se couple pas au chargino. Ainsi, les seules désintégrations de jauge possibles pour un squark "droit" (en particulier pour le $\tilde{d}_R$) sont :

$$\tilde{q}_R \to \chi_i^0 + q,$$

certains de ces modes de désintégration pouvant être interdits cinématiquement.
Au contraire, un squark "gauche" (et entre autres le $\tilde{u}_L$) peut se désintégrer selon $\tilde{q}_L \to \chi^\pm + q'$. Les rapports d'embranchement d'un squark $\tilde{u}_L$ dans différents canaux "de jauge" sont montrés sur la Fig. 3.11 pour un certain choix des valeurs des paramètres du modèle, pour deux valeurs de la masse du squark. On voit que contrairement à ce qu'on pourrait penser en invoquant uniquement des arguments d'espace de phase, la désintégration du $\tilde{u}_L$ en u et la particule supersymétrique la plus légère n'est **jamais dominante** dans les cas représentés. On constate de plus sur cette figure que pour les valeurs de μ correspondant à des cas où le χ_1^0 est de type higgsino, le rapport d'embranchement de $\tilde{u}_L \to u\chi_1^0$ est nul. En effet, comme on l'a signalé plus haut, la largeur de désintégration du $\tilde{u}_L$ en χ_1^0 est dans ce cas proportionnelle au carré de la masse du quark u. Elle est donc négligeable devant la largeur de désintégration en chargino, bien que ce dernier soit plus massif.
La Fig. 3.12 montre quel est le mode de désintégration dominant pour le même squark, en fonction des paramètres μ et M_2. La partie de ce plan pour laquelle le canal $\tilde{u}_L \to u\chi_1^0$ domine correspond à des points où le chargino le plus léger est plus massif que le squark, de sorte que la désintégration en chargino est interdite cinématiquement. Mais dès qu'un chargino est "accessible", le squark $\tilde{u}_L$ se désintègre préférentiellement en χ_i^+. Notons au passage que l'hypothèse selon laquelle un sfermion se désintègre uniquement via $\tilde{f} \to f\chi_0^1$ est souvent faite dans les recherches de particules supersymétriques auprès d'accélérateurs. Tant que l'énergie dans le centre de masse des réactions étudiées n'est pas très élevée, cette hypothèse est à

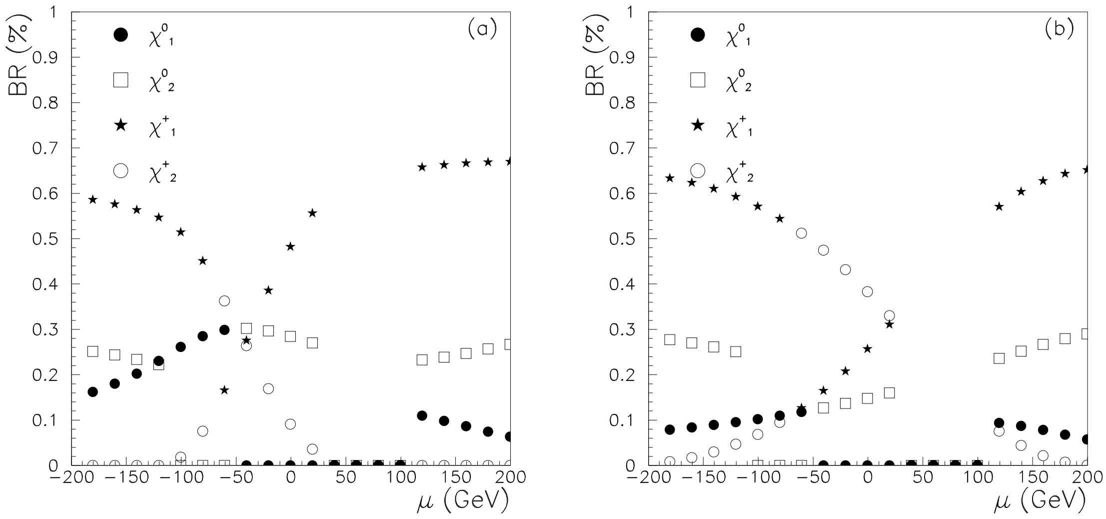


Figure 3.11: *Rapports d'embranchement d'un squark* $\tilde{u}_L$ *en fonction de* μ*, pour* $M_2 = 80$ *GeV,* $\tan\beta = 1$*, et (a)* $M_{\tilde{u}} = 150$ GeV *; (b)* $M_{\tilde{u}} = 250$ GeV *. Seules les désintégrations en* $\chi^0_{1,2}$ *et* $\chi^+_{1,2}$ *sont montrées afin de ne pas surcharger la figure. Par ailleurs, les points correspondants aux cas où la LSP est chargée ne sont pas représentés, d'où une plage de valeurs de* μ *interdites.*

peu près valide dans la mesure où les charginos ne sont pas accessibles cinématiquement. Cela ne sera plus le cas pour les prises de données du LEP dans sa "phase 2". De même à HERA, où l'énergie dans le centre de masse est de l'ordre de 300 GeV, cette hypothèse n'a pas lieu d'être.
Pour conclure sur les désintégrations de jauge des squarks, remarquons que la largeur $\Gamma_{\tilde{q}\to \mathrm{jauge}}$ est négligeable devant la masse du squark. Par exemple, pour un squark de 150 GeV , la largeur totale de désintégration "en jauge" est généralement inférieure à 1 GeV .

Pour résumer quelques points importants, on peut dire que :

- dans le cas où la **LSP est de type higgsino**, les rapports d'embranchement $\tilde{u}_L \to u\chi^1_0$ et $\tilde{d}_R \to d\chi^1_0$ sont négligeables. De manière générale, **un sfermion ne se désintègre pas via** $\tilde{f} \to f\chi^1_0$ si le χ^0_1 est dominé par sa composante higgsino, sauf lorsque les autres modes de désintégration sont interdits cinématiquement. Il faut alors faire attention au fait que, suivant le sfermion considéré (suivant sa masse), il peut se désintégrer en dehors du détecteur, du fait de la très faible valeur de sa largeur de désintégration.

- le squark $\tilde{u}_L$ **se désintègre préférentiellement en chargino** dès que c'est permis cinématiquement.

- au contraire, le squark $\tilde{d}_R$ ne peut pas se désintégrer en chargino.

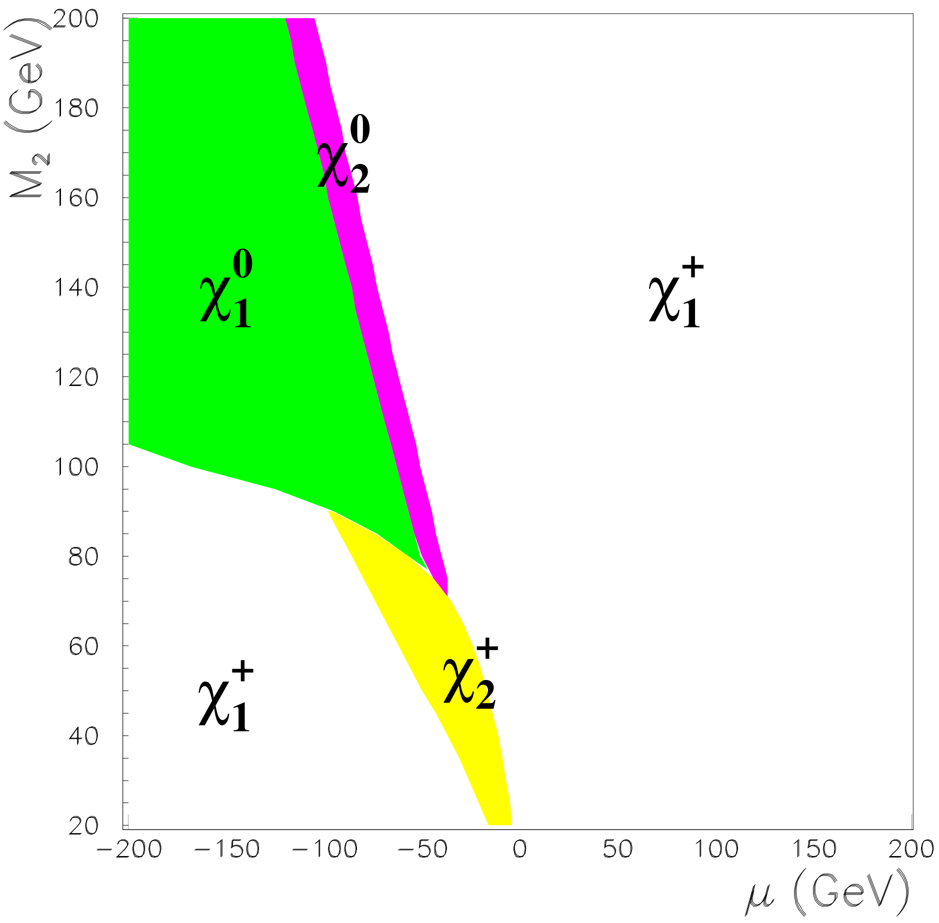


Figure 3.12: *Modes dominants de désintégration pour un squark* $\tilde{u}_L$ *de* 150 *GeV dans le plan* (μ, M_2) *pour* $\tan\beta = 1$.

3.1.4 Désintégrations des neutralinos et des charginos

Il nous faut à présent étudier les désintégrations des neutralinos et des charginos, afin de savoir quels sont les états finals attendus lorsqu'un squark produit par résonance ne se désintègre pas par $R\!\!\!/_p$. Ceci nous permettra de connaître les signatures de tels événements et de faire une recherche directe de production de squarks dans les données de l'expérience.

Désintégrations des neutralinos

Etudions le cas du neutralino le plus léger χ_1^0. Dans le cadre de modèles où la R-parité est conservée, cette particule est stable. Elle apparaît alors dans tous les états finals d'événements supersymétriques, entraînant de l'énergie et de l'impulsion manquantes. Dans les modèles avec $R\!\!\!/_p$, la LSP n'est en général pas stable et peut se désintégrer en un antifermion $\bar{f}$ et un sfermion $\tilde{f}$ virtuel. Le sfermion $\tilde{f}$ doit alors se désintégrer aussitôt par $\not{R}_p$ pour que la conservation de l'énergie soit respectée. Dans le cas où le couplage λ'_{111} est non nul, on déduit de la Fig. 3.1 les voies de désintégrations possibles du χ_1^0. Les diagrammes correspondants sont représentés sur la Fig. 3.13. Ainsi, le couplage λ'_{111} offre au χ_0^1 les trois modes de désintégration

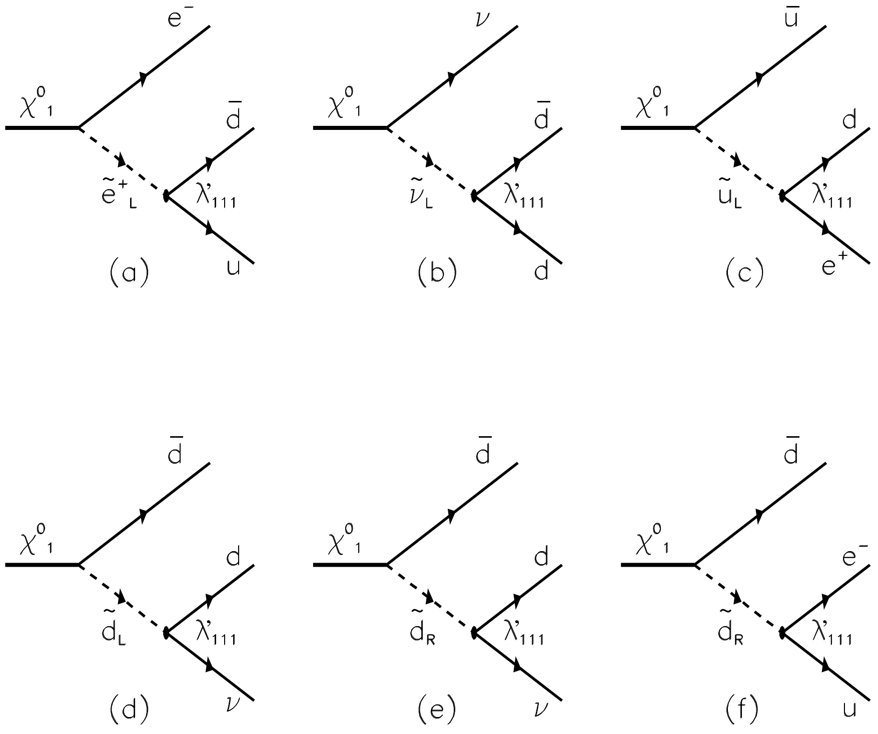


Figure 3.13: *Diagrammes via lesquels le* χ_1^0 *peut se désintégrer lorsque le couplage* λ'_{111} *est non nul. Les diagrammes conjugués de charge ne sont pas représentés.*

suivants :

- $\chi_1^0 \to \nu \bar{d} d$ (diagrammes (b), (d) et (e), et leurs conjugués de charge)
- $\chi_1^0 \to e^+ \bar{u} d$ (diagramme (c) et conjugués de charge de (a) et (f))
- $\chi_1^0 \to e^- u \bar{d}$ (diagrammes (a) et (f), et conjugué de charge de (c))

Lorsque le χ_1^0 se désintègre en un lepton chargé, la probabilité est la même d'obtenir un e^+ ou un e^-. L'observation d'un événement avec violation du nombre leptonique ($e^+p \to e^-$ 3 jets) signerait de façon quasi non ambiguë la production d'un squark par $\not{R}_p$. Néanmoins, le rapport d'embranchement suivant lequel le χ_1^0 se désintègre en un lepton chargé dépend beaucoup de la nature du χ_0^1. Dans le cas où le χ_0^1 est un pur photino $\tilde{\gamma}$ (c'est-à-dire quand ses composantes suivant les états zino et higgsino sont rigoureusement nulles), ce rapport de branchement vaut 87.6% [1]. On peut retrouver cette valeur sans faire le calcul exact, en négligeant les masses des fermions de 1^{ere} génération et en se rappelant que le couplage au vertex $\tilde{f}f\tilde{\gamma}$ est proportionnel à la charge du fermion. Ainsi, d'après les diagrammes de la Fig. 3.13,

$$\begin{aligned} BR(\tilde{\gamma} \to e^{\pm}2jets) &= \frac{\Gamma(a)+\Gamma(c)+\Gamma(f)}{\Gamma(a)+\Gamma(b)+\Gamma(c)+\Gamma(d)+\Gamma(e)+\Gamma(f)} \\ &= \frac{(1)^2+(2/3)^2+(1/3)^2}{(1)^2+0^2+(2/3)^2+(1/3)^2+(1/3)^2+(1/3)^2} \\ &= 87.5\% \end{aligned}$$

Si le χ_1^0 n'est plus un pur $\tilde{\gamma}$ mais reste dominé par sa composante photino, le rapport d'embranchement précédent varie un peu suivant les valeurs des paramètres. Il reste supérieur à $\simeq 60\%$ pour $\tan\beta = 1$, $M_2 < 200$ GeV et -200 GeV $< \mu < 200$ GeV , comme on peut le voir sur la Fig. 3.14. On reconnaît sur cette figure les "zones" de la Fig. 3.7. On voit aussi que dans la zone zino, ce rapport d'embranchement

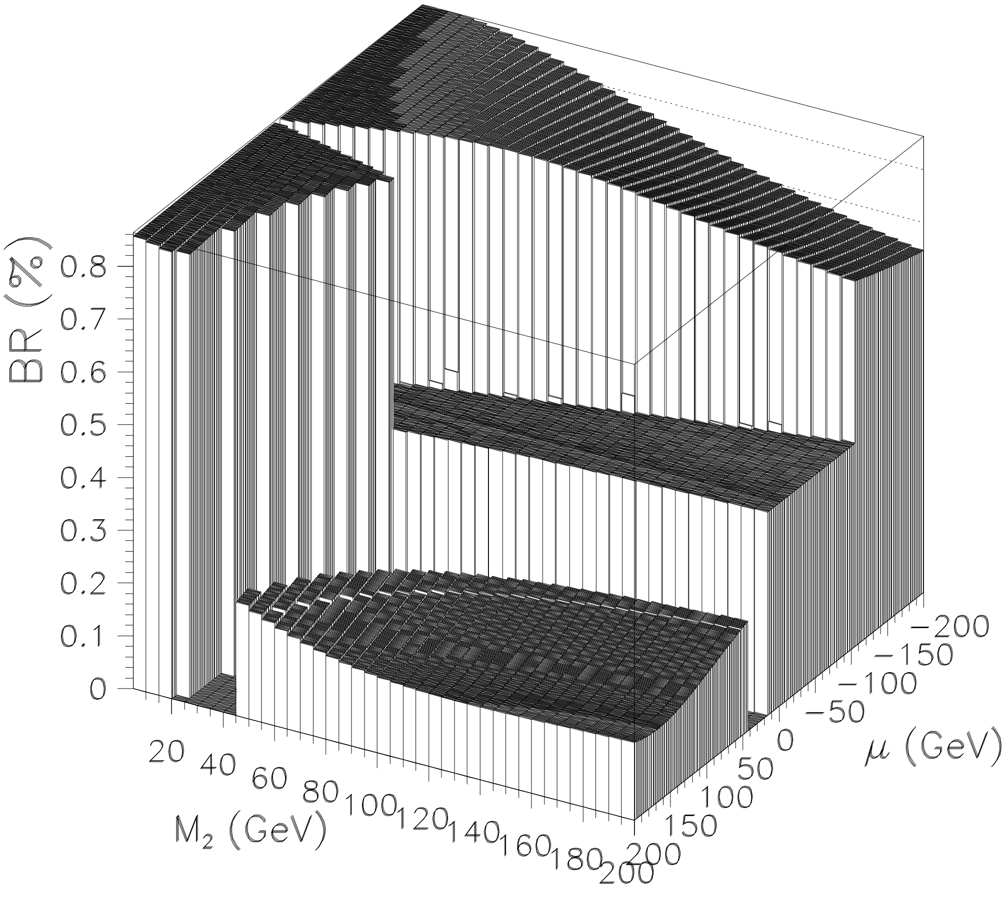


Figure 3.14: *Rapport d'embranchement* $\chi_1^0 \to e^{\pm}2jets$, *pour* $\tan\beta = 1$.

varie peu et est de l'ordre de 20%. Par ailleurs, on constate que la valeur de $\simeq 88\%$ obtenue dans le cas pur photino (qui correspond à $M_2 = 0$) est en fait une valeur

maximale.
Le cas higgsino est à nouveau un peu particulier. En effet, si le χ_1^0 est de type $\tilde{H}^0$, le couplage au vertex $\tilde{f}f\tilde{H}^0$ est proportionnel à la masse du fermion f. On voit alors, d'après les diagrammes de la Fig. 3.13, que la largeur totale de désintégration du χ_1^0 est très faible. Une intégration de la largeur différentielle de désintégration, à partir des l'éléments de matrice explicités dans [8], donne les résultats de la Fig. 3.15 pour la distance de vol $c\tau_0$ du χ_1^0, lorsque $\lambda'_{111} = 0.1$. Le χ_1^0 se désintègre alors générale-

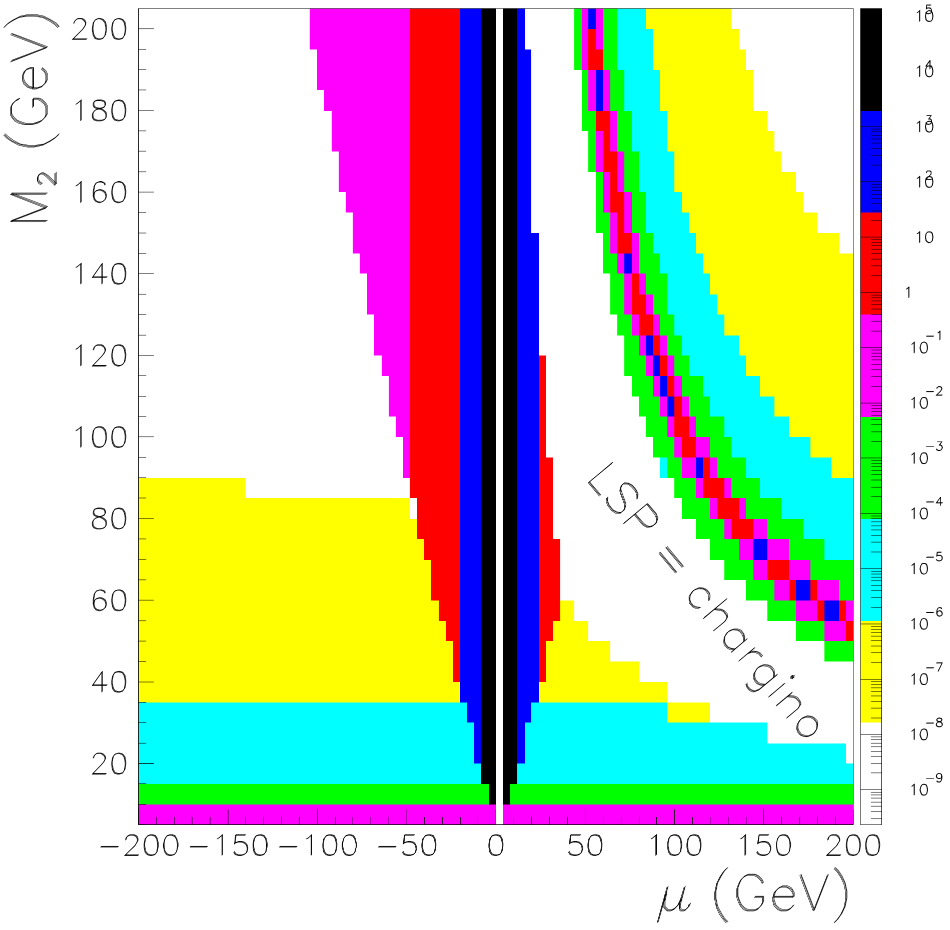


Figure 3.15: *Distance de vol $c\tau_0$ (en m) du neutralino le plus léger.*

ment en dehors du détecteur, ceci même pour des couplages λ'_{111} assez élevés. Dans le cas où on s'intéresse au couplage λ'_{1jk}, avec j ou k égal à 3, la “stabilité”' d'un χ_1^0 de type higgsino dépendra davantage de la valeur du couplage [8]. En effet, la masse du quark b intervient alors et n'est plus négligeable. Pour des valeurs de couplage assez importantes, le temps de vie du χ_1^0 sera assez court pour permettre de détecter sa désintégration.

Désintégrations des charginos

Nous allons étudier en détail le cas du $\chi_1^\pm$. Nous supposons ici que les squarks sont plus lourds que le chargino le plus léger, puisque c'est uniquement dans ce cas que les produits de désintégration du $\chi_1^\pm$ vont nous intéresser. Le $\chi_1^\pm$ peut alors se désintégrer :

- soit via des désintégrations "de jauge", c'est-à-dire conservant la R-parité,
- soit par l'intermédiaire du couplage λ'_{1jk}.

Les diagrammes de Feynman correspondant au premier cas sont représentés sur la Fig. 3.16. Si la masse du $\chi_1^\pm$ n'est pas suffisamment plus élevée que celle du χ_1^0, le W (Fig. 3.16(a,c)) ou le sfermion (Fig. 3.16(b,d)) est hors couche de masse. Suivant sa nature, le χ_1^0 se désintègre ensuite comme détaillé dans le paragraphe précédent. Les largeurs de désintégration $\chi_1^\pm \to \chi_1^0 l^+ \nu$ et $\chi_1^\pm \to \chi_1^0 \bar{q} q'$ se calculent à l'aide des éléments de matrice qu'on peut trouver dans [9]. Leur expression est fonction, entre autres, des matrices U et V qui diagonalisent la matrice de masse des charginos, et donc des paramètres du modèle.

Si un couplage λ'_{1jk} est non nul, d'autres voies de désintégration sont ouvertes pour le $\chi_1^\pm$. Les diagrammes correspondants sont représentés sur la Fig. 3.17 dans le cas où le couplage de $\not{R}_p$ est λ'_{111}. Notons que seuls les sfermions "gauches" interviennent dans les graphes précédents, puisque, comme on l'a vu, les sfermions "droits" ne se couplent pas aux charginos. Deux nouveaux canaux de désintégrations sont alors à considérer :

$$(1) \quad \chi_1^+ \to e^+ + d + \bar{d} \quad \text{(graphes (a) et (b) de la Fig. 3.17)}$$

et

$$(2) \quad \chi_1^+ \to \nu_e + u + \bar{d} \quad \text{(graphes (c) et (d) de la Fig. 3.17)}$$

Considérons par exemple le processus (1), et adoptons les notations :

$$\chi_1^+(k) \to e^+(l) + \bar{d}(q_1) + d(q_2) \quad .$$

En utilisant les variables de Mandelstam :

$$\begin{aligned} s &= (q_1+q_2)^2 = (k-l)^2 \\ t &= (k-q_1)^2 = (l+q_2)^2 \\ u &= (k-q_2)^2 = (l+q_1)^2 \end{aligned} \tag{3.4}$$

l'élément de matrice au carré s'écrit [10] :

$$|\mathcal{M}|^2_{\not{R}_p} = 3g^2\lambda'^2_{111}|V_{11}|^2 \left(\frac{s(M_\chi^2 - s)}{|R(s)|^2} + \frac{t(M_\chi^2 - t)}{|D(t)|^2} + \mathcal{R}e\frac{I(s,t,u)}{R(s)D(t)} \right)$$

où les propagateurs et le terme d'interférence ont respectivement pour expression

$$R(s) = s - m^2_{\tilde{\nu}_L}, \tag{3.5}$$

$$D(t) = t - m^2_{\tilde{u}_L}, \tag{3.6}$$

$$I(s,t,u) = s(M_\chi^2 - s) - u(M_\chi^2 - u) + t(M_\chi^2 - t). \tag{3.7}$$

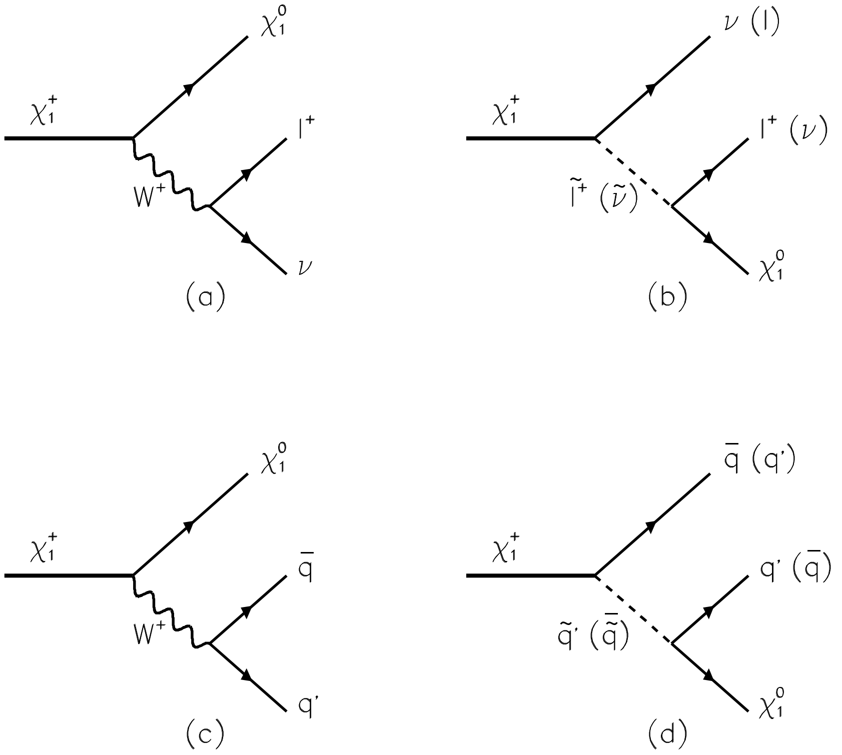


Figure 3.16: *Désintégrations de jauge du* $\chi_1^\pm$.

L'élément de matrice pour le processus (2) s'obtient à partir du précédent en faisant les substitutions : $e \to \nu$, $\bar{d} \to u$, $d \to d$ et $|V_{11}|^2 \to |U_{11}|^2$.
Les désintégrations du $\chi_1^\pm$ par $\not{R}_p$ seront d'autant plus importantes que le couplage λ'_{111} est élevé. Néanmoins, pour de grandes valeurs du couplage de $\not{R}_p$, un squark produit par résonance se désintégrera préférentiellement par $\not{R}_p$ (canaux étudiés dans la section 3.1.2), et non via des désintégrations de jauge. Pour les valeurs de λ'_{111} que l'on peut sonder à HERA avec la luminosité de 1994, il existe une zone "de compromis" en couplage, dans laquelle le rapport d'embranchement d'un squark en chargino est important, et où la désintégration du $\chi_1^\pm$ via $\not{R}_p$ joue un rôle non négligeable.

Pour conclure, remarquons que si cela est permis cinématiquement, le squark produit par résonance peut aussi se désintégrer en un neutralino $\chi_{i,i>1}^0$ plus lourd que le χ_1^0, ou en chargino χ_2^+ plus massif que le χ_1^+. Les désintégrations des χ_i^0 $(i > 1)$ peuvent alors se produire soit via les diagrammes de la Fig. 3.13, soit sans faire

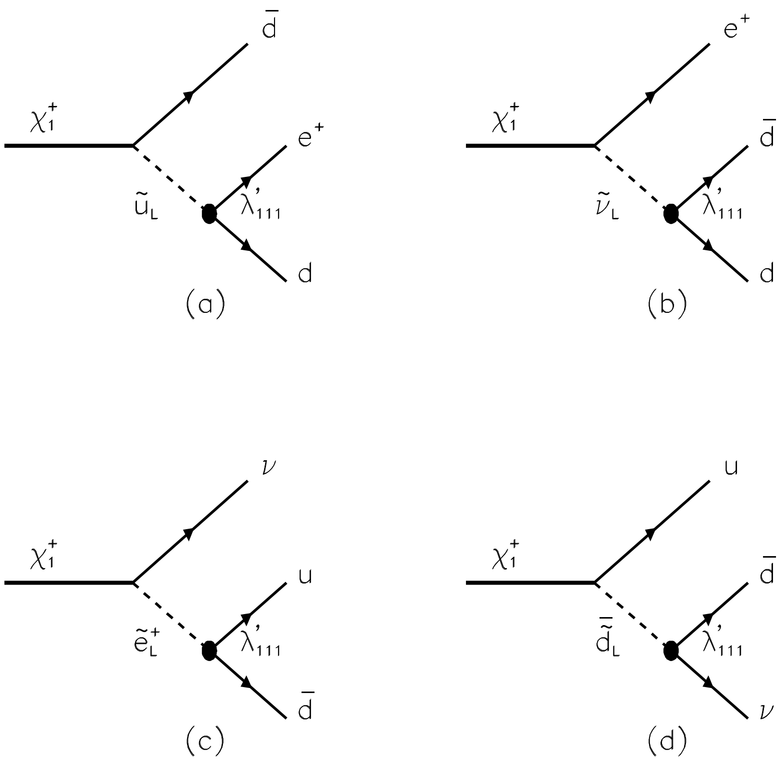


Figure 3.17: *Nouveaux modes de désintégration du* $\chi_1^\pm$ *dans le cas où* λ'_{111} *est non nul.*

intervenir la $\not{R}_p$, en passant par des bosons de jauge ou des Higgs neutres [11, 12]. Dans ce dernier cas, des désintégrations successives ont lieu jusquà atteindre le χ_1^0, ou jusqu'à ce qu'une désintégration $\not{R}_p$ ait lieu. De même, le χ_2^+ présente les modes de désintégrations du χ_1^+, auxquels s'ajoutent des canaux faisant intervenir les Higgs chargés. La présence de Higgs complique un peu la phénoménologie. Bien qu'une partie du signal $\tilde{q} \to q\chi_i^0$ $(i > 1)$ et $\tilde{q} \to q'\chi_2^+$ soit observable (tout ne "part" pas en Higgs), nous supposerons dans l'analyse que ces désintégrations ne sont pas vues, c'est-à-dire qu'elles sont possibles, mais détectées avec un efficacité nulle. Ceci est motivé par le fait que, comme on peut le voir sur la Fig. 3.12 par exemple, ces voies de désintégration sont rarement dominantes.

3.1.5 Etats finals possibles

A partir des désintégrations des squarks :

1. en e^+q ou νq, par $\not R_p$,
2. en χ_1^0 ou χ_1^+, et en combinant avec les désintégrations possibles du χ_1^0 et du χ_1^+,

on peut classer tous les états finals attendus pour la production résonante d'un squark $e^+q' \to \tilde{q}$ suivant huit groupes. Les tables 3.2 et 3.3 indiquent les topologies d'événements attendues dans ces huit cas, les chaînes de désintégration correspondant à chacun de ces canaux, et pour quel type de χ_1^0 ils sont permis.

Canal	nature LSP	Processus de désintégration	Signature
S1	$\tilde{\gamma},\tilde{Z},\tilde{H}$	$\tilde{q} \xrightarrow{\lambda'} e^+ \; q'$	positron de grand P_T + 1 jet
S2	$\tilde{\gamma},\tilde{Z},\tilde{H}$ $\tilde{H}$	$\tilde{q} \xrightarrow{\lambda'} \nu \; q$ $\tilde{q} \longrightarrow \chi_1^0 \; q$	P_T manquant + 1 jet
S3	$\tilde{\gamma},\tilde{Z}$ $\tilde{\gamma},\tilde{Z},\tilde{H}$ $\tilde{\gamma},\tilde{Z}$	$\tilde{q} \longrightarrow q \; \chi_1^0$ $\overset{\lambda'}{\hookrightarrow} e^+\bar{q}'q''$ $\tilde{q} \longrightarrow q' \; \chi_1^+$ $\overset{\lambda'}{\hookrightarrow} e^+d\bar{d}$ $\tilde{q} \longrightarrow q' \; \chi_1^+$ $\overset{\lambda'}{\hookrightarrow} W^+ \; \chi_1^0$ $\hookrightarrow e^+\bar{q}'q''$ $\rightarrow q_3 \; \bar{q}_4$	positron de grand P_T + plusieurs jets
S4	$\tilde{\gamma},\tilde{Z}$ $\tilde{\gamma},\tilde{Z}$	$\tilde{q} \longrightarrow q \; \chi_1^0$ $\overset{\lambda'}{\hookrightarrow} e^-\bar{q}'q''$ $\tilde{q} \longrightarrow q' \; \chi_1^+$ $\hookrightarrow W^+ \; \chi_1^0$ $\overset{\lambda'}{\hookrightarrow} e^-\bar{q}'q''$ $\rightarrow q_3 \; \bar{q}_4$	electron de grand P_T (i.e. "mauvais signe") + plusieurs jets

Tableau 3.2: *Modes de désintégration des squarks, classés en topologies d'événements discernables (première partie). La composante principale du χ_1^0 pour lequel un canal est permis est indiquée dans la première colonne. Les chaînes de désintégration indiquées sont représentatives, mais toutes ne sont pas données. Par exemple, les désintégrations en χ_1^+ mettant en jeu un W^+ peuvent aussi se faire via l'échange d'un sfermion virtuel.*

Cette classification s'appuie essentiellement sur le nombre de leptons attendus dans l'état final, la présence d'impulsion transverse manquante, l'existence de un ou plusieurs "jets" de particules et la présence dans l'événement d'un lepton chargé

Canal	nature LSP	Processus de désintégration	Signature
S5	$\tilde{\gamma}$,$\tilde{Z}$	$\tilde{q} \longrightarrow q\ \chi_1^0$ $\quad\xhookrightarrow{\lambda'} \nu\bar{q}'q'$	P_T manquant + plusieurs jets
	$\tilde{\gamma}$,$\tilde{Z}$	$\tilde{q} \longrightarrow q'\ \chi_1^+$ $\quad\hookrightarrow W^+\ \chi_1^0$ $\qquad\quad \xhookrightarrow{\lambda'} \nu\bar{q}'q'$ $\qquad\lfloor\!\rightarrow q_3\ \bar{q}_4$	
	$\tilde{\gamma}$,$\tilde{Z}$,$\tilde{H}$	$\tilde{q} \longrightarrow q'\ \chi_1^+$ $\quad\xhookrightarrow{\lambda'} \nu u\bar{d}$	
	$\tilde{H}$	$\tilde{q} \longrightarrow q'\ \chi_1^+$ $\quad\hookrightarrow W^+\ \chi_1^0$ $\qquad\hookrightarrow q_3\ \bar{q}_4$	
S6	$\tilde{H}$	$\tilde{q} \longrightarrow q'\ \chi_1^+$ $\quad\hookrightarrow W^+\chi_1^0$ $\qquad\hookrightarrow l^+\ \nu$	lepton de grand P_T (e^+ or μ^+) + P_T manquant + 1 jet
S7	$\tilde{\gamma}$,$\tilde{Z}$	$\tilde{q} \longrightarrow q'\ \chi_1^+$ $\quad\hookrightarrow W^+\ \chi_1^0$ $\qquad\quad \xhookrightarrow{\lambda'} e^\pm\bar{q}'q''$ $\qquad\lfloor\!\rightarrow l^+\ \nu$	$e^\pm$ de grand P_T + lepton de grand P_T (e^+ or μ^+) + P_T manquant + plusieurs jets
S8	$\tilde{\gamma}$,$\tilde{Z}$	$\tilde{q} \longrightarrow q'\ \chi_1^+$ $\quad\hookrightarrow W^+\ \chi_1^0$ $\qquad\quad \xhookrightarrow{\lambda'} \nu\bar{q}'q'$ $\qquad\lfloor\!\rightarrow l^+\ \nu$	lepton de grand P_T (e^+ or μ^+) + P_T manquant + plusieurs jets

Tableau 3.3: *Modes de désintégration des squarks, classés en topologies d'événements discernables (seconde partie).*

négativement (de signe opposé à celui du lepton incident). Les canaux S1 et S2 correspondent essentiellement aux désintégrations $\not{R}_p$des squarks. Ils sont donc possibles quelle que soit la nature du χ_1^0, et sont importants dès que le couplage de $\not{R}_p$ n'est pas trop petit. Le canal S4 présente un lepton "de mauvais signe" (par rapport à la charge du lepton incident). Ceci n'est possible que via la désintégration du χ_1^0, et ne peut donc pas se produire dans le cas où le χ_1^0 est de type higgsino puisqu'alors il se désintègre généralement hors du détecteur. Le canal S5 sera plus probable si le χ_1^0 est de type zino que s'il est de type photino, puisque $BR(\tilde{Z} \to \nu qq') > BR(\tilde{\gamma} \to \nu qq')$. Le canal S6 n'est possible que dans le cas où le χ_0^1 est de type higgsino. En effet, un autre χ_1^0 se désintègrerait dans le détecteur et donnerait des jets supplémentaires. Par contre, S7 et S8 ne sont possibles qu'avec un χ_1^0 de type photino ou zino.

L'analyse présentée par la suite repose sur cette classification : nous allons rechercher des événements vérifiant un des huit critères précédents.

3.2 Production de squarks par paire a HERA

On a vu dans la section précédente comment on pouvait former des squarks par $\not{R}_p$ via un un couplage λ'_{1jk}. La section efficace de production dans ce canal est proportionnelle au carré du couplage de $\not{R}_p$. Dans le cas d'un squark léger, un autre mode de production est possible à HERA, qui consiste à produire une paire squark-antisquark. La R-parité est conservée dans ce mode de production, la section efficace d'un tel processus est donc indépendante d'un couplage λ'. Cette section efficace diminue drastiquement avec la masse du squark. Dans ce cadre, on va s'intéresser au cas particulier du partenaire supersymétrique du quark top (le *stop*), ce dernier pouvant en effet être le plus léger de tous les squarks.

3.2.1 Le cas particulier du stop

Rappelons que dans le cadre du MSSM, on construit pour chaque fermion deux états $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$. Dans cette base, la matrice de masse des sfermions s'écrit :

$$M = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{f}_L} & am_f \\ am_f & m^2_{\tilde{f}_R} \end{pmatrix}$$

Les éléments de cette matrice sont fonction des termes de brisure douce de supersymétrie :

- en notant m_0 le paramètre de masse de brisure douce pour les scalaires, on a :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} m^2_{\tilde{f}_L} & = & m_0^2 + m_Z^2 \cos 2\beta(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W) + m_f^2 \\ \text{et} \quad m^2_{\tilde{f}_R} & = & m_0^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \frac{2}{3} \sin^2\theta_W + m_f^2 \end{array} \right.$$

- $a = \mu \cot\beta + Am_0$, où A est le $\mathcal{A}$-terme de brisure douce.

Ainsi, si m_0 est de l'ordre de la centaine de GeV , les éléments non diagonaux de la matrice de masse n'ont pas des valeurs très élevées pour des fermions légers. Par conséquent, pour les fermions autres que le quark top, la matrice M est presque diagonale, et les sfermions “droit” et “gauche” $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ sont états propres de masse en bonne approximation. Ceci n'est plus vrai pour le stop, en raison de la masse élevée du quark top.
Notons alors $\tilde{t}_1$ et $\tilde{t}_2$ les états propres de masse du stop. On les obtient à partir des états de base $\tilde{t}_{L,R}$ par une rotation d'angle noté θ_t :

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_t & -\sin\theta_t \\ \sin\theta_t & \cos\theta_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}$$

avec [13] :

$$\cos 2\theta_t = \frac{m^2_{\tilde{t}_L} - m^2_{\tilde{t}_R}}{\sqrt{(m^2_{\tilde{t}_L} - m^2_{\tilde{t}_{R)}}{}^2 + 4a^2m_t^2}} \quad \text{et} \quad \sin 2\theta_t = \frac{2am_t}{\sqrt{(m^2_{\tilde{t}_L} - m^2_{\tilde{t}_{R)}}{}^2 + 4a^2m_t^2}}$$

Les valeurs propres attachées aux états $\tilde{t}_1$ et $\tilde{t}_2$ sont alors :

$$m_{\tilde{t}_1,\tilde{t}_2} = \frac{1}{2}(m^2_{\tilde{t}_L} + m^2_{\tilde{t}_R} \mp \sqrt{(m^2_{\tilde{t}_L} - m^2_{\tilde{t}_{R)}}{}^2 + 4a^2m_t^2})$$

Ainsi, si $m_{\tilde{t}_L}$, $m_{\tilde{t}_R}$ et m_t sont du même ordre de grandeur, on obtient :
$m^2_{\tilde{t}_1} = m(m - a_t) < m_t^2$, soit $m_{\tilde{t}_1} < m_t$. On peut donc avoir un état du stop plus léger que le top.
Les termes d'interaction entre bosons de jauge et une paire $(\tilde{t}_1, \bar{\tilde{t}}_1)$ s'obtiennent à partir du Lagrangien du MSSM, en substituant aux états chiraux les états propres de masse. Par exemple, la partie du Lagrangien qui correspond au vertex γ -squark-antisquark s'écrit :

$$\mathcal{L} = -ieA^\mu e_q \tilde{q}^* \overset{\leftrightarrow}{\partial_\mu} \tilde{q},$$

d'où on déduit :

$$\mathcal{L}_{\gamma\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1} = -ieA^\mu(\tilde{t}_1^* \overset{\leftrightarrow}{\partial_\mu} \tilde{t}_1 + \tilde{t}_2^* \overset{\leftrightarrow}{\partial_\mu} \tilde{t}_2).$$

Les différents vertex "de jauge" pour le stop sont représentés sur la Fig. 3.18.

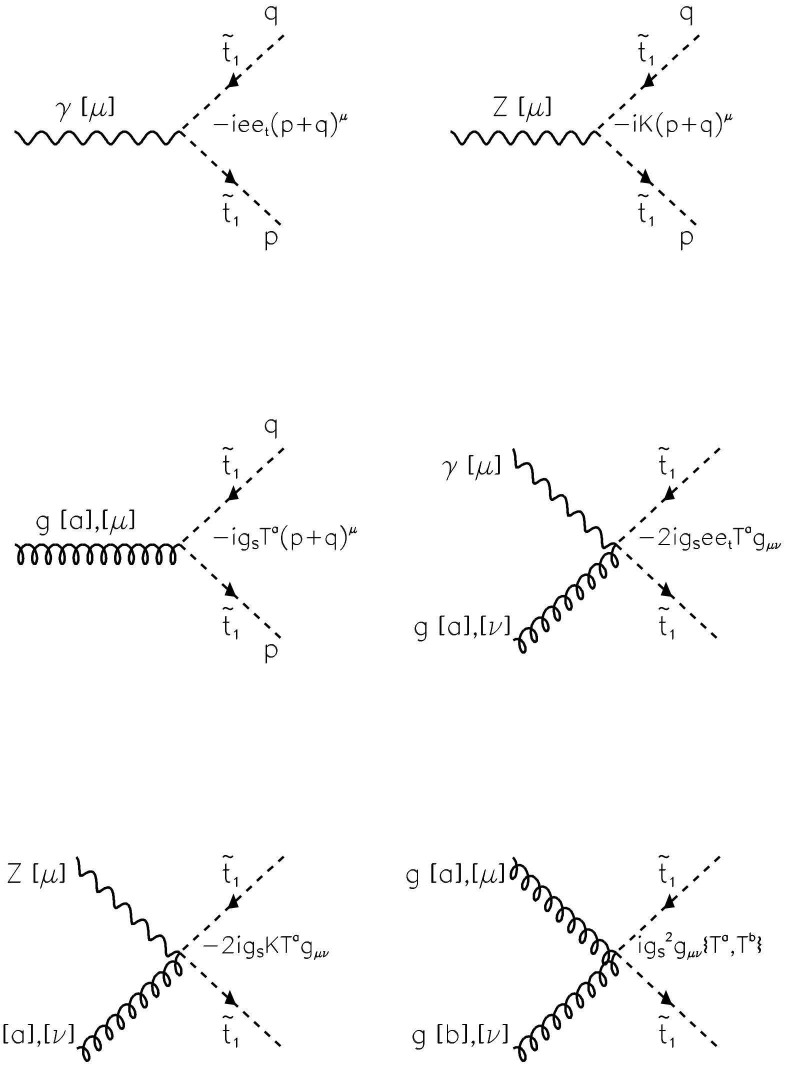


Figure 3.18: *Vertex d'interaction entre bosons de jauge et paire stop-antistop.*

Les indices vectoriels des champs de jauge sont notés μ et ν, tandis que les indices de couleur pour les gluons sont a et b. On a noté par ailleurs :

$$T^a = \frac{1}{2}\lambda^a \qquad \text{les matrices de Gell-Mann}$$

et

$$K = \frac{g}{cos\theta_W}(T_t^3 \cos^2\theta_t - e_t \sin^2\theta_W) = \frac{g}{cos\theta_W}(\frac{1}{2}\cos^2\theta_t - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W).$$

Le couplage d'une paire stop-antistop à un boson Z dépend donc de l'angle de mélange θ_t. En particulier, pour $\theta_t = 0.983$ rad, on a $K = 0$ et le Z se découple de la paire stop-antistop léger. Au contraire, le couplage à un photon est indépendant de cet angle de mélange.

Dans un modèle avec $\not{R}_p$ où un couplage λ'_{13k} ($k = 1$ ou 2) est non nul, on peut produire un stop par fusion entre le lepton incident et un quark (d ou s) du proton. Ce mode de production relève de la section précédente. La seule différence réside dans le calcul de la section efficace de production, où maintenant l'angle de mélange θ_t intervient. En effet, en repartant de (3.1), l'expression développée en champs du Lagrangien $\mathcal{L}_{L_1Q_3\bar{D}_k}$, et en substituant aux états “chiraux” $\tilde{t}_L$ et $\tilde{t}_R$ les états propres de masse $\tilde{t}_1$ et $\tilde{t}_2$, on obtient le terme suivant :

$$\mathcal{L}_{int} \ni \lambda'_{13k}\cos\theta_t \tilde{t}_1 e_L \bar{d}_k + \text{h.c.}$$

Ainsi, il faut remplacer dans l'expression de la section efficace de production (3.2) le couplage λ' par le produit $\lambda'_{13k}\cos\theta_t$.

Dans le paragraphe suivant, on va se concentrer sur un mode de production sans $\not{R}_p$, où on produit une paire stop-antistop. La section efficace est alors indépendante du couplage λ'_{13k}.

3.2.2 Production du stop par paire à HERA

Modes de production

Lors de collisions ep, on peut produire le stop via une fusion boson-gluon (BGF), entre un gluon émis par le proton et un photon (ou un boson Z) émis par le lepton incident. Les diagrammes de Feynman correspondant à la production par paire du $\tilde{t}_1$ sont indiqués sur la Fig. 3.19. La section efficace de production a été calculée à partir des éléments de matrice correspondant aux graphes de la Fig. 3.19 dans [14]. Le résultat de l'intégration de cette section efficace montre que l'on peut négliger la contribution dûe à l'émission d'un boson Z. Par ailleurs, les intégrations de la section efficace différentielle exacte et de celle obtenue dans le cadre de l'approximation de Weizsäcker-Williams donnent des résultats similaires pour des masses de stop allant jusqu'à une cinquantaine de GeV [14]. Nous utiliserons donc cette approximation, dont on va rappeler le principe dans le paragraphe suivant.

Approximation de Weizsaecker-Williams

Dans les années 1930, Williams et Weizsäcker [15] ont observé que les photons émis par une particule chargée ultrarelativiste sont plutôt polarisés transversalement.

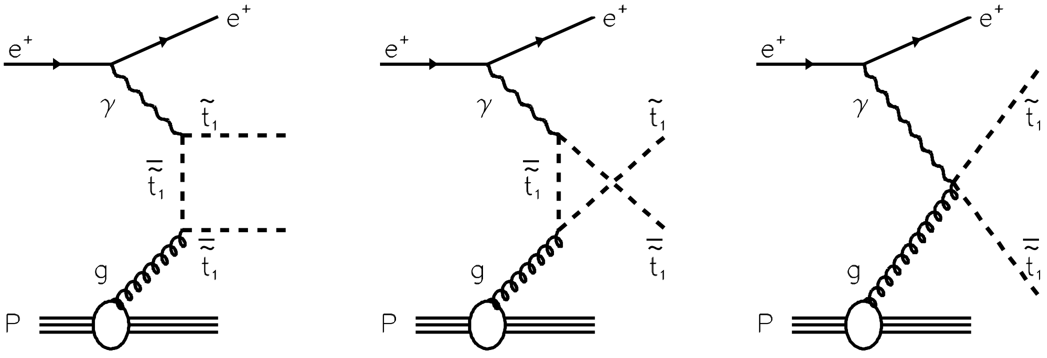


Figure 3.19: *Diagrammes de production de stop par paire via fusion boson-gluon. Le photon peut être remplacé par un boson Z.*

Ainsi, les photons émis sont plutôt réels que virtuels (seul un photon virtuel peut être polarisé longitudinalement). L'idée est alors de "simuler" l'effet d'une particule chargée incidente par un faisceau de photons équivalents, et d'approximer les sections efficaces de diffusion d'une particule chargée sur une cible par la convolution du flux de ces photons équivalents et de la section efficace de diffusion photon-cible, où le photon est réel.

Dans le cas qui nous intéresse, les amplitudes de diffusion contiennent des termes en $\frac{1}{Q^2}$ qui viennent du propagateur du photon. Si, compte tenu des contraintes cinématiques, la plus petite valeur Q^2_{min} que peut prendre Q^2 est faible, les photons seront émis préférentiellement à bas Q^2, c'est-à-dire ils seront quasi-réels. On va alors factoriser la section efficace de production d'une paire stop-antistop en deux termes :

- un terme correspondant à la probabilité pour le positron d'émettre un photon emportant une fraction y de sa quadri-impulsion p_e,
- un terme représentant la section efficace du processus $\gamma p \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$ où le photon est réel est de quadri-impulsion yp_e.

Physiquement, on conçoit que cette factorisation soit légitime : un photon quasi-réel va se propager sur une distance suffisante pour que les sous-processus $e \to e\gamma$ et $\gamma p \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$ puissent être traités comme des processus distincts. Ainsi, la section efficace du processus $eP \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$ s'écrit :

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} P(y)dy \int_{x_{g,min}}^{x_{g,max}} dx_g g(x_g, \Lambda)\hat{\sigma}(\hat{s}) \tag{3.8}$$

On a noté :

- $P(y)$ la probabilité pour que l'électron émette un photon emportant une fraction y de son impulsion. Cette fonction s'écrit [16] :

$$P(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y} log\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}},$$

où Q^2_{min} et Q^2_{max} sont des fonctions de y : $Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$ et $Q^2_{max} = yS - 4m^2_{stop}$ (la cinématique du processus de production d'une paire de squarks sera détaillée au chapitre 5).

- $\hat{s}$ est le carré de l'énergie dans le centre de masse de la réaction γ-gluon,
- $\hat{\sigma}$ est la section efficace du sous-processus $\gamma g \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1^*$ [14] :

$$\hat{\sigma} = \frac{4}{9} \pi \alpha \alpha_S \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \frac{1}{\hat{s}^3 z^2 (1-z^2)^2} [\, 2m^4_{\tilde{t}_1} - 2m^2_{\tilde{t}_1} \hat{s} z(1-z) + \hat{s}^2 z^2 (1-z)^2 \,]$$

  où $z = (p.p_f)/(p.q)$, en notant p, p_f et q les quadrivecteurs du gluon, du stop et du photon. z_{min} et z_{max} sont fonction de $\hat{s}$ et de la masse du stop $m_{\tilde{t}_1}$.

- g est la densité de gluons à l'intérieur du proton. On l'évalue en prenant $\hat{s}$ comme échelle.

Le terme en $\log \frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}}$ dans l'expression de $P(y)$ provient de l'intégration d'un terme en $\frac{1}{Q^2}$. Dans le calcul exact de la section efficace du processus complet, on s'attendrait à avoir un terme en $\frac{1}{Q^4}$ (dû au carré du propagateur du photon). On va voir, en considérant une réaction générale ep, comment on retrouve l'expression de $P(y)$ ci-dessus. Considérons le processus inclusif ep représenté sur la Fig. 3.20.

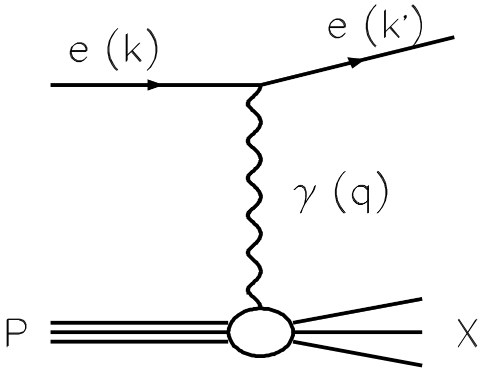


Figure 3.20: *Réaction inclusive ep, où X est un état final quelconque.*

On note :

1. k, k', q et P les quadri-impulsions de l'électron incident, diffusé, du photon et du proton,
2. p_i celles des particules sortantes appartenant à l'état X,
3. M la masse du proton,

4. E et E' les énergies des électrons incident et diffusés, dans le référentiel de repos du proton.

On rappelle l'expression des variables classiques :

$$Q^2 = -q^2 \quad ; \quad x = \frac{Q^2}{2P.q} \quad ; \quad y = \frac{P.q}{P.k} \quad ; \quad \nu = \frac{P.q}{M} = E - E' = Ey$$

Le courant décrivant la ligne d'électron s'écrit :

$$J^\mu = \bar{u}(k')\gamma^\mu u(k)$$

On définit alors le tenseur leptonique :

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{spin} J_\mu J_\nu^* = 2\left(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - (k.k')g_{\mu\nu}\right)$$

La section efficace différentielle du processus étudié s'écrit alors :

$$d\sigma = \frac{1}{F}\frac{\alpha^2}{Q^4}L^{\mu\nu}w_{\mu\nu}\,(2\pi)^4\frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'}\prod\frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

où F est le facteur de flux, et $w_{\mu\nu}$ un tenseur décrivant l'interaction γp. En intégrant sur les impulsions des particules i, et par analogie avec la section efficace de collision $e^-\,\mu \rightarrow e^-\,\mu$, on peut écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{E'}{E}\frac{\alpha^2}{q^4}L^{\mu\nu}W_{\mu\nu}$$

Le tenseur $W_{\mu\nu}$ dépend du processus étudié. On peut cependant l'écrire de manière générale en fonction des tenseurs indépendants d'ordre 2 du problème que l'on peut construire à partir de P et de q. Par ailleurs, le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ étant symétrique, seule la contraction de la partie symétrique de $W_{\mu\nu}$ avec ce tenseur sera non nulle. Les seuls tenseurs symétriques d'ordre deux que l'on peut construire à partir de P et q sont : $g^{\mu\nu}$, $P^\mu P^\nu$, $q^\mu q^\nu$ et $(P^\mu q^\nu + P^\nu q^\mu)$. On va donc décomposer $W_{\mu\nu}$ sous la forme :

$$W_{\mu\nu}^{sym} = -W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2}P_\mu P_\nu + \frac{W_4}{M^2}q_\mu q_\nu + \frac{W_5}{M^2}(P_\mu q_\nu + P_\nu q_\mu)$$

Les coefficients W_i ci-dessus doivent dépendre des scalaires indépendants construits à partir de P et q, soit q^2 et $(P.q)$, ou, de manière équivalente, x et Q^2. Par ailleurs, la conservation du courant hadronique impose la condition $q^\mu W_{\mu\nu} = q^\nu W_{\mu\nu} = 0$, ce qui s'écrit :

$$\begin{aligned} W_5 &= -\tfrac{(P.q)}{q^2}W_2, \\ W_4 &= \tfrac{(P.q)}{q^4}^2 W_2 + \tfrac{M^2}{q^2}W_1 \end{aligned}$$

Ainsi, $W_{\mu\nu}^{sym}$ s'exprime en fonction de deux tenseurs seulement :

$$W_{\mu\nu}^{sym} = W_1\left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu}\right) + \frac{W_2}{M^2}\left(P_\mu - \frac{P.q}{q^2}q_\mu\right)\left(P_\nu - \frac{P.q}{q^2}q_\nu\right)$$

Posons alors $\phi_1 = MW_1$ et $\phi_2 = \nu W_2$. En contractant avec le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$, et en utilisant le fait que

$$dE'd\Omega = \frac{\pi}{EE'}dQ^2 d\nu = \frac{\pi}{EE'}\frac{Q^2}{2Mx^2}dQ^2 dx$$

on obtient alors :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}[xy^2\phi_1(x,Q^2) + (1-y)\phi_2(x,Q^2)]$$

ce qui s'écrit encore, en posant $\phi_L = \phi_2 - 2x\phi_1$,

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[(1+(1-y)^2)\phi_2(x,Q^2) - \phi_L(x,Q^2)y^2] \tag{3.9}$$

Considérons maintenant uniquement le sous-processus $\gamma^*\, proton \rightarrow X$. Le photon étant virtuel, il possède trois états de polarisation, deux transverses et un longitudinal. En représentant par l'indice λ cet état de polarisation, la section efficace du sous-processus s'écrit :

$$\sigma_\lambda = (\frac{8\pi^2\alpha x}{Q^2})\epsilon^\mu_\lambda(\epsilon^{\nu *}_\lambda)W_{\mu\nu}$$

le terme $\frac{x}{Q^2}$ provenant du facteur de flux $F = \frac{2Q^2}{x}$. En sommant sur les trois états de polarisation, la section efficace totale s'écrit :

$$\sigma_{tot} = -(\frac{8\pi^2\alpha x}{Q^2})g^{\mu\nu}W^{sym}_{\mu\nu}$$

Notons σ_T la section efficace moyenne pour un photon polarisé transversalement, et σ_L la section efficace correspondant à une polarisation longitudinale, soit :

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{\lambda=+1} + \sigma_{\lambda=-1}}{2} \qquad \sigma_L = \sigma_{\lambda=0}$$

En choisissant l'axe z le long de q, on peut écrire les vecteurs de polarisation du photon de la manière suivante [17] :

$$\epsilon_{\lambda=\pm 1} = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\pm i,0) \qquad \epsilon_{\lambda=0} = \frac{1}{\sqrt{Q^2}}(\sqrt{\nu^2+Q^2},0,0,\nu)$$

On voit dès lors que les tenseurs $(\epsilon^\mu_{\lambda=0}\epsilon^\nu_{\lambda=0})$ et $(\epsilon^\mu_{\lambda=1}\epsilon^\nu_{\lambda=1} + \epsilon^\mu_{\lambda=-1}\epsilon^\nu_{\lambda=-1})$ sont eux-aussi symétriques. Par conséquent, σ_L et σ_T s'expriment à l'aide de $W^{sym}_{\mu\nu}$, donc en fonction de ϕ_2 et ϕ_L. En inversant ces dernières relations, on obtient :

$$\begin{aligned}
\phi_2 &= x\left(\frac{Q^2}{8\pi^2\alpha x}\right)(\sigma_{tot} + 3\sigma_L) \\
\phi_L &= x\left(\frac{Q^2}{8\pi^2\alpha x}\right)2\sigma_L
\end{aligned}$$

On remplace alors ϕ_2 et ϕ_L dans l'expression (3.9) de la section efficace différentielle totale, qui s'écrit alors en fonction de σ_{tot} et σ_L. Faisons maintenant l'approximation suivante : le photon est quasi-réel, donc, un photon réel ne pouvant être polarisé que transversalement, on néglige la contribution de σ_L dans l'expression de la section efficace différentielle du processus complet :

$$\lim_{q^2 \to 0} \sigma_L = 0 \qquad \lim_{q^2 \to 0} \sigma_{tot} = \sigma_{tot}(\gamma_{reel}, P)$$

Le calcul donne alors :

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4}\left(1 + (1-y)^2\right)\frac{Q^2}{8\pi^2\alpha x}\,\sigma_{tot}(\gamma_{reel}, P)$$

En faisant le changement de variable $x \to y$, on obtient :

$$\frac{d^2\sigma}{dydQ^2} = \frac{1}{Q^2}\frac{\alpha}{4\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\,\sigma_{tot}(\gamma_{reel}, P)$$

On retrouve donc bien, après intégration sur Q^2, l'expression de $P(y)$ donnée plus haut.

Contribution "photon résolu"

Si le photon émis par le positron se résoud en son contenu en quarks et en gluons, on peut avoir des contributions supplémentaires à la section efficace du processus étudié. Par exemple, si le photon se résoud en un quark, ce dernier peut fusionner avec un antiquark émis par le proton pour former un gluon. Ce gluon peut alors se désintégrer en une paire stop-antistop. Si le photon se résoud en un gluon, la paire stop-antistop peut être produite par exemple via le couplage $gg\tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$. Néanmoins, les calculs faits dans [18] montrent que :

$$\sigma(gg \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*) < 0.1\sigma(qq \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*) < 0.01\sigma(\gamma_{reel}g \to \tilde{t}_1\tilde{t}_1^*).$$

Les contributions de photoproduction résolue seront donc négligées.

Section efficace de production du stop par paire

On détaillera au chapitre 5 la méthode d'intégration numérique de la section efficace différentielle (3.8) ci-dessus. On va donner ici les résultats numériques de cette intégration. Ces résultats, obtenus en utilisant la densité de gluons dans le proton donnée par la paramétrisation GRV-LO [19], sont montrés sur la Fig. 3.21. On voit que cette section efficace décroît très vite avec la masse du stop. Compte tenu de la luminosité de quelques pb^{-1} accumulée par l'expérience, seules des faibles masses de stop peuvent être ainsi explorées. Ceci justifie le fait que la recherche de squarks produits par paire à HERA n'est faite que dans le cas du stop, si celui-ci est léger.

3.2.3 Modes de désintégration du stop

Désintégration du stop $\tilde{t}_1$ par $\not{R}_p$

Si la R-parité n'est pas conservée et si un couplage λ'_{13k} est non nul, le stop peut se désintégrer en positron-quark. Ceci est similaire à ce qui a été vu dans le paragraphe 3.1.2. A nouveau, la seule différence réside dans le fait qu'il faut remplacer

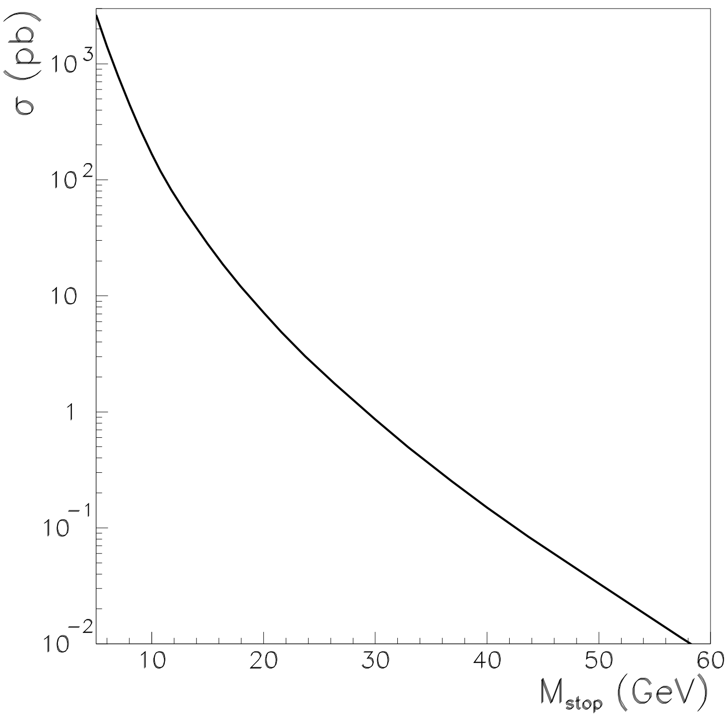


Figure 3.21: *Section efficace de production de stops par paire à HERA.*

le couplage par le produit $\lambda' \cos\theta_t$. Ainsi, la largeur de désintégration $\tilde{t}_1 \to e^+ d_k$ s'écrit :

$$\Gamma_{\tilde{t}_1 \to e^+ d_k} = \frac{1}{16\pi} \lambda'^2_{13k} \cos^2\theta_t m_{\tilde{t}_1}.$$

Désintégrations du stop conservant la R-parité

De manière générale, un squark $\tilde{q}$ peut se désintégrer selon :

$$\tilde{q} \to q\chi^0_i.$$

Dans le cas du stop, ce mode de désintégration est interdit cinématiquement à cause de la masse élevée du quark top. Par ailleurs, on s'intéresse ici à un stop léger, de masse inférieure à une cinquantaine de GeV . Compte tenu de la masse du chargino le plus léger (voir Fig. 3.6), il est légitime de faire l'hypothèse suivante :

$$m_{\tilde{t}_1} < M_{\chi^+_1},$$

de sorte que les désintégrations du stop en chargino soient elles aussi interdites cinématiquement. De même, les désintégrations en gluinos ne sont pas prises en compte car on suppose ici que ces derniers sont très lourds. Le seul canal de désintégration possible pour le stop dans le cadre du "pur MSSM" (dans un modèle où la R-parité est conservée) est alors : $\tilde{t}_1 \to c\chi^0_1$. Ceci correspond à des diagrammes à l'ordre

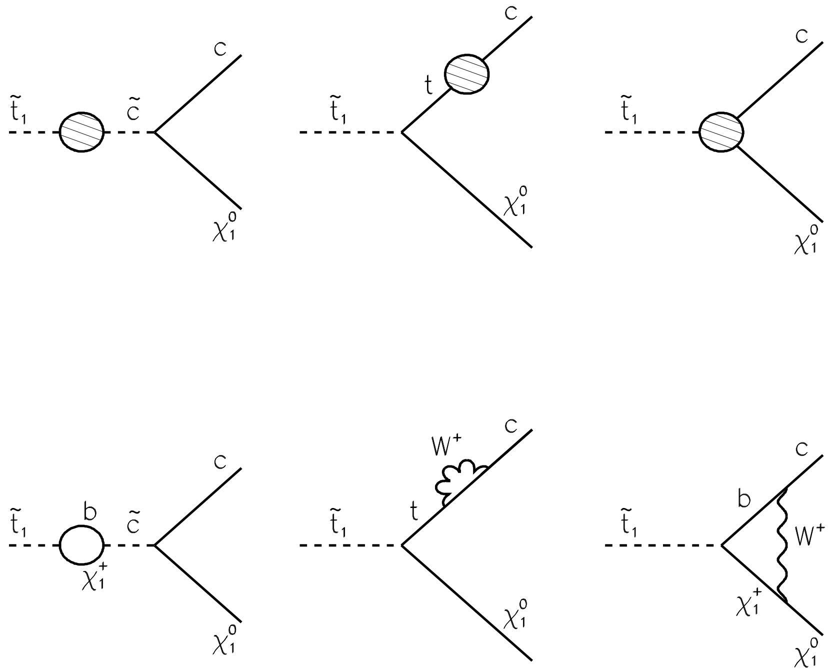


Figure 3.22: *Désintégrations du stop en* $c\chi_1^0$.

d'une boucle représentés sur la Fig. 3.22, les trois diagrammes du bas donnant un exemple de chaque boucle possible. Le calcul de la largeur partielle de désintégration $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$ donne alors [20] :

$$\Gamma_{\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0} = \frac{1}{2}\alpha e_c^2 |\varepsilon|^2 M_{\tilde{t}_1} \left(1 - \frac{M^2_{\chi_1^0}}{M^2_{\tilde{t}_1}}\right)^2 ,$$

où ε est fonction de θ_t, des paramètres du modèle supersymétrique, et est proportionnel aux éléments K_{cb} et K_{tb} de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Remarquons que de même que la transition $b \to u$ est très supprimée par K_{ub}, la largeur $\tilde{t}_1 \to u\chi_1^0$ est négligeable par rapport à $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$. Numériquement, ε est de l'ordre de 10^{-4} [20], et dès lors :

$$\Gamma_{\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0} = (0.3 - 3)10^{-10} M_{\tilde{t}_1} \left(1 - \frac{M^2_{\chi_1^0}}{M^2_{\tilde{t}_1}}\right)^2 .$$

On a représenté sur la Fig. 3.23 les différentes largeurs de désintégration du $\tilde{t}_1$

1. par $\not{R}_p$, pour deux valeurs de $\lambda'_{13k} \cos\theta_t$,
2. en $c\chi_1^0$ et en $b\chi_1^+$

pour deux couples de valeurs de (μ, M_2) et $\tan\beta = 5$. On voit donc que lorsque $\lambda'_{131(2)} \cos\theta_t$ n'est pas trop faible $(\gtrsim 10^{-4})$, et pour $\tilde{t}_1$ plus léger que le chargino, la

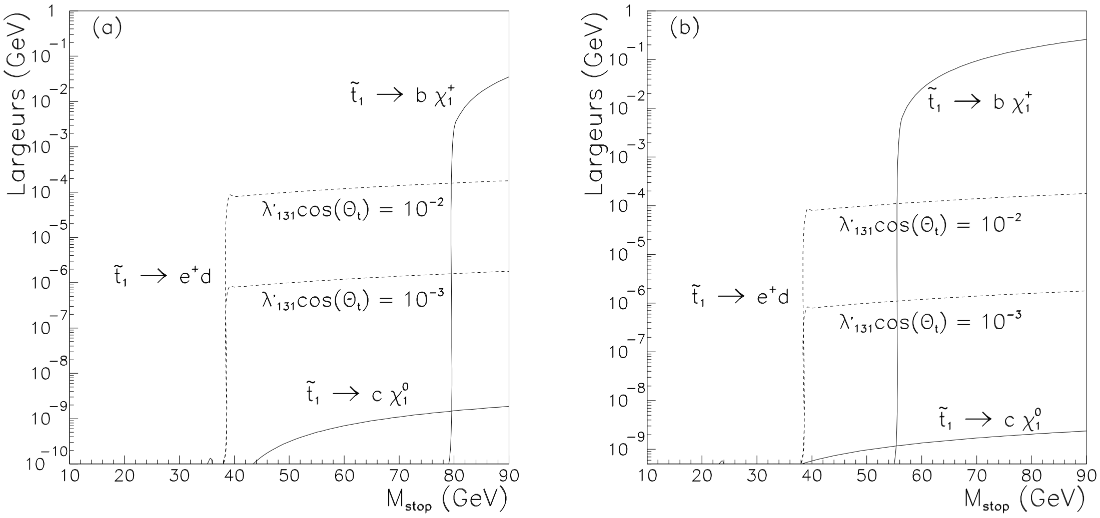


Figure 3.23: *Largeurs de désintégration du stop pour* $\tan\beta = 5$ *et (a)* $\mu = -140$ GeV , $M_2 = 80$ GeV *(b)* $\mu = -80$ GeV , $M_2 = 60$ GeV .

désintégration en $e^+d(s)$ est largement dominante.
Dans le cadre de notre analyse, on supposera qu'un couplage λ'_{13k} ($k = 1$ ou 2) est non nul et que son produit par le cosinus de l'angle de mélange est tel que :

$$BR(\tilde{t}_1 \rightarrow e^+q) = 100\%.$$

Les événements que l'on va rechercher correspondent donc au graphe représenté sur la Fig. 3.24. Ces événements présentent donc un électron et un positron dans l'état final. Le positron incident est très peu dévié dans de tels événements car le Q^2 est très faible (à très petit Q^2, l'angle polaire θ_e du positron diffusé est élevé comme on le voit sur la Fig. 1.7). Il repart donc dans le tube à vide et est en général non détecté dans l'appareillage.

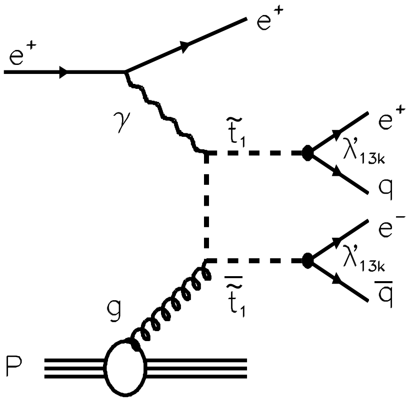


Figure 3.24: *Production d'une paire stop-antistop par fusion γ-g, suivie d'une désintégration $\not{R}_p$ des stops.*

Résumé du chapitre 3

Les processus supersymétriques que nous allons étudier sont les suivants :

- la production résonante de squarks, par fusion entre le positron incident et un quark venant du proton. Ce mode de production viole la R-parité, via un opérateur $L_1 Q_j \bar{D}_k$.
- la photoproduction de paires de stops, par fusion entre un photon émis par le positron incident et un gluon venant du proton. Ce mode de production, qui conserve la R-parité, a une section efficace faible. C'est seulement dans le cas du stop qu'il sera étudié, le stop pouvant être le plus léger de tous les squarks.

Pour l'étude de la production résonante de squarks, nous faisons les hypothèses suivantes :

- la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est neutre et non chargée de couleur;
- les gluinos, partenaires supersymétriques des gluons, sont plus massifs que les squarks;
- un des couplages λ'_{1jk} est nettement dominant sur les autres, permettant la production de deux squarks uniquement.

Les squarks produits par résonance ont plusieurs modes de désintégration : par violation de la R-parité en (e^+, q) ou (ν, q), en un neutralino et un quark, ou en un chargino et un quark. Gardons à l'esprit que :

- les squarks "droits" ne se désintègrent pas en chargino, au contraire des squarks "gauches" pour lesquels ce mode de désintégration domine dès qu'il est permis cinématiquement;
- avec un faisceau de positrons dans l'état initial, c'est essentiellement un squark "gauche" qu'on peut produire;
- le secteur des neutralinos et des charginos est entièrement défini par 3 paramètres : M_2, le terme de brisure douce pour les jauginos de $SU(2)_L$, l'angle β, dont la tangente est égale au rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux Higgs, et μ, qui est un terme de mélange entre les deux doublets de Higgs;
- du fait qu'on considère un modèle où la R-parité n'est pas conservée, la LSP peut se désintégrer. Ses modes dominants de désintégration dépendent alors de sa "nature" (suivant que la LSP ressemble davantage à un photino, à un zino ou à un higgsino). De plus, si la LSP est de type higgsino, elle se désintègre en général en dehors du détecteur.

Les états finals possibles pour la production de squarks par résonance sont classés suivant huit groupes. Les tables 3.2 et 3.3 résument cette classification.

Pour la production de stops par paire : on se limite à la recherche d'un stop plus léger que le top, et plus léger que le chargino. Si un couplage λ'_{13k} est non nul, le stop se désintègre alors de manière dominante par violation de la R-parité, en un électron et un quark.

Bibliographie

[1] J. Butterworth, H. Dreiner Nucl. Phys. B397 (1993) 3.

[2] W. Buchmüller, R. Rückl et D. Wyler, Phys. Lett. B191 (1987) 442.

[3] J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos et K. Tamvakis, Phys. Lett. B125 (1983) 275. ;
L.E. Ibañez et C.Lopez, Phys. Lett. B126 (1983) 54.

[4] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto et N. Oshimo, Phys. Rev. D40 (1989) 1594.

[5] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto et B. Mosslächer, Z. Phys. C55 (1992) 257.

[6] J. Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos, K. Olive et M. Srednicki, Nucl. Phys. B238 (1984) 453.

[7] J.F. Gunion, H.E. Haber, Nucl. Phys. B272 (1986) 1.

[8] H. Dreiner, P. Morawitz Nucl. Phys. B428(1994) 31.

[9] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, Z. Phys. C30 (1986) 441.

[10] H. Dreiner, communication privée

[11] A. Bartl, W. Majerotto, B. Mosslächer, N. Oshimo, Z. Phys. C52 (1991) 677.

[12] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, Nucl. Phys. B278 (1986) 1.

[13] T. Kon, T. Kobayashi et S. Kitamura, Phys. Lett. B333 (1994) 263.;
T. Kon et al., Z. Phys. C61 (1994) 239.

[14] T. Kobayashi, T. Kon, K. Nakamura et T. Suzuki, Modern Physics Letters A, Vol 7 (1992) 1209.

[15] C.F. Weizsäcker, Z. Phys. 88 (1934) 612. ;
E.J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729.

[16] V.M. Budnev et al., Phys. Rep. C15 (1975) 181.

[17] F.Halzen, A.D.Martin, An Introduction course in Modern Particle Physics, Wiley

[18] M. Drees et K. Grassie, Z. Phys. C28 (1985) 451.

[19] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Phys. Rev. D45 (1992) 3986; *ibid.*, D46 (1992) 1973

[20] K. Hikasa, M. Kobayashi, Phys. Rev. D(36) (1987) 724.

Chapitre 4

LE DETECTEUR H1

On va présenter dans ce chapitre les principales caractéristiques du détecteur H1. On trouvera dans [1] une description complète de l'appareillage. La conception du détecteur a débuté en 1985, et c'est en 1988 que les premiers modules du calorimètre à argon liquide ont été testés au CERN. L'assemblage du calorimètre dans le cryostat a été réalisé en 1990. Une trentaine d'instituts ont participé à la réalisation du détecteur.
Après une présentation générale de l'appareillage, on décrira plus en détail les parties du détecteur qui seront plus particulièrement utiles pour notre analyse. On verra aussi comment la luminosité est mesurée, et comment fonctionnent la chaîne de déclenchement et l'acquisition des données.

4.1 Vue générale

La machine HERA, qui a été présentée au chapitre 1, est avant tout caractérisée par une grande différence entre les énergies des faisceaux de leptons et de protons, ceci au contraire du LEP ou du Tevatron par exemple. La conséquence en est l'asymétrie des détecteurs H1 et ZEUS. La structure des événements est déplacée dans la direction des protons incidents (ce que nous appelerons "l'avant"), qui sont plus énergétiques que les leptons. Les détecteurs doivent donc permettre des mesures précises dans cette direction.

En se déplaçant du centre du détecteur vers sa périphérie, le détecteur H1 est constitué de plusieurs éléments, comme on peut le voir sur la Fig. 4.1. On distingue :

- le détecteur de traces, lui-même constitué de plusieurs chambres;
- le calorimètre à argon liquide, qui comporte une partie électromagnétique et une partie hadronique. Ce détecteur ne couvre pas tout l'angle solide, et est complété par un calorimètre à l'avant (le PLUG), et un calorimètre à l'arrière (le BEMC);
- le cryostat;
- la bobine supraconductrice, qui délivre un champ de 1.2 T;

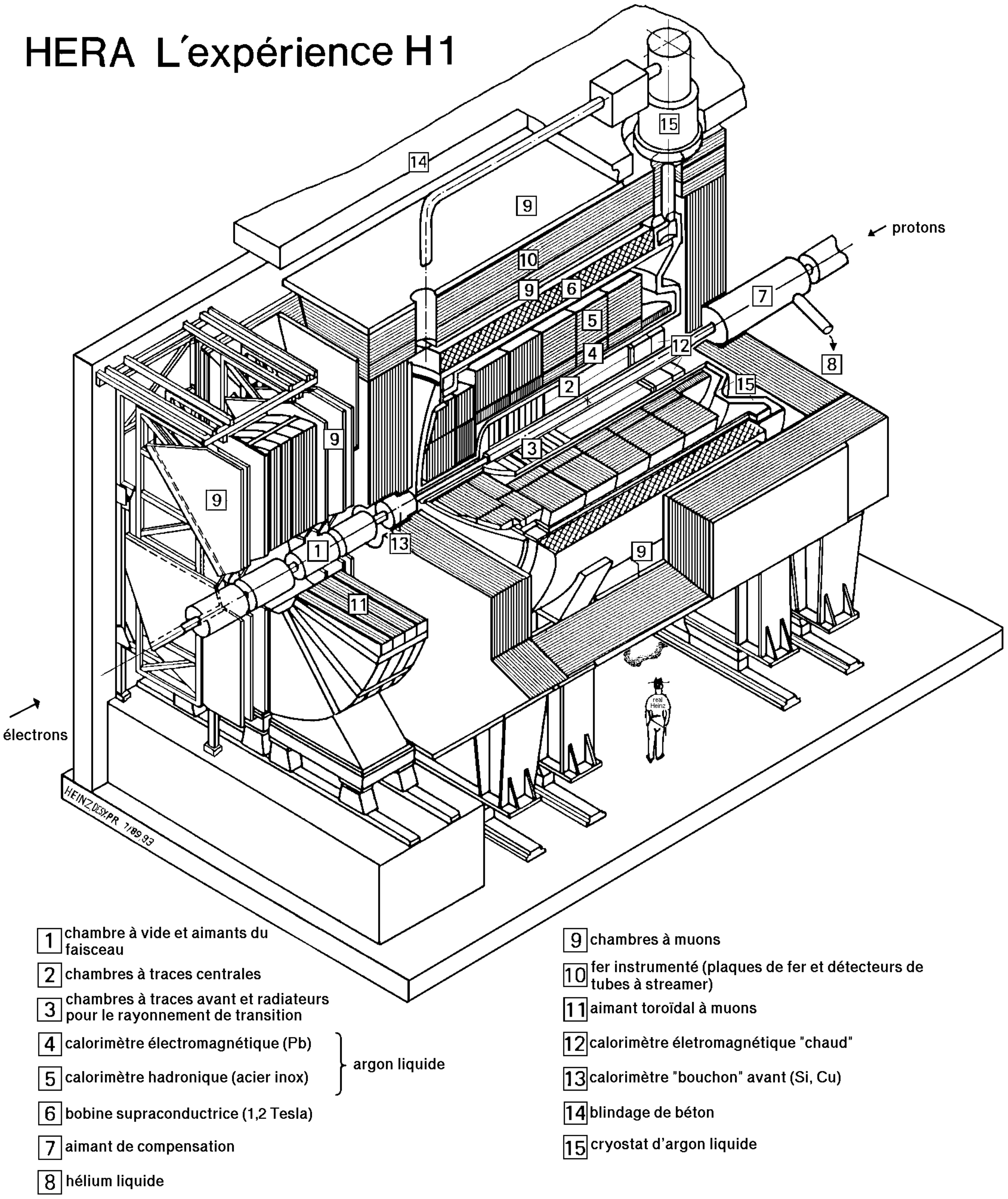


Figure 4.1: *Vue générale de l'expérience H1.*

- le fer instrumenté qui assure le retour des lignes de champ magnétique. Il est aussi utilisé pour détecter les fins de gerbes hadroniques, ainsi que les muons;

Par ailleurs, le détecteur comporte également :

- un spectromètre à muons, situé à l'avant;
- un système de temps de vol, situé à l'arrière;
- un luminomètre, situé très à l'arrière.

Notons que l'ensemble du calorimètre à argon liquide est englobé dans le cryostat, ceci évitant la présence d'inhomogénéités dans le calorimètre. On constate de plus sur la Fig. 4.1 que la bobine supraconductrice n'entoure pas uniquement les détecteurs de traces, mais aussi le calorimètre, afin de limiter la présence de matériaux morts devant le calorimètre.

On va par la suite décrire plus en détail les détecteurs de traces et le calorimètre à argon liquide.

4.2 Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces vont nous permettre de reconstruire les traces des particules chargées, et de mesurer leur impulsion par la courbure de ces traces. De plus, c'est à partir des traces reconstruites dans un événement que la position du vertex d'interaction sera déterminée. Les détecteurs de traces sont placés dans le champ de 1.2 Tesla délivré par la bobine supraconductrice (ce champ est homogène à 0.3% près dans la partie centrale). Ils sont constitués de plusieurs chambres à fils :

- dans la partie centrale, on distingue les "Central Jet Chambers" (CJC), les "Central Inner (Outer) Z-chambers" (CIZ,COZ), les "Central Inner (Outer) Proportional chambers" (CIP, COP);
- les "Forward Multi-Wires Proportional Chambers" (FMWPC) constituent la partie avant du détecteur de traces;
- la "Backward Proportional Chamber", qui, comme son nom l'indique, est située à l'arrière.

La Fig. 4.2 permet de situer ces différents détecteurs de traces. Détaillons maintenant ces différentes chambres.

4.2.1 Les chambres centrales

Les chambres CJC

Les chambres CJC1 et CJC2 sont des chambres à dérive cylindriques. Elles font toutes deux environ 2 mètres de long, et ont une épaisseur de $\simeq 25$ cm pour CJC1 et $\simeq 30$ cm pour CJC2. La chambre CJC1 est la plus proche du faisceau (son rayon intérieur est de 20 cm). La couverture angulaire de la CJC1 ($10^o \leq \theta \leq 170^o$)

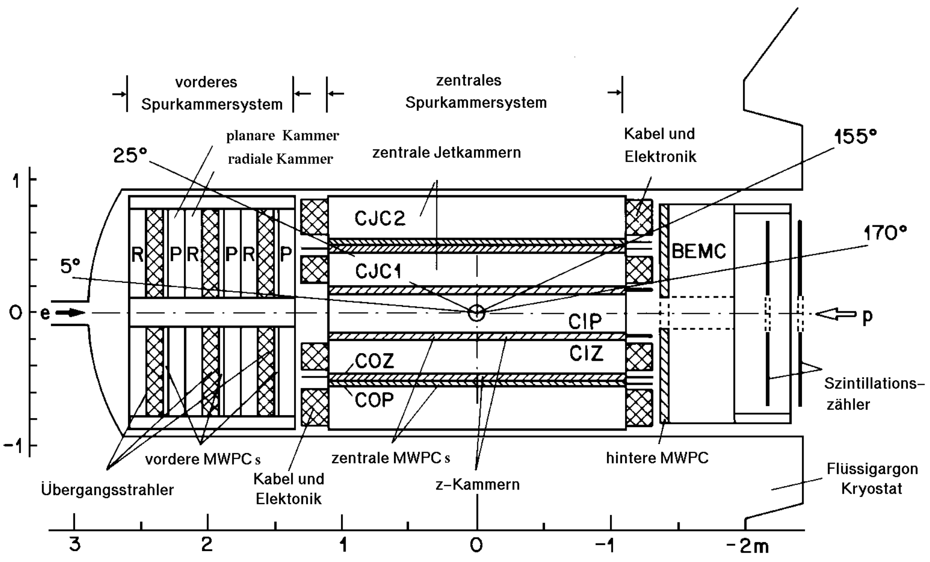


Figure 4.2: *Coupe longitudinale des détecteurs de traces.*

est donc meilleure que celle de la CJC2 ($25^o \leq \theta \leq 155^o$). Ces deux chambres sont constituées de fils parallèles à l'axe des faisceaux. Une coupe transverse du détecteur de traces central est donnée sur la Fig. 4.3. On constate que les fils font avec la normale un angle de 30^o. Cet angle "de Lorentz" permet de compenser l'effet du champ magnétique sur la dérive des particules. De plus, les fils d'anode sont décalés les uns par rapport aux autres de telle sorte que l'ambiguïté droite-gauche puisse être levée.

Les chambres CJC1 et CJC2 ont une bonne résolution (150μm) en (x, y). Par division de charge, elles permettent aussi de mesurer la position suivant l'axe z des faisceaux, mais avec une précision de l'ordre de 20 mm (1% de la longueur des fils). La mesure de la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) est possible à 6% près. La résolution sur l'impulsion p de la trace est proportionnelle au carré de p :

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 3.10^{-3} \text{ GeV }^{-1} \quad .$$

Notons pour conclure que le temps de réponse de ces chambres est assez long (1.5 μs), celui-ci étant limité par le temps de dérive des électrons. La tension appliquée sur l'anode est de l'ordre de 1.5 kV, et la vitesse de dérive des électrons est alors $v_D \simeq 50$ μm/ns.

Les chambres CIZ/COZ

La chambre CIZ est très proche du tube à vide (à 18 cm), la COZ est située entre la CJC1 et la CJC2, à $\simeq$ 50 cm du tube faisceau. Ces deux chambres sont constituées de fils perpendiculaires à l'axe des faisceaux. La Fig. 4.4 représente la chambre CIZ. Suivant l'axe z, la CIZ est constituée de 15 anneaux, chaque anneau comportant 16 cellules qui définissent une structure polygonale. Chaque cellule comprend 4 fils

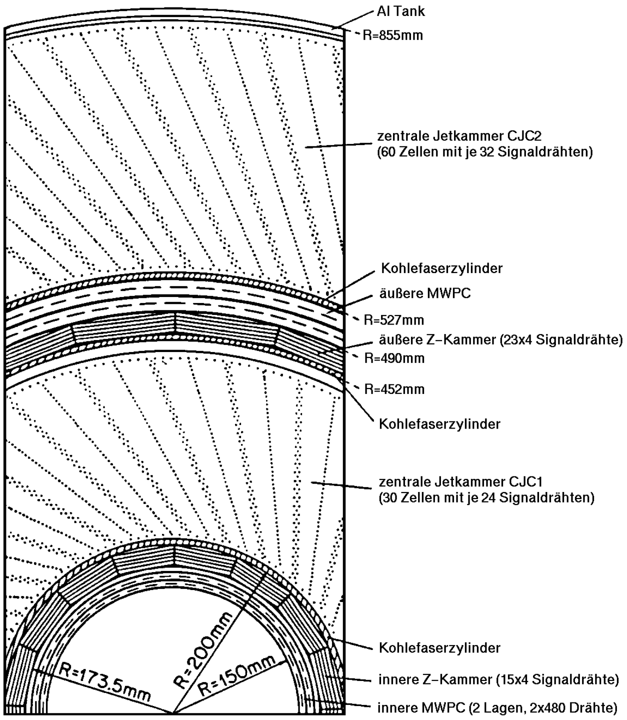


Figure 4.3: *Vue transverse des détecteurs de traces centraux.*

d'anode. Ces chambres permettent de mesurer la coordonnée z avec une très bonne précision (de l'ordre de 300 μm), et apportent donc une information complémentaire à celle délivrée par les chambres CJC. De plus, la résolution sur l'angle azimuthal Φ est de l'ordre de 2% de 2π. Etant aussi des chambres à dérive, les temps de réponse de ces chambres sont là encore importants.

Les chambres CIP/COP

Le principal inconvénient des chambres décrites précédemment est leur temps de réponse ($\simeq$ 1.5 μs), à comparer au temps de croisement de 96 ns. On verra plus loin sur quels critères un événement est "gardé", c'est-à-dire ce qui permet de décider si un événement est intéressant pour la physique ou si c'est un événement de bruit de fond (par exemple une interaction du faisceau avec le tube à vide). La détermination d'un **vertex d'interaction** sera capitale pour cette décision, et c'est naturellement par les traces que le vertex sera reconstruit. Puisqu'on ne peut pas attendre la réponse des chambres CJC et CIZ/COZ, deux chambres fonctionnant en régime **proportionnel** ont été installées : la CIP (la plus proche de l'axe des faisceaux), et la COP. Leur temps de réponse est rapide ($\simeq$ 50 ns) puisque les électrons ne dérivent que sur de très faibles distances. Ce sont donc ces chambres qui seront utilisées par le système de déclenchement.

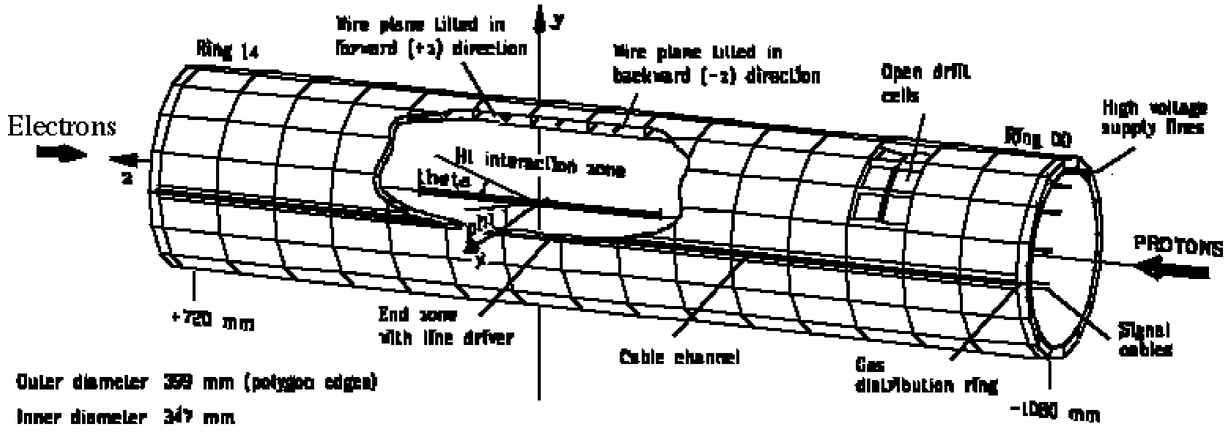


Figure 4.4: *Chambre CIZ.*

4.2.2 Les chambres à l'avant

Le système de détection de traces à l'avant couvre l'angle polaire $7^o \leq \theta \leq 25^o$. Comme on peut le voir sur la Fig. 4.5, il est constitué de trois modules identiques, chacun comprenant :

- une chambre à dérive planaire, dont les fils sont perpendiculaires à l'axe des faisceaux. Chaque module comprend en fait trois plans de fils, tournés de 60^o l'un par rapport à l'autre, dans le plan transverse à l'axe des faisceaux. L'information de ces chambres permet de mesurer l'angle polaire θ avec une résolution inférieure à 1 mrad.

- une chambre à dérive radiale, dont les fils sont perpendiculaires à l'axe des faisceaux selon une géométrie radiale. Elle donne une résolution dans le plan transverse (x, y) de l'ordre de 150 μm. Une mesure de la coordonnée r est de plus possible par division de charge.

- un radiateur de transition, constitué de feuilles de propylène. En traversant ce radiateur, un électron émet un rayonnement X, détecté dans les chambres à dérive radiales. Ceci devrait permettre d'identifier les particules (de séparer les électrons des pions), mais n'est pas utilisé pour l'instant.

- une chambre proportionnelle multifils, qui participe de même que les CIP/COP au premier niveau de déclenchement. Son temps de réponse est de $\simeq$ 20 ns.

4.2.3 La chambre à fils arrière

La BPC est une chambre proportionnelle, située à l'arrière du détecteur. Elle couvre le secteur angulaire $155.5^o \leq \theta \leq 174.5^o$. Elle est constituée de 4 plans de fils perpendiculaires aux faisceaux, ces plans étant tournés de 45^o en Φ l'un par rapport à l'autre. Sa résolution angulaire sur l'angle polaire est de 5 mrad. Elle sert principalement à mesurer l'angle θ du lepton, lorsque celui ci est diffusé dans la partie

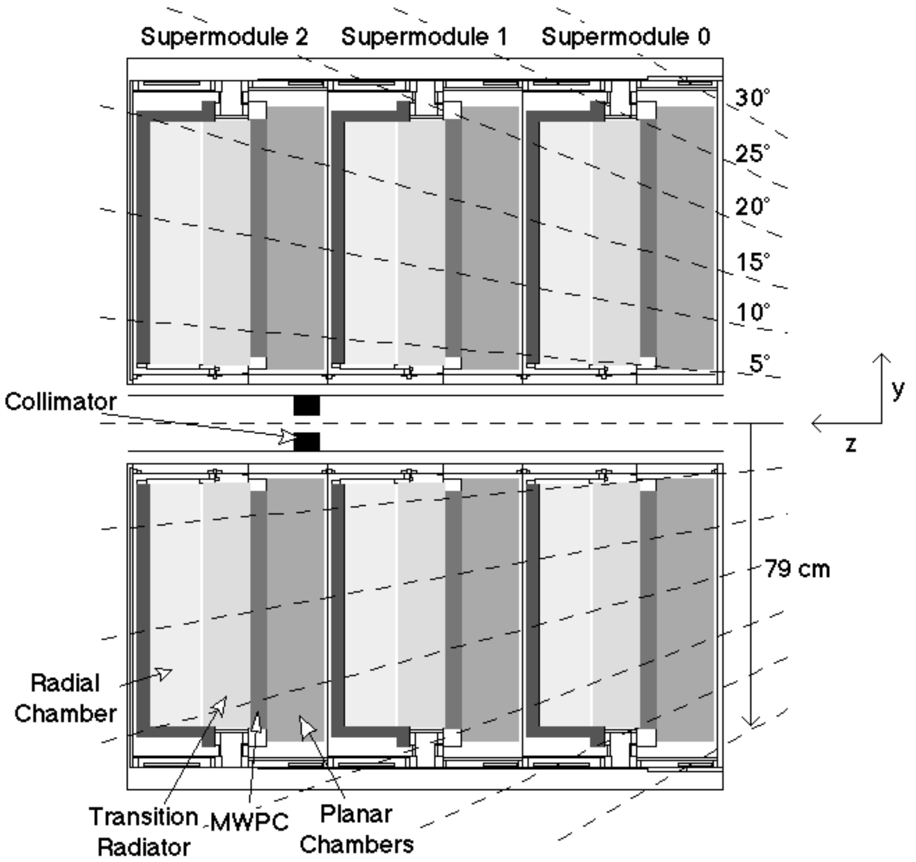


Figure 4.5: *Le système de détection de traces à l'avant.*

arrière du détecteur. En 1995, cette chambre a été remplacée par une chambre à dérive, la "Backward Drift Chamber" (BDC), permettant une meilleure détermination des traces vers l'arrière, conjointement avec de nouveaux détecteurs au silicium, proches du vertex d'interaction.

4.3 Les calorimètres

Les calorimètres, au contraire des détecteurs de traces, permettent aussi de détecter le passage d'une particule neutre électriquement. Le détecteur H1 comporte plusieurs calorimètres : le calorimètre à argon liquide [2], qui est le plus volumineux, le PLUG à l'avant, et le BEMC [3] à l'arrière.

4.3.1 Le calorimètre à argon liquide

L'expérience H1 est équipée d'un calorimètre à argon liquide (LAr) à échantillonage. L'avantage de l'argon est sa grande inertie chimique, qui assure un signal stable dans le temps (la stabilité du signal est de l'ordre de 1% par an). Par ailleurs, il ne se dégrade pas sous l'effet de rayonnements ionisants.
Le principe est le suivant. Le calorimètre est constitué d'un empilage de plaques d'un

milieu dense (l'absorbeur) et de couches d'argon liquide. Une particule traversant le calorimètre va tout d'abord interagir avec le milieu dense, et perdre de l'énergie en formant des gerbes de particules secondaires. Les particules chargées de ces gerbes vont ensuite ioniser l'argon liquide (créer des paires $\{Ar^+, e^-\}$). Ces électrons vont alors dériver du fait du champ électrique appliqué entre deux plaques d'absorbeur, et la quantité de charge collectée est statistiquement proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. C'est dans l'argon liquide que le signal est formé : on dit que l'argon constitue le milieu actif du calorimètre.

Le calorimètre à argon liquide couvre le secteur angulaire $4^o \leq \theta \leq 152^o$. Comme on l'a déjà signalé, il est entièrement plongé dans le cryostat, qui maintient la température de l'argon à 90 K et sa pression à 1.35 bar. Deux parties distinctes composent ce calorimètre : la section électromagnétique et la section hadronique. La Fig. 4.6 représente une coupe longitudinale de ce calorimètre. Il est segmenté le long de l'axe des faisceaux en huit roues. Les six premières (BBE,CB1,CB2,CB3,FB1 et FB2) sont divisées dans le plan transverse à l'axe des faisceaux en huit octants de 45^o. Les deux roues à l'avant (IF et OF) sont constituées de deux moitiés d'anneau. Les interstices (les "cracks") entre ces différents constituants du calorimètre constituent des zones mortes pour la détection. Néanmoins, les cracks en Φ entre octants d'une roue hadronique ne pointent pas vers le point nominal d'interaction, comme le montre la coupe transverse du calorimètre de la Fig. 4.7. Ainsi, si une particule est

Figure 4.6: *Coupe longitudinale du calorimètre à argon liquide.*

Figure 4.7: *Coupe transverse du détecteur H1.*

diffusé dans un crack en Φ électromagnétique, une partie de son énergie peut être "récupérée" dans la partie hadronique du calorimètre.
Notons de plus que la roue BBE est uniquement électromagnétique, tandis que la roue la plus à l'avant comprend seulement une partie hadronique.
Enfin, chaque octant est divisé en cellules de lecture (ce sont elles qui permettent de collecter le signal). La structure d'une cellule diffère suivant qu'on est dans la section életromagnétique ou hadronique du calorimètre.

Composition des cellules élémentaires

Une cellule du calorimètre électromagnétique est composée de deux plaques de Plomb (le milieu absorbeur) de 2.4 mm d'épaisseur, entourant une couche active d'argon liquide de 2.35 mm d'épaisseur. Le schéma d'une cellule du calorimètre est représenté sur la Fig. 4.8. De part et d'autre de chaque plaque d'absorbeur, on trouve des panneaux de circuits imprimés en G10 (composant à base de fibre de verre et d'epoxy) à la surface desquels sont disposés les "pads" de lecture en cuivre. Ce sont vers ces "pads" que dérivent les électrons, sous l'effet d'un champ électrique de $\simeq$ 0.5kV/mm créé par des plans de haute tension peints avec de la peinture hautement résistive (HRC) (la haute tension appliquée est de 1500 V). Notons que le temps de collecte des charges est relativement long ($\simeq$ 500 ns), soit 5 croisements consécutifs des faisceaux. Ces "pads" de lecture sont plus petits dans la partie avant du détecteur (le calorimètre doit être mieux segmenté dans la partie avant, car c'est dans cette direction que la structure des événements est déplacée). Ainsi, ces "pads" ont une surface de 8×8 cm^2 dans la partie centrale (à $\theta \geq 80^o$) et de $\simeq 3-5 \times 3-5$ cm^2 dans la partie avant. Ces cellules élémentaires sont ensuite regroupées en un canal de lecture : c'est un tel canal que nous appelerons "cellule" par la suite. La

Figure 4.8: *Schéma d'une cellule du calorimètre électromagnétique.*

partie électromagnétique du calorimètre comporte 30000 canaux de lecture.

Une cellule du calorimètre hadronique est composée de :

- deux couches d'argon liquide de 2.3 mm d'épaisseur. Au milieu de cette couche active se trouve un panneau de G10, sur lequel sont imprimés les "pads" de lecture;
- deux plans de haute tension entourent ce milieu actif, portés par des plaques d'acier inoxydable de 1.5 mm d'épaisseur;
- deux plaques d'acier inoxydable de 16 mm d'épaisseur, qui constituent le milieu absorbant.

Le schéma d'une cellule hadronique est représenté sur la Fig. 4.9. Les plaques dans la partie hadronique sont plus grandes que celles de la partie électromagnétique : utiliser de grandes plaques de Plomb aurait posé des problèmes de tolérance, c'est pour cela que l'acier a été choisi. La taille des cellules élémentaires hadroniques est entre 2 et 4 fois celle des cellules élémentaires électromagnétiques. A nouveau, les cellules élémentaires sont regroupées en canaux de lecture. Il y en a $\simeq$ 13000 dans le calorimètre hadronique.

Les cellules de lecture électromagnétiques et hadroniques de chaque octant de chaque roue peuvent être regroupées en couches longitudinales (on parle de "layers") : il y en a entre 3 et 4 dans la partie électromagnétique, et de 4 à 6 dans la section hadronique, suivant la position en θ.

Revenons sur la Fig. 4.6. La figure montre quelle est l'orientation des plaques d'absorbeur dans le calorimètre. On constate que cette orientation n'est pas la même

Figure 4.9: *Schéma d'une cellule du calorimètre hadronique.*

pour toutes les roues : dans les roues BBE, FB1, FB2 et IF (les roues à l'arrière ou à l'avant), ces plaques sont verticales; dans les roues centrales CB1,CB2 et CB3, elles sont parallèles aux faisceaux. La raison de ce choix est la suivante : le fonctionnement d'une cellule est meilleur si les particules traversent les plaques avec un angle incident inférieur à 45° par rapport à la normale des plaques.

Résolution en énergie

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique s'écrit, en ne gardant que le terme d'échantillonage :

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{12\%}{\sqrt{E}} \quad .$$

Le terme constant est de plus inférieur à $\simeq 1\%$. La résolution du calorimètre hadronique est égale à $\simeq 50\%/\sqrt{E}$, avec un terme constant de l'ordre de 2%. Ces quantités ont été déterminées à la suite de mesures de calibration, faites à l'aide d'un faisceau test au CERN.

Epaisseur en X_0 et λ_I

L'épaisseur du calorimètre électromagnétique varie entre 20 et 30 longeurs de radiation X_0, et entre 1.0 et 1.4 longueurs d'interaction λ_I. Rappelons qu'une longueur de radiation est la distance après laquelle un électron a perdu $1 - e^{-1} \simeq 66\%$ de son énergie par Bremsstrahlung. La longueur X_0 dépend ensuite du matériau traversé par la particule incidente ($X_0 = 5.6$ mm pour le Plomb). Il faut en moyenne une vingtaine de X_0 pour absorber une gerbe électromagnétique.

Une longueur d'interaction λ_I est définie comme étant le libre parcours moyen d'un hadron entre deux interactions inélastiques. L'épaisseur totale du calorimètre varie entre $\simeq 5\lambda_I$ (dans la partie centrale) et $\simeq 9\lambda_I$ (à l'avant). La Fig. 4.10 représente les lignes à X_0 et λ_I constants dans le calorimètre LAr.

Figure 4.10: *Lignes à longueur de radiation X_0 et longueur d'interaction λ_I constantes dans le calorimètre à argon liquide.*

4.3.2 Le calorimètre avant PLUG

On a vu dans la section précédente que le calorimètre à argon liquide ne couvre pas les très bas angles polaires. Cette couverture angulaire est assurée par un petit calorimètre "bouchon", le PLUG, qui couvre les angles polaires entre 0.7^o et 3.3^o. C'est un calorimètre à échantillonnage, constitué de plaques de cuivre (l'absorbeur) et de silicium (le milieu actif). Sa résolution angulaire est de 4 mrad, mais sa résolution en énergie est médiocre : $\sigma_E/E = 150\%/\sqrt{E}$. Il sert actuellement uniquement pour détecter la présence de particules dans ce domaine angulaire.

4.3.3 Le calorimètre arrière BEMC

Dans la partie arrière, c'est un calorimètre Plomb-Scintillateur qui assure la couverture angulaire $155^o \leq \theta \leq 177^o$. Son épaisseur correspond à 22 longueurs de radiation, et moins d'une longueur d'interaction : c'est essentiellement un calorimètre électromagnétique (d'où son appelation). Il permet de mesurer l'énergie du lepton diffusé dans des réactions de diffusion profondément inélastique à faible moment de transfert, et ce avec une très bonne résolution : $\sigma_E/E \simeq 10\%/\sqrt{E}$.
En 1995, le BEMC, qui n'est pas bien segmenté, a été remplacé par un calorimètre à fibres scintillantes de type SPACAL [4], offrant une bien meilleure granularité.

4.3.4 Le calorimètre de fin de gerbes

Le fer instrumenté, qui englobe la bobine supraconductrice, assure le retour des lignes de champ magnétique. Il est également instrumenté par des tubes à décharge ("streamer"), qui permettent de détecter le passage d'un muon et de mesurer les fins de gerbes hadroniques, qui n'auraient pas été complètement arrêtées par le calorimètre hadronique.
La structure du fer instrumenté est octogonale, chaque octant étant constitué de 10 plaques d'acier de 7.5 cm d'épaisseur, espacées de 2.5 ou 5 cm. La résolution en énergie du fer instrumenté est de l'ordre de $100\%/\sqrt{E}$.

4.4 Le spectromètre à muons

Un spectromètre à muons, constitué d'un aimant toroïdal intercalé entre des plans de chambres à dérive, est situé dans la partie avant du détecteur. Il permet de mesurer des impulsions de muons entre 5 et 200 GeV, émis à un angle polaire $3^o \leq \theta \leq 17^o$.

4.5 Le système de temps de vol

Le système de temps de vol est constitué de deux détecteurs : le TOF (Time Of Flight) et le mur-veto, tous deux situés à l'arrière du détecteur central. Ces détecteurs utilisent des photomultiplicateurs (PM) délivrant des signaux rapides (de l'ordre de la ns).
Le TOF comprend deux plans de scintillateur, placés perpendiculairement à l'axe des faisceaux à -1.95 m et -2.25 m du point nominal d'interaction. Des PM, conçus pour fonctionner en champ $B \neq 0$, sont utilisés pour lire la lumière provenant de ces scintillateurs. De plus, les scintillateurs sont protégés du rayonnement synchrotron par une plaque de Plomb de 6.5 mm d'épaisseur.
Le mur-veto comprend lui aussi deux plans de scintillateurs situés à -6.5 m et -8.1 m de la zone d'interaction.
Ces détecteurs permettent de savoir si une particule vient de la zone d'interaction ou se dirige vers elle. Ils sont utilisés au premier niveau de déclenchement pour rejeter les interactions entre les protons et des molécules de gaz résiduel présentes dans le tube à vide, ou entre les protons et le tube faisceau, ces interactions étant en dehors de la fenêtre en temps déterminée par le croisement des faisceaux.

4.6 Le système de luminosité

On va voir dans ce paragraphe comment la luminosité est mesurée. Cette mesure repose sur deux détecteurs : "l'électron tagger" (ET) et le "photon detector" (PD). La luminosité est mesurée à partir du processus de Bethe-Heitler $eP \to eP\gamma$, dont on connait la section efficace précisément $\sigma = 28$ mb. Notons que des réactions de Bremsstrahlung entre les leptons incidents et des molécules de gaz résiduel $eA \to eA\gamma$ constituent un bruit de fond pour les événements Bethe-Heitler. La proportion de telles interactions de bruit de fond est évaluée grâce aux "paquets pilotes" (15 paquets de leptons n'ont pas de paquet de protons correspondants, et

6 paquets de protons n'ont pas de partenaire dans le faisceau de leptons).
Afin d'identifier des événements de Bethe-Heitler (ou de bruit de fond), on essaie de détecter en coïncidence l'électron final dans le ET et le photon dans le PD. Dans de telles réactions, le lepton de l'état final repart dans le tube a vide. Le ET est placé très près du tube faisceau et loin du point d'interaction, à $z = -33.4$ m. Les électrons diffusés sont d'abord déviés par des aimants à -27.3 m, avant d'interagir avec le ET. Quant aux photons, ils quittent le tube faisceau à $z = -92.3$ m et interagissent avec le PD situé à $z = -102.9$ m du point d'interaction. Les positions de l'électron tagger et du photon detector sont montrées sur la Fig. 4.11.

Le ET est un détecteur Cerenkov de 15.4 cm × 15.4 cm de surface, constitué de 7 × 7 cellules, chacune étant lue par un PM. Le PD est aussi un détecteur Cerenkov, de surface 10 cm × 10 cm et composé de 5 × 5 cellules.
Notons par ailleurs que le ET est aussi utilisé pour l'étude d'événements de photoproduction, où le lepton diffusé repart à un angle $\theta \simeq 180^o$.

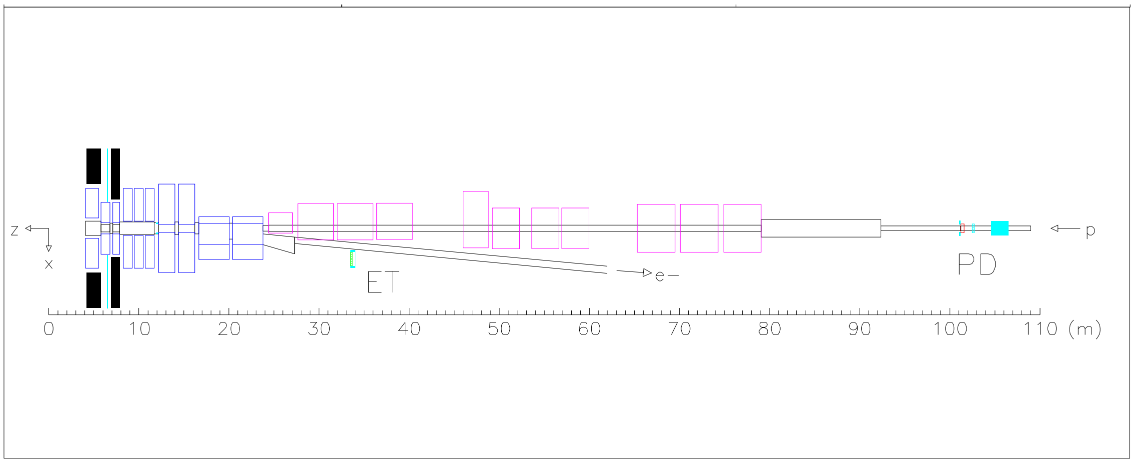


Figure 4.11: *Position des détecteurs de luminosité.*

4.7 Déclenchement et acquisition

On cherche à sélectionner des événements correspondant effectivement à une collision eP, et à rejeter les événements de bruit de fond. Ces événements de bruit de fond sont dûs essentiellement à des radiations synchrotron provenant du faisceau de leptons, à des interactions entre des protons et des molécules de gaz résiduel dans le tube à vide, ou encore à des interactions entre des protons et le tube faisceau.
Afin de prendre la décision de garder ou de rejeter un événement, on a besoin d'informations provenant des divers sous-détecteurs. On a signalé auparavant que le temps de réponse de certains de ces détecteurs est long comparé au temps qui sépare deux croisements successifs du faisceau. Il n'est pas envisageable d'attendre la réponse des détecteurs sensibilisés lors d'une collision en ignorant les interactions qui peuvent avoir eu lieu pendant le laps de temps nécessaire à la décision. Ceci conduirait en effet à des temps morts trop importants et une perte notable de lu-

minosité. La solution consite à stocker les informations dont on a besoin dans des mémoires tampons (des "pipelines"), le temps nécessaire à la décision.
Le système de déclenchement est constitué de quatre niveaux. Le premier niveau (L1) s'appuie sur un traitement des informations que l'on peut obtenir rapidement, et qui sont stockées dans les pipelines. Le niveau L1 est composé de 11 éléments de déclenchement ("trigger elements"), qui correspondent à la réponse d'un détecteur particulier. Parmi ces éléments de déclenchement, citons par exemple :

- le déclenchement dû aux chambres proportionnelles (CIP,COP, BPC);
- le déclenchement dû à la présence d'énergie dans le calorimètre LAr;
- le déclenchement dû à la présence d'énergie dans le BEMC.

On réalise ensuite des combinaisons logiques de ces différents éléments, pour obtenir 128 sous-déclencheurs ("subtrigger elements"). Ces sous-déclencheurs peuvent correspondre à un type particulier de physique (par exemple suivant que de l'énergie a été déposée dans le BEMC, dans le ET ..). Certains de ces subtriggers sont des déclencheurs de contrôle, permettant de déterminer l'efficacité d'un sous-détecteur.
Un événement est gardé par le premier niveau de déclenchement si une des conditions logiques associées à chaque sous-déclencheur est réalisée. Le temps de décision au niveau L1 est très bref (2 μs).
Les niveaux L2 et L3 du système de déclenchement analysent de manière corrélée les informations venant des sous-détecteurs, et autorisent le déclenchement sur des critères plus sophistiqués que L1. Ces deux niveaux, comme L1, s'effectuent en temps réel, simultanément avec la prise de données.
Les événements gardés par L3 sont alors transmis au système d'acquisition. La fréquence caractéristique à laquelle un événement est gardé par L3 est de l'ordre de 50 Hz. Ces événements sont ensuite transmis au dernier niveau de déclenchement (L4), qui s'effectue plus tard. Notons que jusquà présent, les niveaux de déclenchement L2 et L3 n'ont pas été utilisés.
La Fig. 4.12 représente les différentes étapes du déclenchement. Les temps nécessaires à la décision à chaque niveau sont indiqués sur la figure.
Nous allons revenir dans le paragraphe suivant sur le déclenchement calorimétrique. En effet, on verra dans le chapitre 6 que nous demanderons explicitement que les événements sélectionnés pour notre analyse aient été gardés par un des sous-déclencheurs calorimétriques qu'on va décrire ci-dessous.

4.7.1 Déclenchement calorimétrique

Le déclenchement calorimétrique repose sur les "cellules de déclenchement", qui correspondent à la somme des signaux analogiques délivrés par 16 "pads" dans la section électromagnétique, et 4 "pads" dans la section hadronique. On somme ensuite les signaux de 4 à 6 cellules de déclenchement, pour constituer les "tours" de déclenchement. Ces tours pointent approximativement vers le vertex d'interaction et sont segmentées selon 23 intervalles en θ et jusqu'à 32 intervalles en Φ. Selon la région en θ, de une à quatre tours de déclenchement sont alors regroupées pour former 240 "grandes tours". Ces grandes tours du calorimètre LAr sont représentées

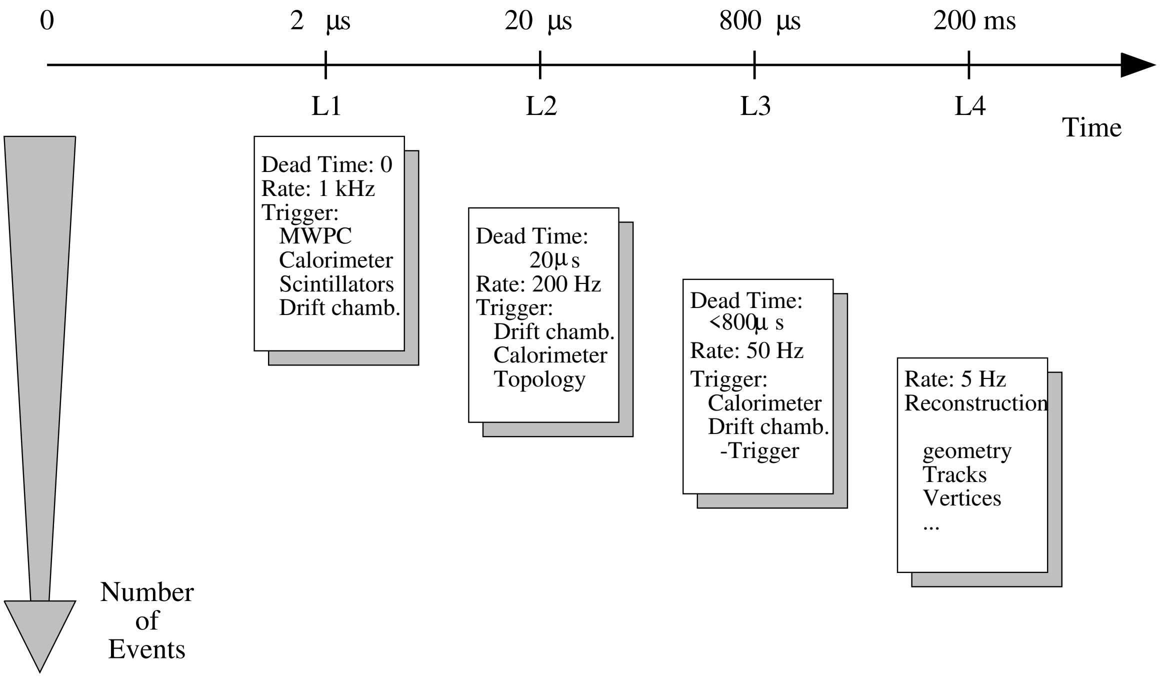


Figure 4.12: *Les niveaux de déclenchement.*

sur la Fig. 4.13. Les signaux électromagnétique et hadronique de chaque grande tour sont ensuite digitalisés séparément dans des FADC (Fast Analog to Digital Convertor). Ce sont finalement des combinaisons de ces signaux digitalisés qui forment les sous-déclencheurs calorimétriques du niveau L1.

Parmi ces sous-déclencheurs, ceux qui vont nous intéresser tout particulièrement sont les suivants :

- sous-déclencheur “électron” : dans chaque grande tour, on regarde si le signal électromagnétique dépasse un certain seuil (entre 6 et 30 GeV suivant la roue), et si le signal hadronique est inférieur à un autre seuil (entre 2 et 5 GeV); Si c'est le cas, le sous-déclencheur est activé;

- sous-déclencheur “énergie transverse” : l'énergie de chaque grande tour est pondérée par un facteur $\sin\theta$ dépendant de la position de la grande tour. Cette quantité doit dépasser un certain seuil ($\simeq$ 5 GeV) pour que le déclencheur soit activé;

- sous-déclencheur “énergie transverse manquante” : on part des quantités algébriques (signées) utilisées par le sous-déclencheur “énergie transverse” et on somme toutes ces quantités. Cette somme donne une estimation de l'impulsion transverse manquante de l'événement. Si elle dépasse un certain seuil, le sous-déclencheur est allumé. Ce sous-déclencheur nous servira pour les canaux d'analyse où on attend de l'impulsion transverse manquante;

- sous-déclencheur “energie dans le Barrel” : il correspond à la somme des énergies totales des grandes tours dans la partie centrale du calorimètre (roues

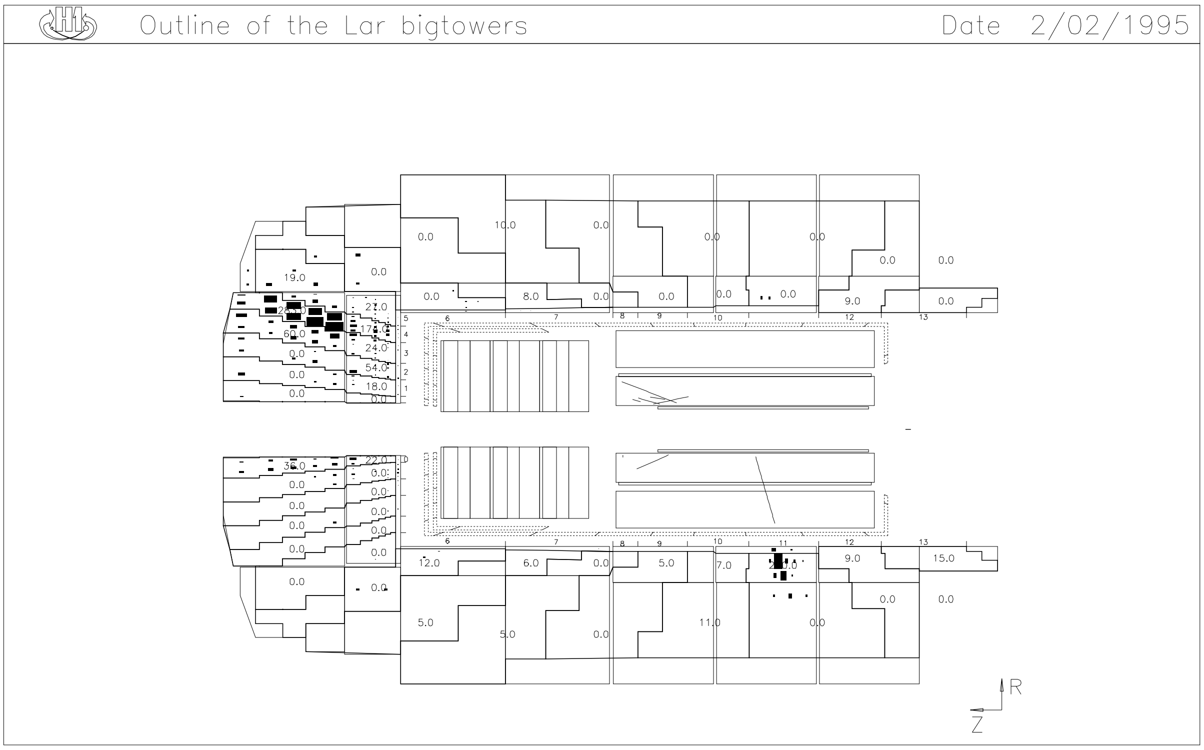


Figure 4.13: *Les "Grandes Tours" dans le calorimètre à argon liquide.*

CB1, CB2, CB3, FB1 et FB2).

4.8 Contrôle du bruit dans le calorimètre LAr

Les données enregistrées contiennent des informations "brutes" (les adresses des fils touchés, les charges déposées dans les différentes parties des calorimètres...), qui seront ensuite reconstruites pour disposer de grandeurs utilisables pour les analyses (des énergies par exemple). On donnera au chapitre suivant quelques détails sur la reconstruction. Bien que des suppressions de bruit soient effectuées lors de cette étape, le bruit électronique peut détériorer nos mesures. Par exemple, il se peut que tous les canaux connectés à une même boîte analogique soient très bruyants. Le signal de ces canaux sera alors au-delà de la coupure de bruit appliquée lors de la reconstruction. Ils créent ainsi de la "fausse" énergie, qui va détériorer par exemple le bilan en impulsion transverse de l'événement. Etant chargée, lors de la prise de données de 1995, de contrôler le bruit dans le calorimètre, je vais décrire dans le paragraphe suivant la procédure appliquée afin de reconnaître ces canaux "chauds".

Lors de la prise de données, on enregistre à une fréquence de 0.2 Hz des événements déclenchés de manière aléatoire, donc contenant essentiellement du bruit. Ces événements sont écrits sur un fichier particulier. Dès que 3000 événements ont ainsi été enregistrés, ils sont analysés par un programme de contrôle (ARMON, pour ARgon MONitoring). Le programme ARMON regarde la charge moyenne déposée sur chaque canal, ainsi que la fréquence à laquelle le signal recueilli par chaque canal est au-dessus de 4σ du bruit. Si par exemple cette fréquence est supérieure à 1%, on considère que le canal est bruyant ou chaud : la liste de ces mauvais canaux correspondant à une période donnée est écrite dans une base de données. Lors de la reconstruction, les mauvais canaux sont alors éliminés.

Lors de la prise de données de 1994, trois boîtes analogiques (ANBX) ont souvent posé problème (il s'agit des ANBX 36, 119 et 228). La Fig. 4.14 montre la charge moyenne déposée par canal de lecture, et la fréquence à laquelle le signal d'un canal est au-delà de 4σ du bruit. Elle a été réalisée à partir de 3000 événements déclenchés aléatoirement pendant une période où l'ANBX 228 était chaude. On voit que pour certains canaux (ceux qui correspondent à l'ANBX 228), la charge moyenne déposée et la fréquence à laquelle les canaux sont touchés sont très importants. A la reconstruction, l'énergie de ces canaux a été mise à zéro pour les événements pris pendant cette période, de manière à ne pas fausser leurs caractéristiques.

Par ailleurs, lorsqu'on réalise une analyse de physique, on a besoin de comparer les données de l'expérience aux prédictions du Modèle Standard. Pour cela, on utilise des générateurs d'événements, qui simulent le type de physique auquel on s'intéresse. Pour ces événements générés, on applique ensuite une simulation du détecteur H1, qui permet de prendre en compte les effets de résolution et d'acceptance.
Pour que cette simulation soit réaliste, on a aussi besoin de prendre en compte le bruit électronique dans le calorimètre, qui peut détériorer les signaux. On ne peut pas superposer au signal délivré par une cellule une composante de bruit gaussienne, car il s'avère que les distributions du bruit électronique dans le calorimètre n'ont pas des queues gaussiennes. Pour cela, on réalise lors de périodes de luminosité des prises de données spéciales, avec uniquement des événements déclenchés de manière aléatoire, et qui sont gardés de même que les événements “de physique”. On les reconstruit ensuite, en éliminant les éventuels canaux chauds que le programme ARMON a pu trouver. Ces données calorimétriques sont alors superposées aux événements de simulation.

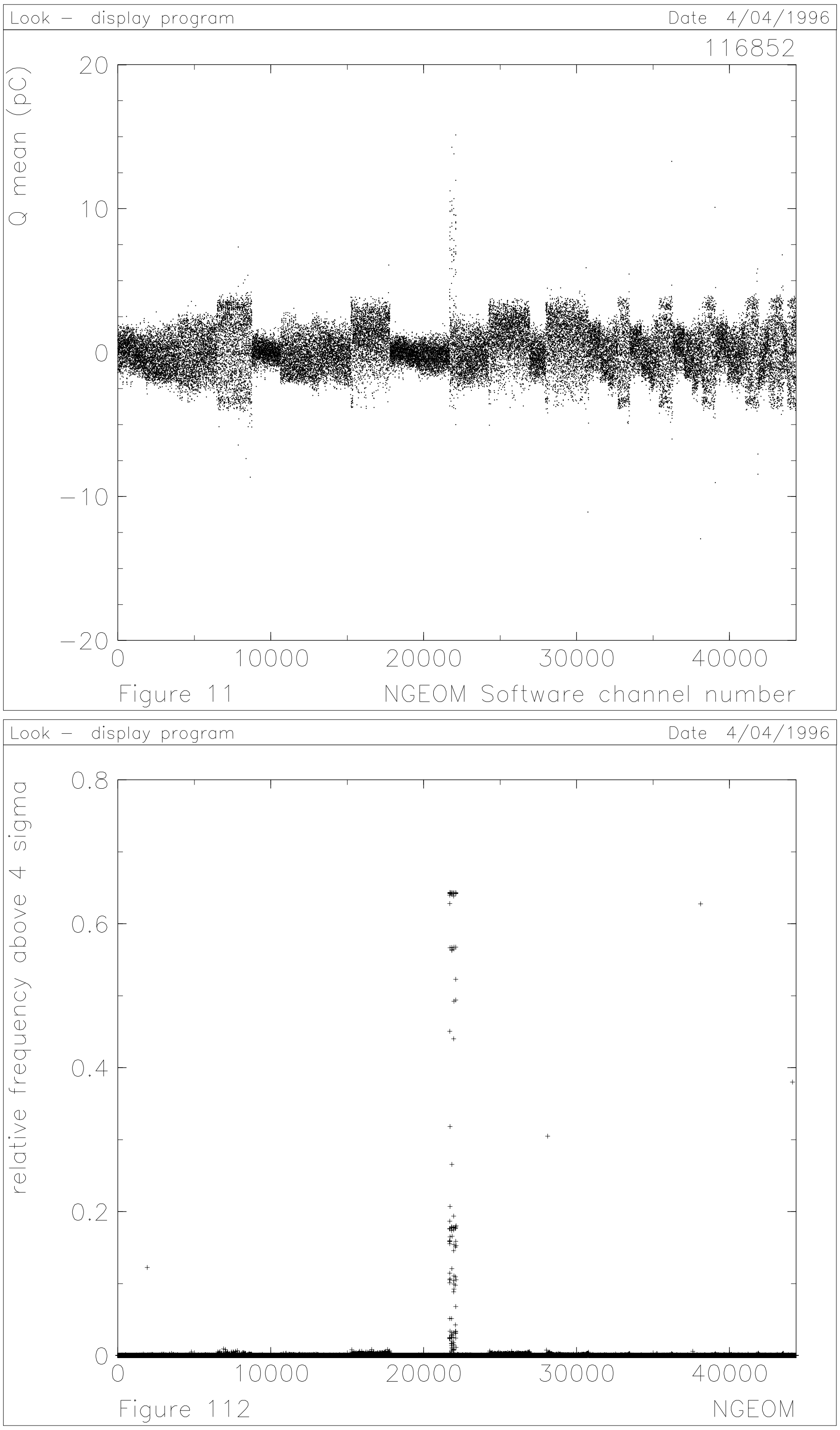


Figure 4.14: *Charge moyenne par canal de lecture et fréquence à laquelle le signal d'un canal est au-delà de* 4σ *du bruit, pour une période de la prise de données affectée par un problème de boîte analogique.*

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, preprint DESY H1-96-01, à paraître dans Nuclear Instrumental Methods

[2] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 460.

[3] H1 BEMC Group, J. Ban et al., Nucl. Instr. Meth. A372 (1996) 399.

[4] H1 SpaCal Group, "Technical Proposal to upgrade the backward scattering region of the H1 detector", DESY report PRC 93-02 (1993)

Chapitre 5

OUTILS D'ANALYSE

Ce chapitre présente les outils qui seront nécessaires à notre analyse. Certains d'entre eux ont été développés dans le cadre de cette thèse.
Nous avons établi au chapitre 3 quelles sont les différentes signatures attendues pour les processus supersymétriques étudiés, ainsi que les principales sources de bruit de fond. Afin d'optimiser les coupures qui peuvent permettre de mettre en évidence un signal éventuel, une connaissance précise du bruit de fond et du signal est nécessaire, et nous utilisons pour cela une simulation Monte-Carlo. La simulation d'événements supersymétriques permet de plus de connaître les efficacités avec lesquelles notre analyse serait à même de sélectionner un signal. La description des générateurs utilisés fait l'objet des deux premières parties de ce chapitre. Ayant travaillé à l'écriture de générateurs d'événements supersymétriques, je décrirai en détail les principes de la génération Monte Carlo et la méthode utilisée.
On verra ensuite comment identifier un électron dans le calorimètre, et comment, à partir de la mesure de l'état final d'une réaction de diffusion profondément inélastique, on peut reconstruire les variables de Bjorken définies au chapitre 1.

5.1 Générateurs d'événements pour le bruit de fond

On va présenter ici les différents générateurs d'événements disponibles pour les processus constituant un bruit de fond pour le signal recherché, à savoir la diffusion inélastique profonde et la photoproduction. Les divers programmes de génération existants peuvent être interfacés avec différents modèles pour traiter le rayonnement de gluons. Ce sont ces modèles qu'on va commencer par présenter.

5.1.1 Effets QCD dans les réactions *ep*

Jusqu'à présent, des quarks libres n'ont jamais été observés dans la nature. Ce fait pourrait s'expliquer comme étant une conséquence de la variation de la constante de couplage α_S de l'interaction forte : celle-ci devient de plus en plus importante à des distances élevées. Ainsi, le quark diffusé dans une réaction de diffusion inélastique doit "s'habiller" et former un objet non coloré. Ce passage des quarks et des gluons aux hadrons comporte en fait plusieurs étapes. La première étape traite le rayonnement de gluons par le parton. Le parton émet d'autres partons jusqu'à ce que les distances mises en jeu ne permettent plus un traitement perturbatif de ces effets. Deux modèles permettent de décrire cette émission de partons : celui des "cascades de partons", et celui des dipôles de couleur. Dans la deuxième étape, c'est "l'habillage" des quarks qui est réalisé.

Le modèle des cascades de partons

Ce modèle s'appuie sur un calcul perturbatif des émissions de partons. Dans une réaction *ep* où un parton interagit avec un photon émis par le lepton, à la fois le quark de l'état initial et final peuvent rayonner des gluons. On parle de "cascade initiale" et "cascade finale". Le parton émis par le proton peut être soit sur sa couche de masse, soit posséder une virtualité du genre espace ($m^2 \lesssim 0$). Il peut alors rayonner des gluons avant d'interagir avec le photon, et devenir de plus en plus virtuel. Le parton de l'état final est soit sur sa couche de masse, soit possède une virtualité du genre temps ($m^2 \gtrsim 0$). Il perd alors cette virtualité en émettant d'autres partons, jusqu'à retomber sur sa couche de masse. Ces cascades de partons sont modélisées dans l'approximation des logarithmes dominants, la probabilité qu'un parton émette un gluon se calculant à l'aide de fonctions simples, les fonctions "de splitting" (formalisme d'Altarelli-Parisi). Dès que la virtualité des partons de l'état final passe en-dessous d'une certaine échelle (typiquement 1 GeV ^{2}), les calculs ne peuvent plus être menés de manière perturbative et la première étape s'arrête.

Le modèle des dipôles de couleur

Le problème du modèle précédant est que les cascades "initiale" et "finale" sont traitées indépendamment : les effets d'interférence sont négligés. Pour remédier à ce problème, le modèle des dipôles de couleur [1] (CDM, pour Color Dipole Model), a été proposé. Dans ce modèle, le rayonnement de gluons n'est pas traité suivant le formalisme d'Altarelli-Parisi, mais en termes de dipôles, ou antennes, de couleur. L'ensemble formé par le quark de l'état final et le diquark constituant le résidu du proton est vu comme un dipôle de couleur, et le rayonnement d'un gluon correspond à la séparation du dipôle initial en deux dipôles, l'un entre le quark et le gluon, l'autre entre le gluon et le diquark. Ceci est généralisé à l'émission de N gluons.

La fragmentation

Une fois cette première étape terminée, on entre dans le domaine non perturbatif de QCD et une approche phénoménologique, le modèle des cordes de Lund [2], est adoptée. Cette étape s'appelle la "fragmentation". Lorsque un quark et un antiquark de l'état final s'éloignent, leur énergie potentielle de couleur augmente. Ce champ de couleur est représenté par une corde, sous-tendue par le quark et l'antiquark. La tension de cette corde augmente à mesure que les partons qui la sous-tendent s'éloignent. Cette corde peut alors se "casser", donnant naissance à une paire quark-antiquark, qui forme les nouvelles extrémités de la corde. Les hadrons obtenus alors sont en général instables et se désintègrent jusqu'à ce que des particules stables soient obtenues.

5.1.2 Générateurs utilisés

Le générateur LEPTO [3] permet de simuler des événements de diffusion inélastique profonde. Les corrections électromagnétiques sur la ligne du lepton initial ne sont pas prises en compte dans ce Monte-Carlo. Le traitement complet des corrections radiatives électromagnétiques peut être réalisé à l'aide du générateur DJANGO [4], qui est en fait une interface entre LEPTO, générant le sous-processus, et HERACLES [5], qui modifie l'événement généré et corrige la section efficace pour inclure les effets QED. Le générateur LEPTO s'appuie sur un calcul de l'élément de matrice du processus à l'ordre $O(\alpha_S)$. Pour inclure le rayonnement de gluons, il peut ensuite être interfacé soit avec le modèle des cascades de partons (on parle alors d'interfaçage MEPS, pour Matrix Element + Parton Shower), soit avec le modèle CDM. Notons que l'interfaçage avec CDM décrit bien le flux d'énergie hadronique observé dans les événements de diffusion profondément inélastique [6], mais reproduit mal les taux de jets [7]. Au contraire, ces taux de jets sont bien décrits par MEPS, mais le flux d'énergie à l'avant du détecteur est mal reproduit.
Les simulations dont on dispose pour les processus de diffusion profondément inélastique, répondent aux caractéristiques suivantes :

- 30000 événements de DIP par courant neutre à grand Q^2 ($Q^2 \geq 90$ GeV ^{2}), générés avec LEPTO+MEPS. Ce lot d'événements correspond à une section efficace $\sigma = 4085.3$ pb, soit une luminosité $\simeq 2.6$ fois celle des données, qui est de $\simeq 3$ pb^{-1}. Une coupure sur l'angle polaire du positron diffusé est appliquée au niveau générateur ($\theta \leq 153^\circ$), ce qui correspond bien à la région cinématique qui nous intéresse (on va rechercher entre autres des événements possédant un lepton de grande énergie transverse dans l'état final, donc dans la partie centrale du détecteur).

- 100000 événements de DIP par courant neutre à grand Q^2 ($Q^2 \geq 60$ GeV ^{2}), générés avec DJANGO+CDM, correspondant à une section efficace $\sigma = 5309.0$ pb.

- 3000 événements de DIP par courant chargé, générés avec DJANGO+CDM. La section efficace est de 40.56 pb. Ce nombre d'événements correspond à ce que l'on devrait voir dans les données avec une luminosité $\simeq 26$ fois plus importante que celle accumulée en 1994.

Les deux productions de DIP par courant neutre (LEPTO et DJANGO) seront utilisées indifféremment dans l'analyse, sauf pour le canal S3 (avec la notation du chapitre 3), où seul le générateur LEPTO sera utilisé. En effet, la topologie correspondant à ce canal comprend plusieurs jets dans l'état final, on préfère donc disposer d'une simulation décrivant bien les jets, quitte à ne pas prendre en compte les corrections QED dans l'état initial.

Le bruit de fond de photoproduction, où l'interaction se fait par l'intermédiaire d'un photon direct ou résolu en ses composants hadroniques, de même que la production de saveurs lourdes (production de paires $c\bar{c}$), est simulé à l'aide du générateur PYTHIA [8]. Ce générateur inclut les corrections QCD au premier ordre en α_S et les cascades de partons dans l'approximation des logarithmes dominants. Pour chacun des processus, la simulation dont on dispose correspond à une fois la luminosité des données.

5.2 Générateur d'événements pour la production de squarks par paire

Ayant contribué[1] à l'écriture du générateur d'événements pour la production de squarks par paire, je vais détailler dans cette section la méthode utilisée pour intégrer la section efficace différentielle du processus, et pour générer des événements suivant cette section efficace.

5.2.1 Intégration de la section efficace différentielle et génération

Le but recherché est double : il nous faut tout d'abord intégrer la section efficace différentielle du processus qui nous intéresse. On souhaite ensuite générer des événements suivant cette section efficace différentielle.

L'intégration de la section efficace différentielle se fait par Monte-Carlo. On va commencer par rappeler les bases de cette méthode, en particulier le principe du double tirage.
Les événements que l'on cherche à générer peuvent être caractérisés par certaines variables indépendantes notées x_i. Par exemple, les x_i peuvent être les énergies-impulsions des particules présentes dans l'état final, la fraction d'impulsion du proton emportée par le gluon qui va fusionner avec le photon... On verra plus loin quelles variables ont été choisies pour la génération d'événements de production de squarks par paire. On connaît l'expression de la section efficace différentielle du processus en fonction des x_i :

$$d\sigma = f(x_1, .., x_n) dx_1..dx_n,$$

ainsi que les valeurs cinématiques extrêmes x_i^{min} et x_i^{max} de chacune de ces variables. Afin de générer des vecteurs $(x_1, ..x_n)$ suivant la fonction de distribution $f(x_1, ..x_n)$, on peut appliquer la méthode suivante, dite “du double tirage”. On commence par calculer le maximum f_{max} de la fonction f. On prend ensuite n nombres aléatoires α_i dans l'intervalle $[0, 1]$, et on pose :

$$x_i = (x_i^{max} - x_i^{min})\alpha_i + x_i^{min}.$$

La probabilité pour qu'un événement du type de ceux qu'on cherche à générer soit défini par le vecteur des (x_i) est proportionnelle à la valeur de la fonction f en ce point. On tire alors un autre nombre aléatoire β dans $[0, 1]$. Le vecteur $(x_1, ..x_n)$

---

[1] A partir de code fourni par Tadashi Kon, de l'Université de Seikei (Tokyo).

sera accepté seulement si :

$$w(x_1,..x_n) = \frac{f(x_1,..x_n)}{f_{max}} \geq \beta.$$

Le cas échéant, on essaie un autre vecteur $(x_1,..x_n)$. Ainsi, on garde davantage de vecteurs là où la fonction f prend de grandes valeurs : les événements sont bien générés suivant la section efficace différentielle. L'intégrale de la section efficace différentielle est alors obtenue en divisant la somme des $f(x_i)$ par le nombre de vecteurs (x_i) essayés.
L'inconvénient de cette méthode est qu'elle prend beaucoup de temps dès que la fonction f est très irrégulière. En effet, les vecteurs $(x_1,..x_n)$ sont générés aléatoirement, indépendament de la valeur de la fonction f en ce point. Si on a deux régions de l'espace R_1 et R_2 telles que f prenne de très faibles valeurs sur R_1 et de grandes valeurs sur R_2, on va génerer autant de points dans R_1 que dans R_2. Mais une très grande partie des points de R_1 ne seront pas gardés après la coupure mettant en jeu le second nombre aléatoire.

La méthode que l'on va décrire ci-dessous permet de s'affranchir de ce problème. Prenons, pour simplifier, le cas d'une fonction à une seule variable $f(x)$, où x est déjà dans l'intervalle $[0,1]$. On veut calculer l'intégrale de cette fonction sur $[0,1]$ et générer des réels suivant la distribution donnée par f. Divisons l'intervalle $[0,1]$ en n sous-intervalles $[\alpha_0,\alpha_1], [\alpha_1,\alpha_2], \dots [\alpha_{n-1},\alpha_n]$, avec $\alpha_0 = 0$ et $\alpha_n = 1$. On prend alors N_p points x_i dans $[0,1]$, et pour chacun d'eux on définit un poids p_i par

$$p_i = \frac{1}{n\Delta\alpha_{j_i}} \quad ,$$

où $\Delta\alpha_{j_i}$ est la largeur de l'intervalle qui contient le point x_i. On obtient alors un estimateur S de l'intégrale de la fonction par [9] :

$$S = \frac{1}{N_p}\sum_{i=1}^{N_p}\frac{f(x_i)}{p_j} = \frac{1}{N_p}\sum_{i=1}^{N_p} f(x_i)n\Delta\alpha_{j_i}$$

La variance σ^2 de cet estimateur s'écrit alors :

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_p(N_p-1)}\{\, N_p\sum_{k=1}^{N_p}(F(x_k))^2 - (\sum_{k=1}^{N_p}F(x_k))^2\,\} \qquad (5.1)$$

avec :

$$F(x_k) = f(x_k)n\Delta\alpha_{j_k} \quad .$$

La méthode employée et décrite dans [10] est une version itérative de ce qui précède.

- On se fixe n le nombre d'intervalles et N_p le nombre de points que l'on prendra. On commence par tirer au hasard N_p points dans $[0,1]$. D'où un premier estimateur S_1 de la valeur de l'intégrale, et une variance σ_1^2 pour cet estimateur. Cette variance σ_1^2 dépend des $\Delta\alpha_j$.

- On modifie les $\Delta\alpha_j$ de manière à minimiser la variance σ_1^2. On reprend alors N_p points dans $[0,1]$, et on calcule, avec les nouvelles valeurs de $\Delta\alpha_j$, un nouvel estimateur S_2 et une nouvelle variance σ_2^2.

- On peut alors calculer un estimateur moyen à partir des deux estimateurs calculés :
$$S_{moyen} = \sigma^2 \sum_{\alpha=1}^{2} \frac{S_\alpha}{\sigma_\alpha^2} \tag{5.2}$$
avec :
$$\frac{1}{\sigma^2} = \sum_{\alpha=1}^{2} \frac{1}{\sigma_\alpha^2} \tag{5.3}$$
- On modifie à nouveau les $\Delta\alpha_j$ pour minimiser σ_2. On calcule alors un nouvel estimateur S_3 et σ_3^2, d'où un nouvel estimateur moyen calculé à partir de S_1, S_2 et S_3, et sa variance.

Ainsi, les longeurs des intervalles $\Delta\alpha_j$ sont modifiées à chaque itération. On s'arrête dès que la variance de l'estimateur moyen devient inférieure à une valeur donnée, ou quand le nombre d'itérations devient trop grand. Dès qu'une de ces conditions d'arrêt est réalisée, on fixe les valeurs des $\Delta\alpha_j$. En fait, minimiser la variance σ^2 par rapport aux $\Delta\alpha_j$ tend à modifier les intervalles de sorte que ceux-ci soient plus nombreux au voisinage des singularités de la fonction f. Cette étape nous a donc permis de définir le découpage optimum de l'intervalle d'intégration, en utilisant l'information sur le comportement de la fonction. Concrètement, si la fonction f présente un pic en une valeur x_{pic} de x, les longueurs des intervalles au voisinage de cette valeur seront très petites. Dans le cas multidimensionnel, tout ce qui précède se transpose aisément. On parle alors d'hypercubes plutôt que d'intervalles. L'étape décrite ci-dessus consiste donc en la définition des hypercubes optimaux. Cette étape est appelée “définition de la grille”.

Les $\Delta\alpha_j$ étant maintenant définis, on va calculer plusieurs estimateurs S_i en prenant M échantillons $(x_1, ..., x_{N_p})$ différents dans $[0,1]$. On en déduit comme précédemment un estimateur moyen S_{moyen}, à partir de S_1, .. S_M, et sa variance σ^2. On accumule le nombre d'échantillons (c'est-à-dire on augmente M), jusqu'à ce que cette variance soit inférieure à une valeur donnée (pas nécéssairement la même que précédemment), ou dès que le nombre d'itérations devient trop grand. Cette étape s'appelle “étape d'accumulation”.

On a ainsi calculé l'intégrale $I = S_{moyen}$ de la fonction, ce qui est le premier résultat voulu. Reste à générer des x suivant la distribution $f(x)$.
On définit pour cela une nouvelle fonction F :
$$F(x) = f(x) n \Delta\alpha_{j_x}$$
où $\Delta\alpha_{j_x}$ est la longueur de l'intervalle contenant le point x et n est le nombre de subdivisions de l'intervalle d'intégration. Ceci devient, en dimension N :
$$F(x_1, ..., x_N) = f(x_1, ..., x_N) \prod_{i=1}^{N} n_i \Delta\alpha_{j_i}$$
où $\prod_{i=1}^{N} \Delta\alpha_{j_i}$ est le volume de l'hypercube contenant $(x_1, ..., x_N)$ et n_i le nombre de subdivisions de l'intervalle d'intégration associé à la i^{eme} variable. On choisit alors

un intervalle (ou un hypercube) avec la probabilité P_i :

$$P_i = \frac{1}{n}\frac{1}{\Delta\alpha_i}$$

ou, en dimension N :

$$P_i = \frac{1}{\prod_k n_k \Delta\alpha_{j_k}}$$

Un hypercube étant choisi, on prend au hasard un point $(x_1, ...x_N)$ dans cet hypercube. On calcule alors la valeur de la fonction F en ce point. On le garde si la condition suivante est réalisée :

$$\frac{F(x_1, ..., x_N)}{F_{max}} \geq \beta$$

où β est un nombre aléatoire entre 0 et 1, et F_{max} la valeur maximale de la fonction F.

En résumé et pour comparer avec ce qui a été dit au début de ce paragraphe :

- Les points $(x_1, ..., x_N)$ ne sont plus pris aléatoirement mais de préférence au voisinage des pics de la fonction (choix de l'hypercube);
- La fonction qui passe le test "du deuxième tirage" n'est plus la fonction f, mais une fonction F beaucoup plus uniforme. En effet, si en un point la valeur de f est importante, le volume de l'hypercube qui contient ce point sera faible. La fonction F est donc "aplanie", ce qui donnera des efficacités de génération élevées.

Un ensemble de routines appelé BASES/SPRING [10] permettant d'intégrer une section efficace différentielle et de générer des événements, selon la méthode décrite ci-dessus, est disponible aisément. BASES est la partie qui réalise l'intégration, SPRING celle qui génère les événements.
Le paragraphe suivant présente un exemple d'application de cette méthode. Le processus concerné est la production de paire de squarks.

5.2.2 Génération d'événements de production de paires de squarks

Nous allons définir ici les variables utilisées pour la production de paire de squarks stops par fusion boson-gluon :

$$e^+p \rightarrow e^+\tilde{t}\bar{\tilde{t}}X.$$

Notons :

- k et k' les quadri-impulsions du positron incident et diffusé ,
- p_f et p'_f celles du stop et de l'anti-stop ,
- P et p celles du proton et du gluon. On suppose que le gluon est émis colinéairement au proton et on note :

$$p = \eta P \qquad ;$$

- $q = k - k'$ le quadri-vecteur du photon ,
- S, $\hat{s}$ et s_G les carrés des énergies dans le référentiel du centre de masse de la réaction (e^+,proton), (γ, gluon) et (e^+, gluon), soit : $\hat{s} = (p_f + p_{f'})^2 = (p+q)^2$ et $s_G = (p+k)^2$.

On définit ensuite les variables de Mandelstam pour la réaction $\gamma g \to \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$:

- $\hat{t} = (p - p_f)^2$;
- $\hat{u} = (p - p_{f'})^2$.

ainsi que les grandeurs :

$$x = \frac{Q^2}{2(P.q)} \quad ; \quad x_G = \frac{Q^2}{2(p.q)} = \frac{1}{\eta}x \quad ; \quad y = \frac{(P.q)}{(P.k)} \quad ; \quad z = \frac{(p.p_f)}{(p.q)} \tag{5.4}$$

Le processus d'émission du gluon par le proton est déterminé dès que l'on connaît la variable η. Le sous-processus $e^+g \to e^+\tilde{t}\bar{\tilde{t}}$ est décrit par $3 \times 4 - 4 - 3 = 5$ variables indépendantes, donc la réaction étudiée est définie par 6 variables indépendantes. Il nous faut donc déterminer 6 variables en fonction desquelles la section efficace différentielle s'exprime le plus simplement possible. Une de ces variables sera η, la fraction d'impulsion du proton emportée par le gluon. Par ailleurs, un autre degré de liberté trivial correspond à l'angle azimuthal ϕ_e du positron diffusé, par rapport à la direction du positron incident. Cet angle est compris entre 0 et 2π, et la section efficace différentielle est indépendante de cet angle.

Une fois cet angle connu, on se place dans le référentiel du centre de masse du système γ-gluon. On définit un axe (Oz) par le vecteur $\vec{p}$. On définit ensuite l'axe (Ox) de telle sorte que (Ox) soit perpendiculaire à (Oz), le plan (Oz, Ox) soit le plan $(\vec{k}, \vec{p})$ et que $\vec{k}.\vec{p} \geq 0$. Notons que l'angle ϕ_e correspond à une rotation de l'axe (Ox) autour de (Oz). On complète ensuite de sorte à obtenir un trièdre direct (Ox, Oy, Oz) . A partir des angles θ et Φ définis sur la Fig. 5.1, on peut écrire les quadrivecteurs de toutes les particules :

$$p = \begin{pmatrix} \eta P \\ 0 \\ 0 \\ \eta P \end{pmatrix} \qquad q = \begin{pmatrix} E_\gamma^* \\ 0 \\ 0 \\ -\eta P \end{pmatrix} \qquad k = \begin{pmatrix} E_e \\ E_e \sin\beta \\ 0 \\ E_e \cos\beta \end{pmatrix}$$

$$p_f = \begin{pmatrix} E_f^* \\ q_f \sin\theta\cos\Phi \\ q_f \sin\theta\sin\Phi \\ q_f \cos\theta \end{pmatrix} \qquad p_f' = \begin{pmatrix} E_f^* \\ -q_f \sin\theta\cos\Phi \\ -q_f \sin\theta\sin\Phi \\ -q_f \cos\theta \end{pmatrix}$$

Les énergies E_γ^* du photon et E_f^* du stop et de l'antistop dans le centre de masse de la réaction γ-gluon sont reliées par la conservation de l'énergie : $E_\gamma^* + \eta P = 2E_f^*$. Ainsi, les cinq variables (en plus de ϕ_e) qui permettent de déterminer entièrement la cinématique de la réaction peuvent être prises parmi : η, β, E_f^*, θ et Φ. Par ailleurs, la variable $Q^2 = -q^2$ s'exprimant trivialement en fonction de E_γ^* et de η, on peut aussi choisir : η, β, Q^2, θ et Φ. Enfin, connaître la quantité z définie par (5.4)

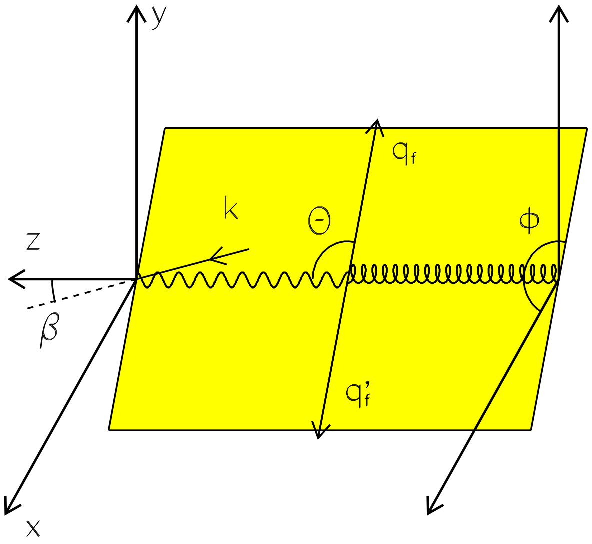


Figure 5.1: *Définition des grandeurs utilisées pour décrire la production d'une paire stop-antistop par fusion photon-gluon.*

permet de connaître θ, et la donnée de y est équivalente à celle de β, par la simple expression des produits scalaires intervenant dans les expressions de z et y. Les variables qu'on choisit pour définir la cinématique du processus seront alors : η, Φ, Q^2, z, y et ϕ_e. La section efficace étant indépendante de ϕ_e, on intègrera uniquement sur les cinq premières variables et le résultat sera multiplié par 2π. Ce sont donc η, Φ, Q^2, z et y qui seront les x_i de la section précédente.
Afin de réaliser l'intégration et la génération d'événements, il nous reste à connaître le domaine cinématique autorisé pour chacune de ces variables. Le calcul, mis à part celui de la valeur limite inférieure de Q^2, est présenté dans [11], pour la production de paires $c\bar{c}$ par fusion γ-gluon dans les collisions ep. Les résultats sont transposables ici en remplaçant la masse du quark c par celle du stop. On obtient :

$$0 \leq \Phi \leq 2\pi$$

$$z_{max,min} = \frac{\hat{s} \pm \sqrt{(\hat{s} - 2m_{\tilde{t}_1}^2)^2 - 4m_{\tilde{t}1}^4}}{2\hat{s}}$$

Pour la variable Q^2, on pose $q = yk + q_T$. En combinant avec $k' = (1-y)k - q_T$, on obtient :

$$Q^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} - \frac{1}{1-y} q_T^2.$$

De plus, $(P.q_T) = 0$ implique que $q_T^2 \leq 0$, et par conséquent :

$$Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$$

Par ailleurs :

$$Q^2_{max} = ys - W_1^2$$

avec $W_1^2 = (2m_{\tilde{t}_1} + M)^2 - M^2$, M étant la masse du proton. Les bornes pour la variable η sont :

$$\eta_{max} = 1 \qquad \text{et} \qquad \eta_{min} = \frac{4m^2_{\tilde{t}_1} + Q^2}{yS}$$

$$y_{min,max} = \frac{S + W_1^2 \pm \sqrt{(S - W_1^2)^2 - 4m_e^2 W_1^2}}{2(S + m_e^2)}$$

A partir de ces ingrédients, l'intégration de la section efficace différentielle et la génération d'événements est réalisée à l'aide de BASES et SPRING, suivant la méthode expliquée dans la section précédente. La densité de gluons choisie pour convoluer avec la section efficace du sous-processus $e^+g \to \tilde{t}\bar{\tilde{t}}$ correspond à la paramétrisation GRV-LO [12, 13]. Une incertitude de $\simeq 15\%$ est liée à ce choix, et a été déterminée en comparant les résultats de l'intégration obtenus avec GRV-LO et MRSD- [14].
Le traitement du résidu du proton est le suivant. Dans un processus de fusion photon-gluon, le résidu du proton est constitué des trois quarks de valence du proton. Ils sont alors divisés en un quark et un diquark, l'énergie et le moment étant répartis entre les deux. Pour l'instant, le générateur n'inclut pas les corrections radiatives. Seule la fragmentation (à l'aide du modèle de Lund) est réalisée.
Les valeurs des masses du stop pour lesquelles on dispose d'une simulation, ainsi que les sections efficaces de production, sont présentées dans la table 5.1. Comme on l'a déjà signalé au chapitre 3, cette section efficace diminue très rapidement avec la masse du stop, et seules de faibles masses de stop pourront être sondées avec la luminosité accumulée par l'expérience en 1994.

Masse du stop (GeV)	σ (GRV-LO) (pb)	σ ($MRDS^-$) (pb)
5	2652.17 ± 13.37	2495.79 ± 12.56
7	721.75 ± 3.39	725.81 ± 3.36
9	260.10 ± 1.13	274.65 ± 1.19
10	167.28 ± 0.71	180.15 ± 0.76
15	28.10 ± 0.11	32.49 ± 0.12
20	7.17 ± 0.02	8.665 ± 0.03
30	0.859 ± 0.002	1.090 ± 0.003
40	0.15 ± 0.00	0.20 ± 0.00

Tableau 5.1: *Masses pour lesquelles une simulation d'événements de production de paires de stops a été réalisée. Les sections efficaces de production, obtenues avec les paramétrisations GRV-LO et* $MRDS^-$ *sont également données.*

5.2.3 De la génération à la reconstruction

Le programme de génération SPRING délivre des quadri-vecteurs associés aux particules de l'état final. Ces quadri-vecteurs sont ensuite stockés dans des tableaux ayant un format bien particulier, afin qu'ils puissent être lus par le programme JETSET [15]. Ce dernier gère l'étape de fragmentation, qui consiste en l'habillage des quarks "nus" en des hadrons non colorés à l'aide du modèle des "cordes de Lund". Les chaînes de désintégration que suivent ces hadrons sont aussi réalisées par JETSET. L'ensemble des particules de l'état final après la fragmentation est ensuite transmis au programme H1SIM, qui réalise la simulation du détecteur H1. H1SIM suit l'évolution de ces particules dans les différents milieux qui constituent le détecteur, en simulant leurs interactions avec le milieu suivant les sections efficaces correspondantes. Le déroulement du programme H1SIM consiste en trois étapes principales :

- la simulation des interactions des particules compte tenu de la géométrie du détecteur. Cette étape est réalisée à l'aide du programme GEANT [16] adapté pour H1. En ce qui concerne la calorimétrie, GEANT simule le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans le calorimètre, en s'appuyant sur des paramétrisations connues pour l'extension longitudinale et transverse des gerbes. A la fin de cette étape, on dispose, pour chaque particule, des coordonnées des points d'entrée et de sortie dans les différentes parties du détecteur de traces, ainsi que l'énergie déposée par chacune dans les calorimètres;
- ces données sont ensuite traduites en coups d'ADC, numéros de canaux électroniques... de sorte que l'information dont on dispose à la fin de cette étape soit similaire à celle que donneraient des données réelles.
- la dernière étape consiste à simuler la réponse des différents niveaux de déclenchement.

Le programme de simulation délivre donc des informations qui peuvent être traitées comme des données réelles par le programme de reconstruction. Entre autres, c'est lors de la reconstruction que les charges collectées sont transformées en énergies, que différentes suppressions de bruit sont appliquées, que les énergies "hadroniques" sont pondérées pour prendre en compte le fait que que le calorimètre répond différemment suivant que c'est un pion ou un électron qui y a déposé de l'énergie. Par ailleurs, c'est aussi lors de la reconstruction que les différentes cellules touchées sont regroupées en "agrégats", cette procédure ayant pour but d'associer un amas de cellules à la gerbe d'une particule.

5.3 Générateurs d'événements pour la production résonante de squarks

Plusieurs générateurs sont disponibles pour générer des squarks produits par résonance entre le lepton incident et un quark venant du proton. La différence réside dans le mode de désintégration du squark.

5.3.1 Désintégrations des squarks par $\not{R}_p$

Le Monte-Carlo LEGO [17] a été utilisé pour générer des squarks produits et se désintégrant par $\not{R}_p$. La méthode d'intégration et de génération est celle décrite précédemment. La section efficace du sous-processus $e^+q' \to \tilde{q} \to e^+(\nu)q'(q)$ est convoluée avec la densité de quarks dans le proton, paramétrisée par $MRSD^-$ [14]. L'échelle choisie pour évaluer cette densité de partons a été choisie au carré de la masse de la nouvelle particule. Les corrections radiatives électromagnétiques sur le lepton initial, ainsi que les cascades de partons initiale et finale, sont prises en compte dans le Monte-Carlo. La fragmentation est réalisée à l'aide du modèle de Lund.
Ce générateur a été écrit initialement pour étudier la production de leptoquarks à HERA. Les leptoquarks présentent beaucoup d'analogies avec les squarks produits par $\not{R}_p$. En effet, en adoptant les notations de [17, 18] :

- le leptoquark $\tilde{S}_{1/2}$ et le squark $\tilde{u}_L$ sont produits tous deux par fusion entre un positron et un quark d du proton. Le leptoquark $\tilde{S}_{1/2}$ se désintègre en un positron et un quark uniquement. De même, la seule désintégration $\not{R}_p$ du squark $\tilde{u}_L$ est $\tilde{u}_L \to e^+d$.
- la même analogie existe entre le leptoquark S_0 et le squark $\bar{\tilde{d}}_R$, tous deux pouvant se désintégrer par courant neutre ou courant chargé.

Le générateur LEGO permet donc d'étudier les canaux S1 et S2 (en reprenant les notations du chapitre 3), qui correspondent à des états finals caractérisés par :

- ou bien un positron et un jet.
- ou bien de l'impulsion transverse manquante et un jet.

L'énergie transverse du positron de l'état final, ou l'impulsion transverse manquante de l'événement, va naturellement dépendre de la masse de la résonance. Ainsi, plusieurs lots de 500 événements ont été générés, pour différentes masses de squark. Les valeurs de masses pour lesquelles on dispose d'une génération, ainsi que les couplages de $\not{R}_p$ choisis pour chaque masse, sont donnés dans la table. 5.2. La valeur du couplage joue un rôle important à grande masse. En effet, on a vu au chapitre 3 que la largeur de désintégration d'un squark par $\not{R}_p$ est proportionnelle au carré du couplage. Pour un squark très massif et un couplage assez élevé (de l'ordre de 1), cette largeur peut devenir importante. Dès lors, la courbe de masse du squark formé n'est plus représentée par une fonction de Dirac, mais par une Breit-Wigner présentant entre autres une longue queue vers les basses masses. Supposons par exemple que

Masse (GeV)	35	50	75	100	125	150	175	200	225	250	275
λ'_{111}	0.03	0.04	0.05	0.06	0.08	0.10	0.15	0.25	0.40	1.00	1.00

Tableau 5.2: *Masses et couplages pour lesquels des événements LEGO (en courant neutre et chargé) ont été simulés.*

la masse du squark $\tilde{u}_L$ est 250 GeV . Par la convolution de la Breit-Wigner avec la densité de quarks d dans le proton, il va devenir très probable de former le squark à une masse bien inférieure à sa masse "réelle" (car les densités de partons dans le proton "tombent" très rapidement quand on tend vers des valeurs très élevées de x). Ainsi, sur tous les squarks de 250 GeV générés, beaucoup sont très hors couche de masse, et la distribution de la masse générée s'étend vers les basses masses. Ceci est illustré sur la Fig. 5.2. Le spectre de la masse générée dépend donc beaucoup du couplage pour des squarks très massifs. En moyenne, l'énergie transverse du positron de l'état final (ou l'impulsion transverse manquante de l'événement) pour des squarks de 250 ou 275 GeV sera donc plus faible si $\lambda'_{111} = 1$ que si $\lambda'_{111} = 0.01$. On conçoît alors que les efficacités de sélection sur le signal dépendent du couplage à grande masse de squark. En particulier, on verra au chapitre suivant qu'un des critères de sélection sera de demander, par exemple, un lepton de grande énergie transverse. A grande masse de squark, on s'attend donc à observer une perte d'efficacité du fait du spectre en masse générée. Ainsi, pour chaque masse de squark générée, nous avons estimé, compte tenu de la luminosité accumulée, la limite de sensibilité que l'on peut atteindre sur le couplage de $\not{R}_p$. Pour la génération, des valeurs proches de la limite attendue ont donc été choisies.

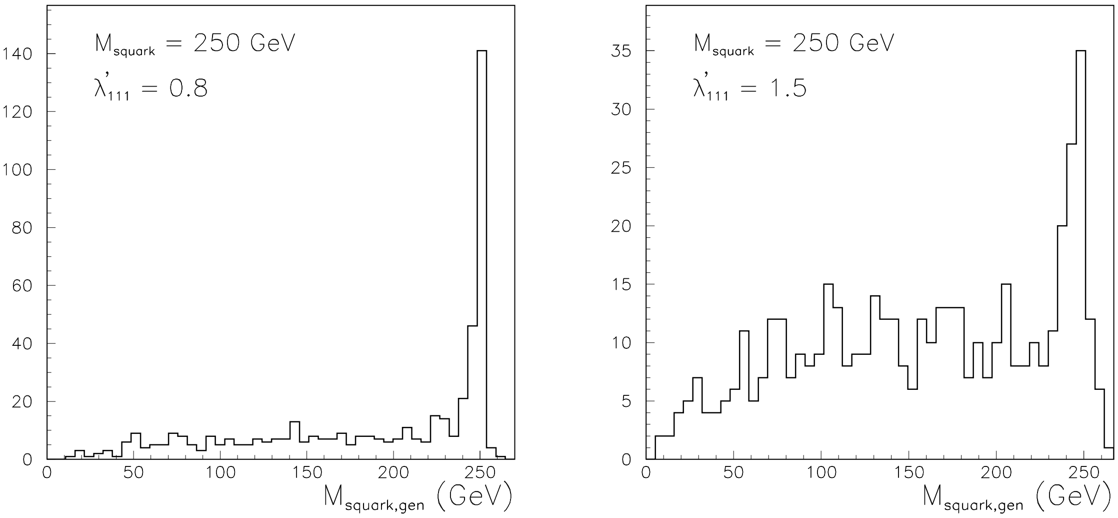


Figure 5.2: *Distributions de la masse générée pour un squark de* 250 GeV *et deux valeurs du couplage de $\not{R}_p$. Les corrections radiatives fortes et électromagnétiques ne sont pas prises en compte dans la figure.*

En toute rigueur, cet effet devrait être accentué du fait que la largeur du squark est supérieure à $\Gamma(\tilde{q} \rightarrow e^+ q)$ (en raison des autres voies de désintégrations possibles). Néanmoins, compte tenu de la luminosité accumulée par l'expérience, seuls des couplages élevés peuvent être sondés pour de grandes masses de squarks. On verra au chapitre 7 que la désintégration du squark par $\not{R}_p$ est alors nettement dominante. Prendre $\Gamma_{\tilde{q}} = \Gamma(\tilde{q} \rightarrow e^+ q)$ est donc une bonne approximation.

Comme on l'a signalé plus haut, les corrections radiatives électromagnétiques sur la ligne du positron incident sont prises en compte dans le générateur. Les cascades de partons, sur le quark de l'état initial (avant l'interaction positron-quark) et final, sont également implémentées. On va voir l'effet de ces corrections radiatives dans le paragraphe suivant.

Effets des corrections radiatives

Les corrections radiatives électromagnétiques sur le positron incident, ainsi que les cascades de partons dans l'état initial et final, affectent la cinématique de l'événement. Les corrections électromagnétiques sur le lepton final sont également prises en compte, mais leur effet est limité, car le photon est généralement émis très proche de l'électron. On trouvera dans [17, 19] des détails sur l'effet séparé de chacune de ces corrections. On va voir ici comment ces corrections affectent la reconstruction de la masse du squark, et comment cet effet se compare à celui dû à la résolution du détecteur. On a dit au chapitre 3 que la masse de la résonance formée est reliée à la variable de Bjorken x par : $M = \sqrt{xS}$, S étant le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction *ep*. La variable x peut être reconstruite à partir de la cinématique du positron diffusé, on verra comment dans la section 5 de ce chapitre. La Fig. 5.3 montre la résolution en masse obtenue en utilisant le positron généré et en éteignant les corrections radiatives électromagnétiques et fortes, avec toutes les corrections et avec la cinématique du positron généré, et avec les corrections mais en utilisant le positron reconstruit. On voit sur la figure que c'est essentiellement la résolution du détecteur qui dégrade la reconstruction sur la masse du squark, la largeur reconstruite étant alors d'une dizaine de GeV .

5.3.2 Désintégrations des squarks en neutralino

Le générateur d'événements SUSSEX [17] permet de générer des squarks se désintégrant en neutralino, ce dernier se désintégrant par $\not{R}_p$ en un positron (ou un neutrino) et deux jets. La méthode d'intégration et de génération est la même que précédemment. Les corrections radiatives sont implémentées comme dans LEGO. A nouveau, pour des squarks très lourds, on observe une queue vers les basses masses dans la distribution de la masse générée. Cet effet sera là encore à l'origine de pertes d'efficacités, comme on le verra dans le chapitre suivant. Différents lots de 500 événements ont été générés, pour diverses masses du squark et du neutralino χ_1^0. Les caractéristiques de chaque génération sont données dans la table 5.3. Lorsque le χ_1^0 se désintègre en lepton chargé par exemple, l'énergie transverse de ce dernier dépend de la masse du χ_1^0. Les efficacités de sélection vont donc dépendre à la fois de $M_{\tilde{q}}$ et de $M_{\chi_1^0}$, d'où la nécessité de disposer de plusieurs générations pour une masse de squark donnée.

5.3.3 Désintégrations des squarks en chargino

On a vu au chapitre 3 quelles sont les différentes chaînes de désintégration lorsque $\tilde{q} \rightarrow q'\chi_1^+$. Si le chargino se désintègre immédiatement par violation de R-parité selon $\chi_1^+ \rightarrow e^+ + 2$ jets, l'état final est celui que peut simuler le générateur SUSSEX.

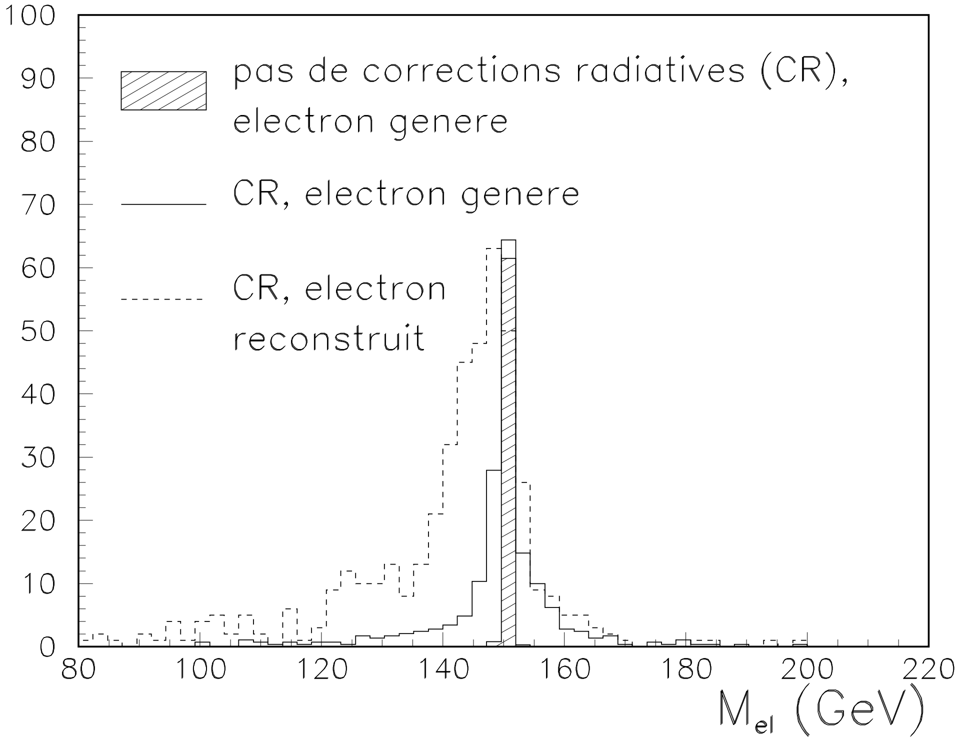


Figure 5.3: *Effets des corrections radiatives et de la résolution du détecteur sur la masse d'un squark de* 150 GeV *se désintégrant en* e^+q. *La figure a été réalisée à partir d'événements simulés à l'aide du générateur LEGO. La normalisation des trois histogrammes est arbitraire.*

Par contre, si le chargino se désintègre via un W^+ ou un sfermion virtuel, les états finals sont différents et ce générateur ne peut pas être utilisé. Pour cela, j'ai écrit un générateur au niveau des partons qui permet d'étudier la cinématique des canaux S5 à S8. Les processus traités sont les suivants :

- $\chi_1^+ \to l^+\nu\chi_1^0$,
- $\chi_1^+ \to l^+q\bar{q}'\chi_1^0$,

les états finals dépendant ensuite de ce qu'il advient du neutralino (s'il est stable ou s'il se désintègre à l'intérieur du détecteur). Notons que le programme d'intégration et de génération BASES/SPRING donne des résultats plus précis que les autres méthodes moins sophistiquées, mais n'est pas très souple, surtout lorsque beaucoup de processus sont à considérer. Ici, en raison du nombre de canaux possibles, son utilisation aurait été techniquement très lourde, et seule une simple génération de ces processus a été réalisée. On va détailler l'exemple du premier processus :

$$\begin{array}{llll} e^+ \, d & \to & \tilde{u}_L & \\ & & \hookrightarrow \; \chi_1^+ & d \\ & & \quad \hookrightarrow \; l^+\nu\chi_1^0 & \end{array}$$

$M_{\tilde{q}}$ (GeV)	$M_{\chi_1^0}$ (GeV)	λ'_{111}
50	20	0.04
	40	0.04
75	20	0.05
	40	0.05
100	20	0.06
	40	0.06
	80	0.06
150	20	0.10
	40	0.10
	80	0.10
200	20	0.25
	40	0.25
	80	0.25
	160	0.25
250	20	1.00
	40	1.00
	80	1.00
	160	1.00
275	20	1.00
	40	1.00
	80	1.00
	160	1.00

Tableau 5.3: *Masses et couplages pour lesquels des événements SUSSEX ont été simulés.*

la désintégration du chargino procédant via l'un des graphes de la Fig. 5.4. La procédure suivie comprend les étapes suivantes :

1. On commence par fixer la masse du squark, ainsi que les valeurs des paramètres du modèle μ, M_2 et $\tan\beta$. Ces paramètres étant fixés, on connaît les masses des neutralinos et des charginos, ainsi que les différents couplages dont on va avoir besoin.

2. Le squark de masse $M_{\tilde{q}} = \sqrt{xS}$ est produit par fusion entre le positron et un quark du proton, ce quark emportant une fraction x de l'impulsion du proton. La masse du squark étant choisie, on connaît x et donc la transformation de Lorentz permettant de se placer dans le référentiel du centre de masse du squark est définie (on suppose que le "boost" de Lorentz est parallèle à l'axe des faisceaux, c'est-à-dire que le squark ne possède pas d'impulsion transverse).

3. On se place alors dans le référentiel de repos du squark. On tire un angle Φ aléatoire entre 0 et 2π, qui définit le plan de la réaction $\tilde{q} \to \chi_1^+ q'$. On choisit aussi l'angle polaire θ^* d'émission du chargino dans le référentiel de repos du

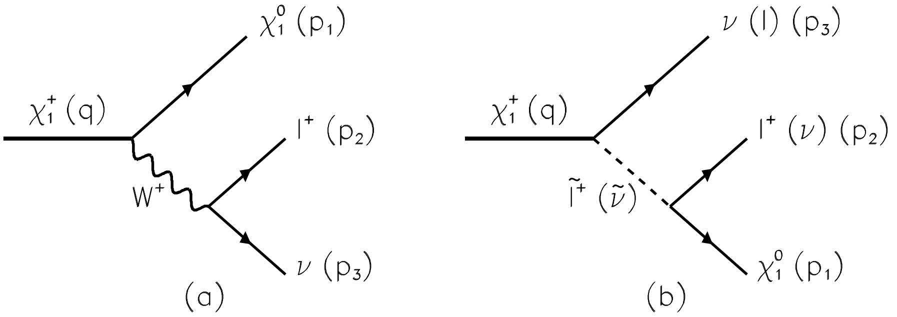


Figure 5.4: *Diagrammes de Feynman pour la désintégration du chargino en neutralino, lepton chargé et neutrino.*

squark. Cet angle, entre 0 et π, est tiré de manière à ce que son cosinus suive une loi de distribution uniforme, puisque le squark est un objet scalaire. Dans le référentiel du centre de masse du squark, l'énergie emportée par le chargino s'écrit alors $E^*_{\chi_1^+} = (M^2_{\tilde{q}} - M^2_{\chi_1^+})/2M_{\tilde{q}}$. Connaissant ces angles, ainsi que les masses du $\tilde{q}$ et du χ_1^+, le quadrivecteur q du chargino est entièrement déterminé. On peut donc faire une nouvelle transformation de Lorentz, afin de se placer dans le référentiel de repos du chargino.

4. La désintégration du chargino est ensuite réalisée dans ce référentiel à l'aide des éléments de matrice correspondant au processus $\chi_1^+ \to \chi_1^0 l^+ \nu$. Pour cela, on génère des quadrivecteurs p_1, p_2 et p_3 pour les trois particules de l'état final suivant l'élément d'espace de phase à trois corps. Ceci est réalisé en utilisant la routine GENBOD [20] de CERNLIB, qui, à chaque appel, délivre trois quadrivecteurs (pour le χ_1^0, le lepton chargé et le neutrino), ainsi qu'un poids w correspondant à l'élément d'espace de phase. A partir de ces quadrivecteurs, on calcule les variables de Mandelstam $s = (q-p_1)^2$, $t = (q-p_2)^2$ et $u = (q-p_3)^2$, et l'amplitude de diffusion $A(s,t,u) = |M_a(s,t,u) + M_b(s,t,u) + M_{a,b}(s,t,u)|^2$, M_a, M_b et $M_{a,b}$ étant les éléments de matrice des diagrammes de la Fig. 5.4a,b et le terme d'interférence. Leur expression, qu'on trouvera dans [21], dépend des paramètres μ, M_2 et $\tan\beta$ du modèle. Cette amplitude est alors multipliée par le poids de l'événement : $W = A \times w$. Ayant au préalable calculé le maximum W_{max} de ce produit, on calcule W/W_{max}.

5. On termine en appliquant le principe du double tirage : on prend un nombre aléatoire entre 0 et 1, si ce nombre est inférieur à W/W_{max} l'événement est gardé. Le cas échéant, on essaie un autre événement en retournant à l'étape précédente.

Les quadrivecteurs des particules finales subissent enfin une transformation de Lorentz, pour se replacer dans le référentiel du laboratoire. Notons que si le neutralino se

désintègre (c'est-à-dire s'il est dominé par sa composante photino ou zino), la même méthode est appliquée : on se place dans le référentiel de repos du neutralino, et sa désintégration est réalisée suivant l'élément d'espace de phase et les éléments de matrice ad-hoc.
Par ailleurs, la procédure utilisée pour la génération nous sert aussi à calculer les largeurs partielles de désintégrations du chargino. On somme pour cela tous les produits $W = A \times w$ et on divise par le nombre d'essais réalisés (c'est-à-dire le nombre d'appels à GENBOD). Le résultat doit être ensuite multiplié par un facteur de normalisation égal à $(2\pi)^{4-3N_p}/M_{\chi_1^+}$, $N_p = 3$ étant le nombre de particules dans l'état final. Naturellement, cette méthode d'intégration est d'autant plus précise que le nombre d'essais est élevé. Ainsi, pour calculer le maximum de $A \times w$, un très grand nombre d'appels à GENBOD est réalisé.
Pour les désintégrations du chargino où la R-parité est conservée, les résultats obtenus pour le calcul des largeurs a été comparé à ce que donne ISASUSY [22], qui est un programme permettant de faire des calculs de supersymétrie avec R-parité conservée. L'accord entre les deux méthodes est très bon, de l'ordre de quelques pourcents.

Il nous reste maintenant, afin de pouvoir utiliser ce générateur pour obtenir des efficacités de sélection, à simuler la réponse du détecteur à un tel signal. Au contraire des autres canaux supersymétriques étudiés, une simulation complète du détecteur n'a pas été réalisée pour ces processus. En effet, il nous aurait fallu simuler plusieurs lots d'événements, pour différentes masses de squark, de chargino et de neutralino, et ce pour tous les canaux possibles. La simulation complète du détecteur prenant beaucoup de temps (il faut compter 6 heures pour simuler 500 événements de production de paires de stops sur la machine SGI de DESY), on a choisi de convoluer les quadrivecteurs des particules de l'état final avec la résolution du détecteur. Ainsi, par exemple, si l'énergie d'un quark de l'état final est E, on la modifie selon $E' = E + \alpha \times 50\%\sqrt{E}$, α étant un nombre aléatoire suivant une distribution Gaussienne de valeur moyenne nulle et d'écart-type égal à 1. Pour un électron, c'est 12% et non pas 50% qui intervient dans la formule précédente.
La méthode de génération et de simulation décrite plus haut étant simple et rapide à appliquer, les processus que traite le Monte-Carlo SUSSEX ont également été implémentés dans le "générateur quadrivecteurs". Les efficacités obtenues à partir du "générateur quadri-vecteurs" et du Monte-Carlo SUSSEX peuvent donc être comparées pour le processus $\tilde{q} \to q\chi_1^0$ suivi de $\chi_1^0 \to e^\pm +$ 2 jets ou $\nu +$ 2 jets. Comme on le verra au chapitre suivant, cette comparaison donne de bons résultats, de sorte que les efficacités dans les canaux pour lesquels on ne dispose pas d'une simulation complète du détecteur peuvent bien être obtenues à l'aide du générateur "quadrivecteurs".

5.4 Mesure des énergies et identification de l'électron

On va voir dans cette section comment, dans le calorimètre à argon liquide, on distingue un pion d'un électron. Cette identification est la pierre angulaire de plusieurs de nos canaux d'analyse.

5.4.1 Reconstruction des énergies

Pour chaque canal de lecture, le nombre de coups d'ADC est d'abord converti en charge électrique déposée (cette opération est réalisée en temps réel, dans les DSP (Digital Signal Processor). Le facteur de proportionnalité permettant de passer des coups d'ADC aux charges est déterminé lors de prises de données spéciales appelées "runs de calibration", pendant lesquelles on injecte une charge connue dans le circuit intégrateur en envoyant une tension connue sur une capacité de 47 pF. Le passage des charges déposées aux énergies se fait ensuite lors de la reconstruction, en utilisant les constantes de calibration établies lors des prises de données réalisées entre 1988 et 1992, sur un faisceau test SPS du CERN. De cette manière, une énergie est associée à chaque canal de lecture.

Les différentes cellules sont alors regroupées en "agrégats". Ce regroupement a pour but d'associer un agrégat à la gerbe d'une particule. Cette étape est réalisée lors de la reconstruction des données. Lors de cette procédure, des suppressions de bruit sont réalisées. Ainsi, une cellule ne sera considérée comme initiateur d'un agrégat que si l'énergie qui y a été déposée est au-dessus de 4σ de la distribution du bruit électronique. Parmi les 26 voisines de cette cellule, seulement celles qui sont à plus de 2σ du bruit sont gardées. Le regroupement des cellules s'opère ensuite en utilisant des critères de proximité. On trouvera des détails sur cette procédure de "clusterisation" dans l'annexe de [23].

Notons qu'une correction pour tenir compte des matériaux morts devant le calorimètre est appliquée aux cellules électromagnétiques. Ainsi, l'énergie d'une cellule électromagnétique est augmentée de $\simeq 3.4\%$ si la cellule se trouve dans la roue BBE, de 1.5% ailleurs.

Une correction pour les cellules hadroniques est aussi appliquée. En effet, les constantes de calibration sont calculées de sorte que l'énergie mesurée d'un électron corresponde à son énergie incidente. Mais la réponse du calorimètre à un électron et un hadron de même énergie est différente. Pour aprendre en compte cette différence, il faut appliquer un facteur de pondération aux cellules hadroniques.

5.4.2 Identification de l'électron

Afin d'identifier un électron dans le calorimètre, on regroupe différents agrégats en une "enveloppe électron". On étudie ensuite si les caractéristiques de cet ensemble d'agrégats correspondent à ce que doit donner une gerbe électromagnétique.

Enveloppe "électron"

Partant d'un agrégat électromagnétique, on définit un axe passant par le vertex d'interaction et le centre de gravité de l'agrégat. On ouvre alors un cône, dont le sommet est situé sur cet axe et à 1 m du centre de gravité de l'agrégat, de demi-angle au sommet égal à 7.5^o. Toutes les cellules contenues à l'intérieur de ce cône, et dans la section électromagnétique du calorimètre ou dans la première couche ("layer") du calorimètre hadronique, constituent ce qu'on appelle l'enveloppe électron. Cette définition a été optimisée pour que l'énergie déposée par un électron soit entièrement contenue dans l'enveloppe [18, 24].

La Fig. 5.5 montre l'utilité de prendre en compte les dépôts d'énergie situés dans la première "layer" du calorimètre hadronique. Les figures (a) et (b) ont été réalisées à partir d'événements simulés de diffusion inélastique profonde par courant neutre pour lesquels l'énergie déposée par le positron dans le calorimètre hadronique est non nulle. La nette amélioration de la valeur moyenne de l'énergie reconstruite justifie d'inclure la première "layer" hadronique dans "l'enveloppe électron".

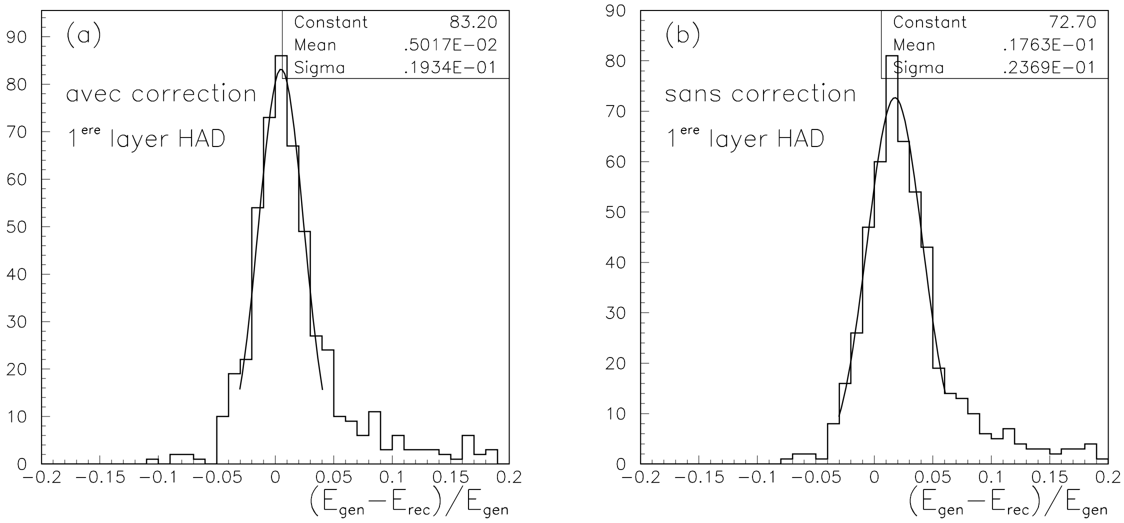


Figure 5.5: *Différence relative entre l'énergie générée du positron diffusé et l'énergie reconstruite pour des événements simulés de DIP par courant neutre : (a) en prenant en compte l'énergie déposée dans la première "layer" hadronique et (b) sans faire cette correction.*

Estimateurs pour la séparation e/π

On a vu au chapitre 3 que les événements supersymétriques recherchés se regroupent en plusieurs classes :

- ceux pour lesquels l'état final comprend un positron (ou un électron). Ces topologies correspondent aux canaux S1, S3, S4 ;
- ceux qui présentent une impulsion transverse manquante importante (correspondant aux canaux S2 et S5) ;
- pour les canaux S6 à S8, les deux propriétés ci-dessus peuvent être vérifiées.

En recherchant des événements possédant un électron ou un positron dans l'état final, on souhaite minimiser la contamination qui pourrait venir d'événements de photoproduction, où par exemple on aurait pris un π^0 dans un jet pour un "électron" (dans toute la suite, "électron" ou $e^{\pm}$ désigne un électron ou un positron). De

plus, on verra au chapitre suivant qu'il est important pour notre analyse, lorsque l'événement possède un $e^{\pm}$, de le reconnaître correctement dans le calorimètre, c'est-à-dire de ne pas prendre pour "électron" une composante d'un jet de l'état final. Afin de minimiser de telles contaminations, nous appliquons plusieurs critères, reposant essentiellement sur les propriétés des gerbes électromagnétiques permettant de distinguer la réponse du calorimètre à un "électron" et à un pion.
Pour ce faire, on commence, à partir de chaque agrégat de plus de 1 GeV , par définir l'enveloppe électron associée. On regroupe ensuite tous les agrégats qui ont au moins 75% de leur énergie à l'intérieur de cette enveloppe. Si le nombre de cellules constituant cette gerbe (c'est-à-dire cet ensemble d'agrégats) est inférieur à 4, la gerbe n'est pas identifiée comme électromagnétique. A partir de ces cellules, on calcule plusieurs estimateurs qui vont nous permettre de décider si cette gerbe "ressemble" ou non à un "électron". Pour cela, on va tenir compte du fait qu'une gerbe électromagnétique doit se développer et s'arrêter rapidement, et que sa densité en énergie doit être élevée. On utilisera également le comportement transverse d'une gerbe électromagnétique.

Tout d'abord, on a vu au chapitre 4 que la partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide correspond à une vingtaine de X_0, ce qui signifie que cette partie doit contenir la quasi-totalité d'une gerbe électromagnétique. Par contre, cette section électromagnétique ne correspond qu'à une longueur d'interaction λ_I : une gerbe hadronique est loin d'être arrêtée complètement par le calorimètre électromagnétique. On va donc demander que au moins 90% de l'énergie de l'ensemble d'agrégats défini ci-dessus soit contenus dans le calorimètre électromagnétique.

Par ailleurs, une gerbe électromagnétique possède un coeur "chaud" et compact. On cherche alors, parmi les cellules de l'ensemble d'agrégats, la cellule la plus énergétique. On définit ensuite le "coeur" de la gerbe à partir de cette cellule et de ses N "voisines" les plus proches dans le calorimètre. On calcule la fraction d'énergie de ce "coeur" à l'énergie totale électromagnétique de l'ensemble d'agrégats. Plus cette fraction f_{coeur} est élevée, plus la gerbe est compacte. La valeur de N dépend de la roue du calorimètre dans laquelle on se trouve, ces roues ayant des granularités différentes : le coeur sera constitué de d'autant plus de cellules qu'on est dans la partie avant du détecteur. N a été optimisé pour que l'estimateur f_{coeur} discrimine au mieux un "électron" d'un pion [18]. Le coeur sera constitué, en plus de la cellule la plus chaude, de 4 cellules pour les roues BBE, CB1 et CB2, de 8 cellules pour CB3, FB1 et FB2 et de 12 cellules pour la roue IF. La Fig. 5.6a montre la distribution de f_{coeur} pour des événements de DIP par courant neutre dans lesquels le bon "électron" a été finalement identifié, et pour les agrégats d'événements de photoproduction; θ_0 est l'angle polaire de l'ensemble d'agrégats ayant servi à calculer f_{coeur}, vu du point (0,0,0) et non pas du vertex d'interaction (c'est donc l'angle géométrique dans le calorimètre), et une coupure $30^o \leq \theta_0 \leq 140^o$ est appliquée sur la Fig. 5.6a. Lorsque cet angle est compris entre 30 et 140 degrés, on demandera $f_{coeur} \geq 0.45$ pour que l'ensemble d'agrégats soit associé à un "électron". Lorsque le positron est diffusé très à l'avant, f_{coeur} peut prendre des valeurs plus faibles, car à l'avant les "cracks" en θ (interstices entre les roues du calorimètre) sont plus rapprochés (par exemple le "crack" entre FB1 et FB2 est à $\theta_0 = 30^o$, celui entre FB2 et IF est à $\theta_0 = 22^o$). Ceci est illustré sur la Fig. 5.6b, qui a été réalisée à partir d'événements LEGO simulant

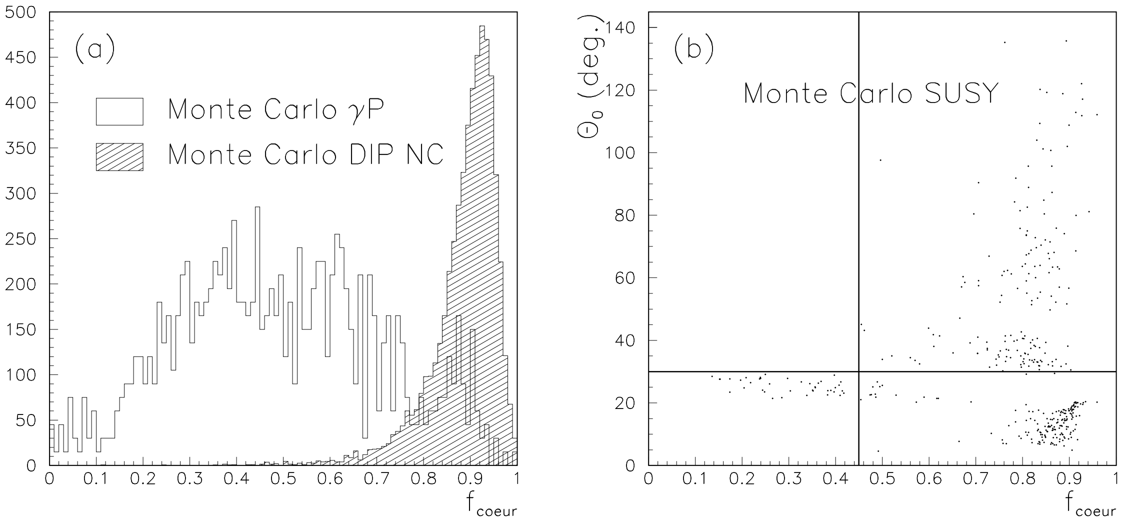


Figure 5.6: *Distributions de l'estimateur* f_{coeur} *(a) pour des événements simulés de DIP où le positron a été correctement identifié, et pour des événements de photoproduction, lorsque* $30^o \leq \theta_0 \leq 140^o$*; (b) pour une simulation de squarks de* 250 GeV *se désintégrant en* e^+*-quark.*

la désintégration d'un squark de 250 GeV en e^+ +jet (il y a trop peu d'événements à faible θ_0 dans le Monte-Carlo de DIP pour voir cet effet). Lorsque $10^o \leq \theta_0 \leq 30^o$, on demandera seulement $f_{coeur} \geq 0.1$.

Par ailleurs, on peut encore améliorer la séparation e/π en exploitant le fait qu'une gerbe électromagnétique ne doit pas être trop "étalée" dans le plan transverse. Pour cela, à partir de l'ensemble d'agrégats défini précédemment, on calcule le moment d'ordre 2 :

$$M_{r,2} = \sqrt{< r^2 > - < r >^2},$$

où $< r^i >= \frac{1}{\rho} \sum_k \frac{1}{\rho_k} r_k$. Dans cette dernière expression, ρ est la densité de l'ensemble d'agrégats, la somme porte sur toutes les cellules qui constituent cet ensemble, ρ_k étant la densité de la cellule k et r_k sa distance à l'axe de la gerbe. $M_{r,2}$ est en moyenne plus faible pour des gerbes électromagnétiques que pour des gerbes hadroniques, comme le montre la Fig. 5.7. Pour être identifiée comme électromagnétique, une gerbe devra vérifier : $M_{r,2} \leq 4$cm.

Enfin, une dernière condition est requise pour identifier une gerbe comme électromagnétique. Elle repose sur le fait qu'une gerbe associée à un "électron" va pénétrer suffisamment dans la section électromagnétique du calorimètre, et déposer de l'énergie dans les "layers" de cette section autres que la première. Ainsi, la fraction $f_{EM,0}$ de l'énergie déposée dans la première "layer" à l'énergie totale électromagnétique ne doit pas être trop proche de l'unité, et ce d'autant plus que l'angle θ_0 est voisin de 90^o, ce qui correspond à une incidence normale de l'électron par rapport aux plaques d'absorbeur. La Fig. 5.8 représente la corrélation entre $f_{EM,0}$ et

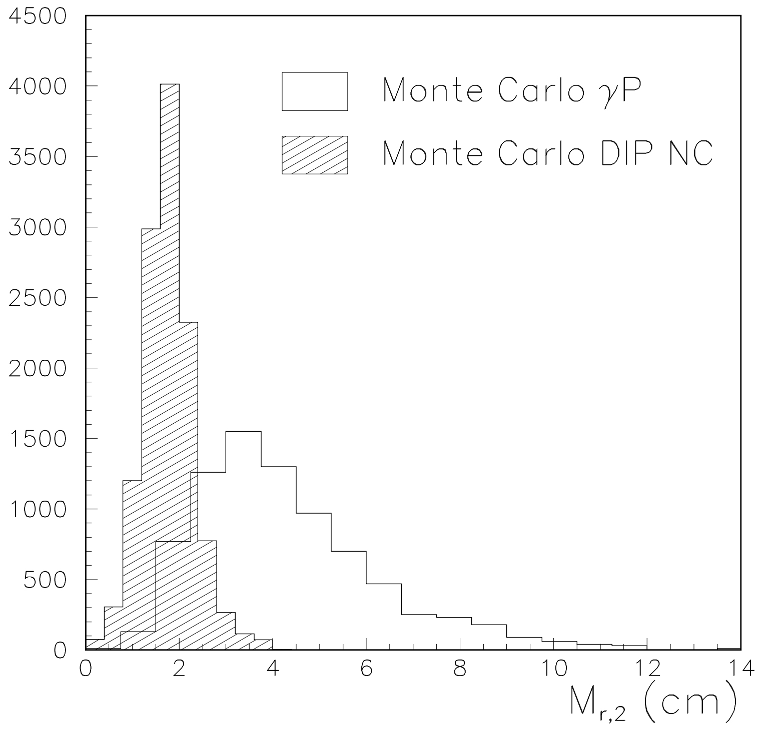


Figure 5.7: *Distribution de l'estimateur $M_{r,2}$ pour des événements de DIP où le positron a été correctement identifié, et pour des événements de photoproduction.*

l'angle θ_0 pour des événements simulés de DIP où le bon "électron" a été identifié. La coupure appliquée $f_{EM,0} \leq 1.35 - \sin(\theta_0 + 10^0)$ est aussi représentée. Notons par ailleurs que l'effet des "cracks" en θ est également visible. Cette coupure va essentiellement permettre de rejeter des événements non physiques dûs à un muon du halo provenant du faisceau de protons incidents, de tels événements laissant des dépôts d'énergie parallèlement à l'axe des faisceaux.

Isolation de "l'électron"

L'identification de "l'électron" est enfin améliorée en imposant un critère d'isolation sur l'agrégat candidat. En effet, si un π^0 dans un jet est pris pour un électron, on s'attend à ce qu'il y ait des dépôts d'énergie substantiels au voisinage de l'agrégat associé. On procède alors de la manière suivante. Pour un agrégat candidat, on définit un cône dont l'axe passe par le vertex d'interaction et le centre de gravité de l'agrégat, d'ouverture angulaire en azimuth-pseudorapidité $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2} = 0.25$ (rappelons que la pseudorapidité est définie à partir de l'angle polaire θ par $\eta = -\log(\tan\theta/2))$). Le vertex d'interaction constitue le sommet de ce cône, qui contient l'enveloppe définie précédemment. On calcule alors l'énergie électromagnétique E_{env} à l'intérieur de l'enveloppe, et l'énergie électromagnétique E_{cone} à l'intérieur de ce cône. Une gerbe ne sera considérée comme électromagnétique que si elle vérifie :

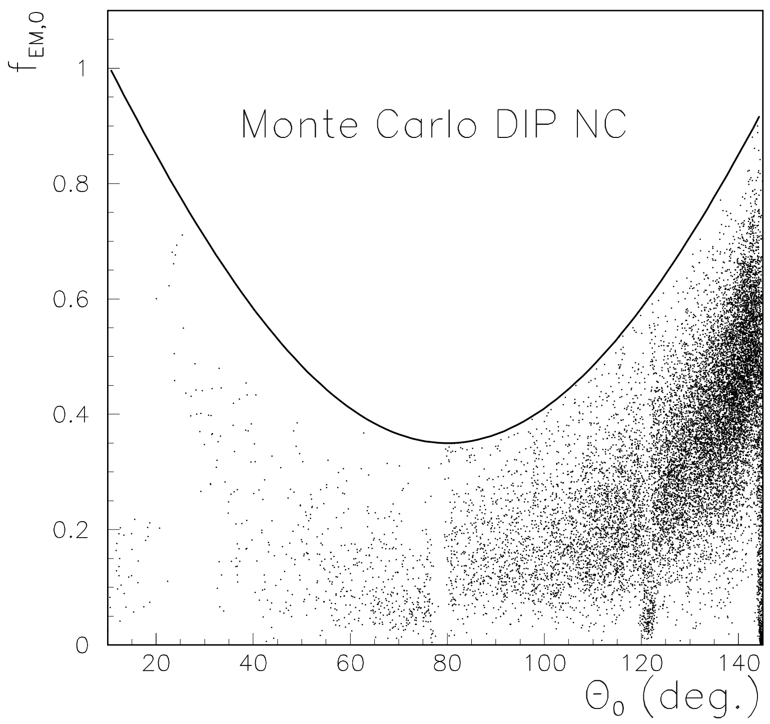


Figure 5.8: *Corrélation entre la fraction d'énergie électromagnétique déposée dans la première "layer" et l'angle θ_0, pour des événements de DIP.*

$E_{env}/E_{cone} \geq 90\%$, c'est-à-dire si la majeure partie de l'énergie de la particule qui a initié la gerbe est contenue dans l'enveloppe électron. Demander un tel critère d'isolation permet de garder la quasi-totalité des électrons tout en rejetant efficacement les pions, comme on peut le voir dans [18].

Contrôle de l'identification de l'électron

Afin de contrôler que notre identification n'est pas trop sévère, nous avons évalué son efficacité sur le lot d'événements de DIP par courant neutre simulés avec le générateur LEPTO. Nous avons vu au chapitre 3 que lorsqu'un positron provient de la désintégration d'un squark, celui-ci possède une énergie transverse assez élevée et donc est émis dans la partie centrale du calorimètre. C'est dans cette région physique que se fera notre analyse, c'est donc là qu'il nous faut tester notre identification de l'électron.
Nous avons signalé au chapitre précédent qu'une bonne partie des données prises par H1 en 1994 étaient affectée par des problèmes de boîte analogique (ANBX, pour ANalog BoX, en anglais. Ce sont des boîtiers contenant le premier étage d'électronique analogique). Les canaux correspondant aux ANBX 36, 119 et 228 étaient très bruyants. Concrètement, c'est essentiellement l'ANBX 36 qui est gênante, car elle correspond à des canaux situés dans les roues CB1 et CB2 du calorimètre (les autres ANBX sont situées plus à l'avant du détecteur, là où il est

moins probable qu'un positron de DIP par courant neutre soit diffusé). Pour des événements appartenant à des "runs" affectés par ce problème, les canaux "chauds" (c'est-à-dire les canaux connectés à une ANBX bruyante) sont exclus lors de la reconstruction. Ne pas le faire fausserait par exemple l'impulsion transverse manquante de l'événement. Cette opération a néanmoins une incidence sur les analyses de physique. En effet, si le positron diffusé a touché des cellules qui ont été "tuées", on ne va pas le retrouver, ou, si on le trouve, on risque de mal mesurer son énergie. Si la fraction de luminosité affectée par ce problème était faible, on pourrait décider de limiter nos analyses aux données prises dans de bonnes conditions. Ceci n'étant pas le cas en 1994, il a été décidé de réaliser toutes les productions de Monte-Carlo de 1994 en prenant en compte ce problème, de telle sorte que les données puissent être comparées au Monte-Carlo. Ainsi par exemple, pour une fraction des événements Monte-Carlo, les canaux liés à l'ANBX 36 sont éliminés à la reconstruction. Cette fraction correspond au rapport de la luminosité des "runs" pour lesquels l'ANBX 36 était "chaude" à la luminosité totale. Il en est de même pour les ANBX 119 et 228.

Afin de tester l'identification de l'électron, nous allons nous appuyer sur la simulation Monte-Carlo LEPTO. Nous cherchons à connaître la probabilité avec laquelle un électron généré à $E_{T,gen} \geq 5$ GeV et $10^o \leq \theta_{e,gen} \leq 145^o$ est effectivement identifié. Pour calculer cette probabilité, nous utilisons les événements Monte-Carlo pour lesquels le positron a été diffusé en dehors de la zone en Φ correspondant à l'ANBX 36 (il s'agit de l'octant 6, soit $275^o \leq \Phi \leq 320^o$). Sous ces conditions, le positron est identifié dans $93.1 \pm 0.7\%$ des cas. En général, les positrons que nous n'avons pas identifiés ont été diffusés au voisinage des "cracks" en Φ du calorimètre (les interstices entre les octants d'une roue). Ceci est confirmé par la Fig. 5.9, qui montre comment se distribue l'angle azimuthal du positron diffusé pour des événements simulés de diffusion profondément inélastique, lorsque aucun "électron" n'a été identifié. Bien entendu, cette figure a été réalisée sans imposer aux événemens Monte-Carlo que le positron ait été diffusé en dehors de l'octant 6. On distingue clairement les "cracks" en Φ sur la figure, ainsi que l'effet de l'ANBX 36, qui fait que les canaux des roues CB1 et CB2, situés à $275^o \leq \Phi \leq 320^o$ sont tués assez fréquemment.

Il nous reste maintenant à évaluer la probabilité pour qu'un jet simule une signature de type électromagnétique, et soit pris pour un "électron" avec notre identification. Pour cela, nous avons utilisé des événements simulés de photoproduction résolue et directe, et de production de saveurs lourdes. La probabilité d'identifier un "électron" pour de tels événements dépend de la coupure appliquée sur l'énergie transverse de "l'électron". Les résultats sont résumés dans la table 5.4.

Ainsi, avec la luminosité de $\simeq 3$ pb^{-1} accumulée par l'expérience H1 en 1994, on s'attend à trouver 620 événements de photoproduction résolue pour lesquels un "électron" a été identifié avec $E_{T,e} \geq 5$ GeV , 50 de photoproduction directe et 12 de production de paires $c\bar{c}$. On verra dans le chapitre suivant comment cette contamination résiduelle peut encore être réduite d'un facteur $\simeq 4$, en utilisant le fait que, pour de tels événements, l'énergie-impulsion de l'état final "visible" n'est pas égale à celle de l'état initial (le positron étant en général perdu dans le tube à vide).

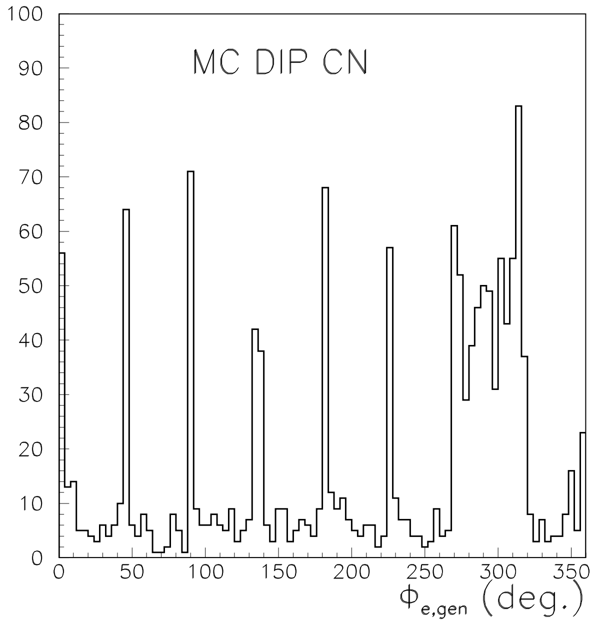


Figure 5.9: *Angle azimuthal du positron diffusé pour des événements simulés de DIP par courant neutre, lorsque ce positron n'a pas été identifié.*

Processus	$E_{T,e} \geq 5$ GeV	$E_{T,e} \geq 7$ GeV	$E_{T,e} \geq 10$ GeV
$\gamma_{direct}P \rightarrow jetjet$	0.7%	0.5%	0.3%
$\gamma_{resolu}P \rightarrow jetjet$	1.05%	0.6%	0.2%
$\gamma P \rightarrow c\bar{c}$	0.45%	0.25%	0.11%

Tableau 5.4: *Probabilité pour identifier un "électron" dans des événements de photoproduction.*

5.4.3 Résolutions sur l'énergie et l'angle de l'électron

Afin de vérifier que la résolution sur l'énergie électromagnétique est bien celle attendue, on peut, à partir d'événements simulés de DIP par courant neutre, comparer l'énergie de "l'électron" identifié à celle du positron généré. Le résultat de cette comparaison est montré sur la Fig 5.10a, qui représente la distribution de $(E_{e,rec} - E_{e,gen})/\sqrt{E_{e,gen}}$ pour des événements de DIP simulés à l'aide du générateur LEPTO, où on a reconstruit un "électron" (si plusieurs "électrons" ont été identifiés, c'est celui de plus grande énergie transverse que nous gardons comme candidat). La gaussienne ajustée sur cette distribution permet de retrouver que, pour le calorimètre électromagnétique, la résolution en énergie s'écrit, en ne gardant que le terme d'échantillonage :

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{13\%}{\sqrt{E}}.$$

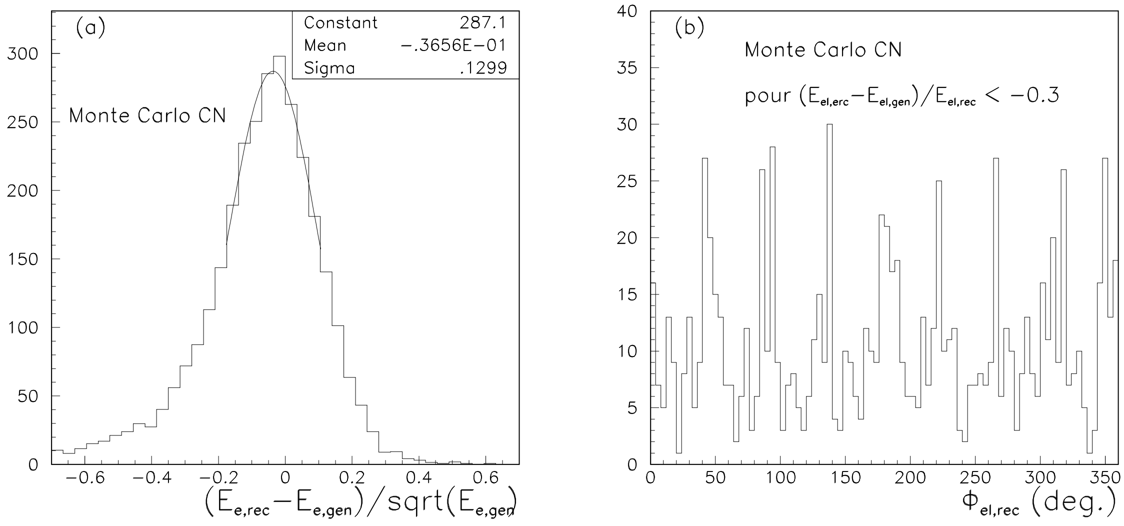


Figure 5.10: *Distributions (a) de* $(E_{e,rec} - E_{e,gen})/\sqrt{E_{e,gen}}$ *pour des événements simulés de DIP par courant neutre; (b) de l'angle azimuthal de "l'électron" reconstruit lorsque la variable précédente est inférieure à* -0.3*.*

La distribution précédente présente une queue asymétrique vers les valeurs négatives. Comme on le voit sur la Fig. 5.10b, cet effet est dû aux interstices entre les octants des roues du calorimètre. En effet, lorsque le positron est diffusé près d'un de ces "cracks" en Φ, une partie de son énergie peut être perdue et l'énergie reconstruite est sous-évaluée.

La précision obtenue sur l'angle polaire de "l'électron" diffusé, en utilisant l'information purement calorimétrique, est présentée sur la Fig. 5.11. Cet angle est reconstruit à partir du vertex de l'interaction, et du centre de gravité de l'ensemble d'agrégats associé à "l'électron". Cette figure montre que la résolution sur cet angle est de l'ordre de 4 mrad. Notons que c'est un peu moins bon que la résolution donnée par les chambres CJC (qui est de 1 mrad), qui doivent fournir une information angulaire très précise car cela conditionne la qualité de la reconstruction du vertex de l'interaction.

5.5 Reconstruction des variables cinématiques

Nous avons défini au chapitre 1 les variables de Bjorken x, y et Q^2 qui caractérisent la cinématique d'une réaction de diffusion profondément inélastique. Ces variables nous serviront amplement dans l'analyse, et on va ici expliquer comment on peut les reconstruire à partir de la mesure de l'état final. Le mode collisionneur permettant de mesurer le système hadronique, ces variables peuvent être reconstruites à partir du positron diffusé uniquement, ou bien à partir de la mesure du système hadronique, ou encore en combinant ces deux informations.

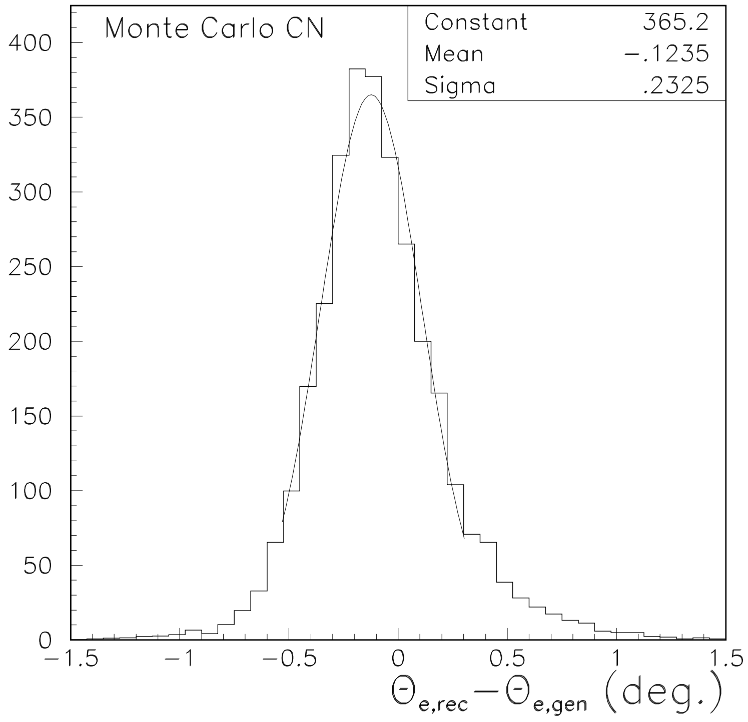


Figure 5.11: *Résolution obtenue sur l'angle du positron diffusé, en utilisant uniquement l'information calorimétrique.*

A partir du positron diffusé

Pour des réactions de DIP par courant neutre, on a vu dans la section précédente comment identifier le positron de diffusion. Connaissant ses angles polaire θ_e et azimuthal Φ_e, ainsi que son énergie E_e, on connaît son quadrivecteur énergie-impulsion k' (les notations pour les quadrivecteurs des particules sont celles introduites au chapitre 1), et on peut calculer les variables :

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 \\ x &= \frac{Q^2}{2(P.q)} \\ y &= \frac{(P.q)}{(P.k)} \end{aligned} \tag{5.5}$$

On obtient :

$$Q_e^2 = 4E_e^0 E_e \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \tag{5.6}$$

$$x_e = \frac{E_e^0 E_e \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}{E_P^0\left[E_e^0 - E_e \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\right]} \tag{5.7}$$

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^0} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \tag{5.8}$$

Des équations précédentes, on déduit alors la résolution sur ces variables en fonction de l'erreur sur l'énergie reconstruite du positron diffusé :

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

Ainsi, on voit que à bas y, à la fois y et x sont mal mesurés. La dégradation de cette mesure est illustrée sur la Fig 5.12, où on a représenté la différence relative entre les valeurs de x et y reconstruite et générée en fonction du y généré pour des événements de diffusion inélastique par courant neutre, simulés à l'aide du générateur LEPTO.

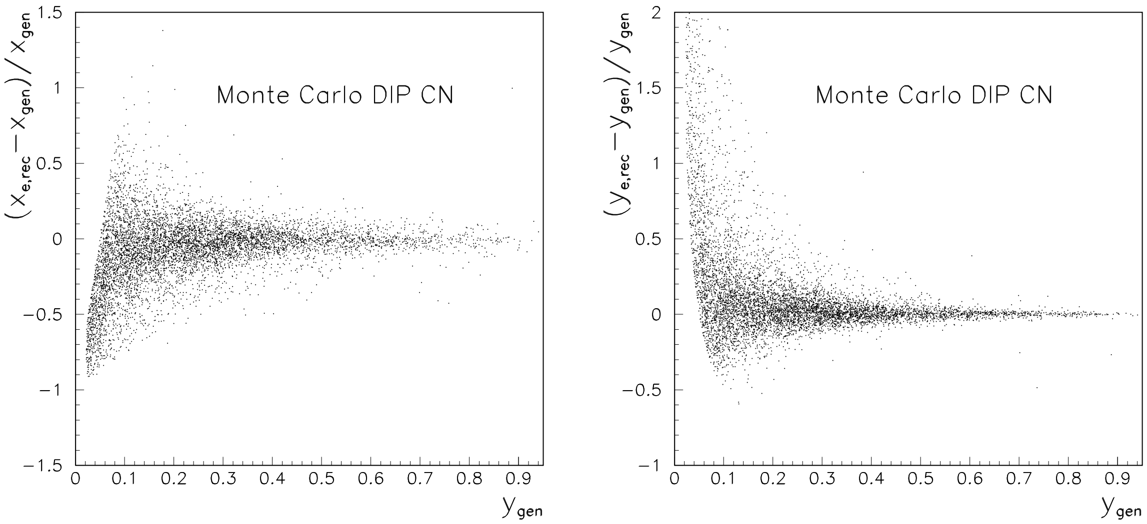


Figure 5.12: *Résolutions sur les variables x et y reconstruites par la méthode électron, en fonction du y généré, pour une simulation d'événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre.*

A partir du système hadronique

Pour des événements de DIP par courant chargé, ou pour un squark se désintégrant en un quark et un neutrino (canal S2), la méthode précédente n'est évidemment pas applicable. On utilise alors la méthode de Jacquet-Blondel [25], qui exploite l'information fournie par l'ensemble des particules hadroniques contenues dans l'état final. Les variables x, y et Q^2 s'écrivent alors :

$$y_h = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_0}$$

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

où la somme sur i dans les équations précédentes porte sur toutes les particules de l'état final hadronique. La variable x s'exprime ensuite à l'aide des variables y et Q^2 :

$$x_h = \frac{Q_h^2}{S y_h}.$$

Il n'est donc pas nécessaire d'avoir identifié le jet formé par le quark diffusé pour reconstruire les variables x, y et Q^2. L'information hadronique globale est utilisée, ceci étant possible car le résidu du proton, repartant en grande partie dans le tube à vide, emporte une faible impulsion transverse. Néanmoins, du fait de la perte de particules dans le tube à vide, les valeurs de y et Q^2 reconstruites par cette méthode sont un peu plus faibles que celles attendues.

En combinant ces deux informations

La méthode "double-angle" permet de reconstruire les variables x, y et Q^2 en combinant l'information de "l'électron" et celles des hadrons. Elle repose sur le fait que la précision qu'on a sur les mesures angulaires est meilleure que celle sur les énergies. A partir de "l'électron" reconstruit et du systéme hadronique, on peut définir les deux quantités suivantes :

$$\alpha_e = \frac{E_e - p_{z,e}}{p_{T,e}} \qquad \text{et} \qquad \alpha_h = \frac{\sum_i E_i - p_{z,i}}{(\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2},$$

où la somme sur i porte comme précédemment sur toutes les particules hadroniques de l'état final. Ces quantités sont reliées aux angles polaires du positron diffusé et du système hadronique :

$$\alpha_e = \tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \qquad \text{et} \qquad \alpha_h = \tan\left(\frac{\theta_h}{2}\right).$$

En combinant les équations de conservation de l'énergie-impulsion, les quantités α_e et α_h peuvent s'exprimer en fonction des variables x et y. En inversant les relations ainsi obtenues, on trouve :

$$x_{2\alpha} = \frac{1}{\alpha_e \alpha_h} \frac{E_e^0}{E_P^0} \qquad \text{et} \qquad y_{2\alpha} = \frac{\alpha_h}{\alpha_e + \alpha_h}.$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle est peu sensible aux erreurs systématiques liées à l'échelle d'énergie. Néanmoins, pour des valeurs élevées de y, la méthode double-angle présente une résolution moins bonne que la méthode électron. Ceci est illustré sur la Fig. 5.13, où on a représenté les différences relatives entre la valeur de y générée et la valeur reconstruite avec l'une ou l'autre des méthodes, pour des événements de DIP par courant neutre vérifiant $y \geq 0.4$. On verra dans le chapitre suivant que le domaine cinématique constitué par des valeurs élevées de y est tout particulièrement intéressant pour notre analyse. Ainsi, pour reconstruire les variables x, y et Q^2, on utilisera la méthode électron pour des événements de type "courant neutre", la méthode Jacquet-Blondel permettant d'étudier les événements de type "courant chargé".

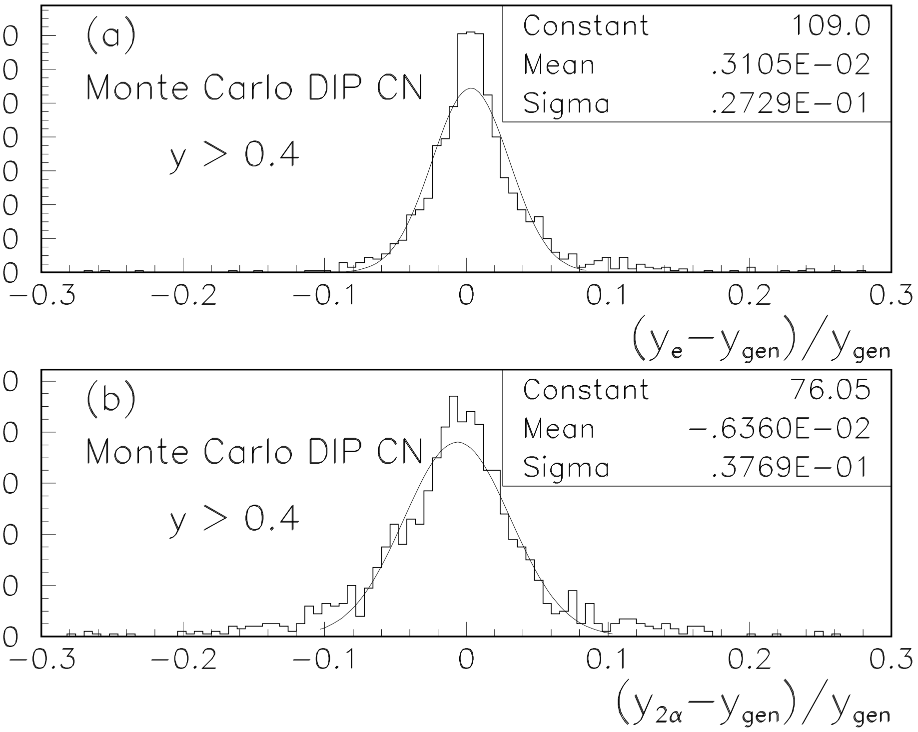


Figure 5.13: *Résolutions sur la variable y reconstruite (a) par la méthode électron et (b) par la méthode double-angle, pour une simulation d'événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre.*

Bibliographie

[1] G. Gustafson, U. Pettersson Nucl. Phys. B306 (1988) 746.

[2] B. Anderson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 31.

[3] LEPTO 6.1; G. Ingelman, Proceedings du Workshop “Physics at HERA”, DESY, Hamburg (1991), vol 3 1366.

[4] DJANGO 6.1; G.A. Schuler, H. Spiessberger, Proceedings du Workshop “Physics at HERA”, DESY, Hamburg (1991), vol 3 1419.

[5] HERACLES; A. Kwiatkowski, H. Spiessberger, Proceedings du Workshop “Physics at HERA”, DESY, Hamburg (1991), vol 3 1294.

[6] H1 Collaboration, I. Abt et al., Z. Phys. C63 (1994) 377.

[7] H1 Collaboration, I. Abt et al., Z. Phys. C61 (1994) 59.

[8] PYTHIA 5.6; T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347; T. Sjöstrand et M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367.

[9] G.F. Lepage, Comp. Phys. 27 (1978) 192.

[10] S. Kawabata, Comp. Phys. Comm. 41 (1986) 127.

[11] G.A. Schuler, Nucl. Phys. B299 (1988) 21.

[12] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Rev. D45 (1992) 3986; *ibid.*, D46 (1992) 1973

[13] H. Plothom-Besch, CERN-PPE PDFLIB Parton Density Functions program W5051

[14] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Rev. D47 (1993) 867.

[15] JETSET 7.4 et PYTHIA 5.7; T. Sjöstrand, CERN-TH.7112/93 (Décembre 1993)

[16] GEANT R. Brun et al, CERN Program Library W5013

[17] LEGO 0.02 et SUSSEX 1.5; K. Rosenbauer, Doktor Dissertation, RWTH Aachen (en allemand), PITHA 95/16 (juillet 1995)

[18] Christophe Thiebaux, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (Avril 1995), numéro d’ordre 3655

[19] P. Schleper, Doktor Dissertation, RWTH Aachen (en allemand), PITHA 92/29 (juillet 1992)

[20] F. James, CERNLIB program W515

[21] A. Bartl, H. Fraas et W. Majerotto, Z. Phys. C30 (1986) 441.

[22] "Simulating Supersymmetry with ISAJET 7.0 ISASUSY 7.11", H. Baer,F. Paige, S. Protopopescu et X. Tata, Proceedings du Workshop "Physics at Current Accelerators and Supercolliders", ed. J. Hewett, A. White et D. Zeppenfeld, Argonne National Laboratory (1993)

[23] Ursula Bassler, Thèse de Doctorat, Université de Paris 6 (Mai 1993)

[24] H1 Calorimeter Group, Nucl. Instr. Meth. A344 (1994) 492.

[25] A. Blondel et F. Jacquet, Proceedings of the study for an eP facility in Europe (1979), DESY-report 79-48.

Chapitre 6

ANALYSE DES DONNEES

Ce chapitre présente l'analyse effectuée dans le but de rechercher des particules supersymétriques avec violation de la R-parité. Cette analyse a été réalisée à partir des données accumulées par l'expérience H1 en 1994, avec un faisceau de positrons. La luminosité correspondante est de $\simeq 3$ pb^{-1}.
La classification des événements, et les deux "classes" qui seront notre point de départ, vont être décrites dans un premier temps. On étudiera ensuite la production résonante de squarks, et les huit canaux, présentés au chapitre 3, dans lesquels nous recherchons le signal. Pour chaque canal, les critères de sélection, les efficacités, et les comparaisons des données avec les prédictions du Modèle Standard seront données. La dernière partie de ce chapitre concernera la recherche de stops produits par paires.
Les résultats de cette analyse, en termes de limites de rejet, seront donnés dans le chapitre suivant.

6.1 La classification des événements

Lorsqu'un événement (une collision ep) vérifie les différentes conditions imposées par le système de déclenchement (le "trigger"), les informations brutes correspondantes (nombre de coups d'ADC, adresses des fils touchés...) sont stockées sur des bandes. Ces événements sont alors reconstruits quasiment en temps réel, cette étape traduisant les données "brutes" en informations utiles pour la physique. A la fin de cette étape de reconstruction, une classification des événements est réalisée. Celle-ci attribue un numéro à chaque événement, spécifiant à quelle classe il appartient. L'intérêt de cette opération est le suivant : lorsqu'on souhaite analyser certaines données pour effectuer une analyse particulière (par exemple pour étudier la physique à bas x, où le lepton est diffusé dans la partie arrière du détecteur), ce n'est pas la peine d'analyser l'intégralité des données enregistrées par l'expérience. Il suffit de sélectionner et étudier celles qui appartiennent à la classe contenant les événements qui nous intéressent. Naturellement, un même événement peut appartenir à différentes classes. On a vu au chapitre 3 quelles sont les topologies d'événements qui nous intéressent. Les événements cherchés possèdent tous un lepton (électron ou positron) d'énergie transverse assez élevée, ou de l'impulsion transverse manquante, ces deux conditions pouvant être réalisées simultanément. Ces topologies d'événements correspondent à deux classes :

- la classe dite "des courants neutres", qui contient des événements où le lepton a été diffusé dans le calorimètre à argon liquide (ce qui correspond à des Q^2 élevés);
- la classe "des courants chargés", contenant des événements présentant une quantité importante d'impulsion transverse manquante.

Ces deux classes seront le point de départ de notre analyse. On va décrire dans les paragraphes suivants les critères requis pour qu'un événement appartienne à l'une de ces classes.

6.1.1 Classe des courants neutres

La classe des courants neutres sera notre point de départ pour l'étude des canaux S1, S3 et S4. Un événement appartient à cette classe s'il vérifie les critères suivants :

- un "candidat électron" doit avoir été trouvé dans le calorimètre à argon liquide. Par "candidat électron", on entend ici un agrégat dont la fraction électromagnétique f_{em} vérifie $f_{em} \geq 0.5$ si l'agrégat est situé à plus de 5 degrés d'un "crack" en Φ. Aucune coupure sur f_{em} n'est appliquée si l'agrégat est trop proche d'un "crack" en Φ. L'énergie transverse du "candidat électron" doit être supérieure à 8 GeV si ce candidat est à l'avant ($10^o \leq \theta \leq 45^o$), à 5 GeV sinon;
- l'impulsion transverse manquante, calculée à partir des dépôts d'énergie dans les calorimètres, doit vérifier :

$$P_{T,miss} \leq 40 \text{ GeV} \quad ;$$

- une "bonne" trace doit avoir été reconstruite dans les chambres centrales ou à l'avant (une trace de plus de 10 "hits", d'impulsion transverse $P_T \geq 0.2$ GeV et de paramètre d'impact inférieur à 2 cm);
- l'événement doit passer certains filtres visant à rejeter le bruit de fond cosmique. On demande pour cela qu'il n'existe pas de traces dans le fer instrumenté dans un cône ouvert autour du "candidat électron". De plus, l'événement est rejeté s'il existe une paire de traces isolées et dos-à-dos, qui pourraient être dûes au passage d'une même particule.

6.1.2 Classe des courants chargés

Pour l'étude des canaux S2, S5, S6, S7 et S8, nous partirons des événements de la classe des courants chargés. Ces événements possèdent :

- une impulsion transverse manquante $P_{T,miss} \geq 10$ GeV ;
- une trace de plus de 10 "hits", de paramètre d'impact $dca \leq 5cm$, reconstruite dans les détecteurs de traces central ou avant.

Les critères de cette classe sont peu sévères. Elle contiendra donc beaucoup d'événements, entre autres des événements de bruit de fond cosmique.
La réjection du bruit de fond "non physique" est expliquée dans le paragraphe suivant. Le canal S2 fera l'objet de coupures plus performantes pour rejeter ce bruit de fond.

6.2 Réjection des événements non physiques

Les principales sources de bruit de fond non physique sont :

- les interactions du faiceau avec le tube à vide ou des atomes de gaz résiduel présents dans le tube;
- le rayonnement cosmique;
- le passage de muons provenant du halo du faisceau de protons.

Des exemples de tels événements de bruit de fond sont montrés sur la Fig. 6.1. Afin de rejeter ce bruit de fond, dans toute notre analyse, nous demandons que :

1. le vertex primaire de l'interaction ait été reconstruit dans $|z - \bar{z}| \leq 35$ cm, où $\bar{z} = 3.4$ cm est la position moyenne en 1994 du vertex d'interaction suivant l'axe z;
2. les événements sélectionnés soient en temps, c'est-à-dire que la collision observée mettait bien en jeu des paquets "de collision";
3. les événements doivent passer plusieurs filtres rejetant les muons cosmiques et les muons du halo.

La coupure (1) permet de rejeter les interactions du faiceau avec le tube à vide ou le gaz résiduel. Les coupures (2) et (3) éliminent des muons du halo et des muons cosmiques.

Par ailleurs, pour les canaux S1, S3 et S4, où un $e^{\pm}$ (électron ou un positron) est présent dans l'état final, nous demanderons que l'événement ait été gardé par le sous-déclencheur "électron" ou "énergie transverse" du niveau L1 du système de déclenchement. Pour les canaux présentant de l'impulsion transverse manquante importante et pas de $e^{\pm}$ dans l'état final, les événements doivent vérifier les conditions du sous-déclencheur "énergie transverse manquante" du "trigger". Enfin, pour les canaux présentant un $e^{\pm}$ dans l'état final ainsi que de l'impulsion transverse manquante importante, nous demanderons que l'événement ait été gardé par l'un ou l'autre de ces sous-déclencheurs du trigger. L'efficacité des sous-déclencheurs "énergie transverse" et "électron", paramétrisée en fonction de l'énergie transverse de l'électron, est représentée sur la Fig. 6.2. La figure montre que lorsqu'un événement possède un "électron" de plus de 7 GeV d'énergie transverse dans l'état final, il est déclenché par un de ces sous-déclencheurs avec une efficacité quasiment égale à 1.

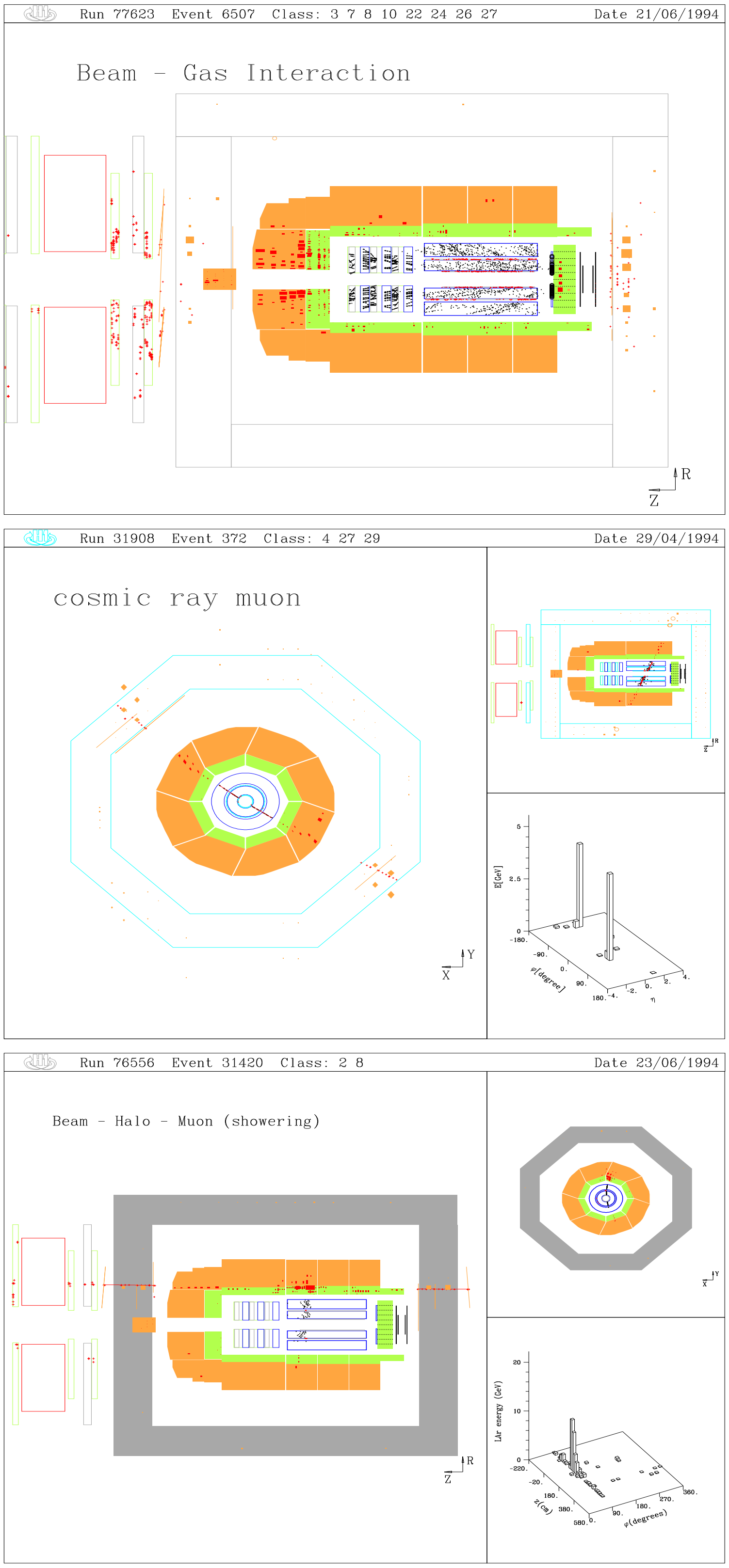


Figure 6.1: *Evénements typiques de bruit de fond non physique.*

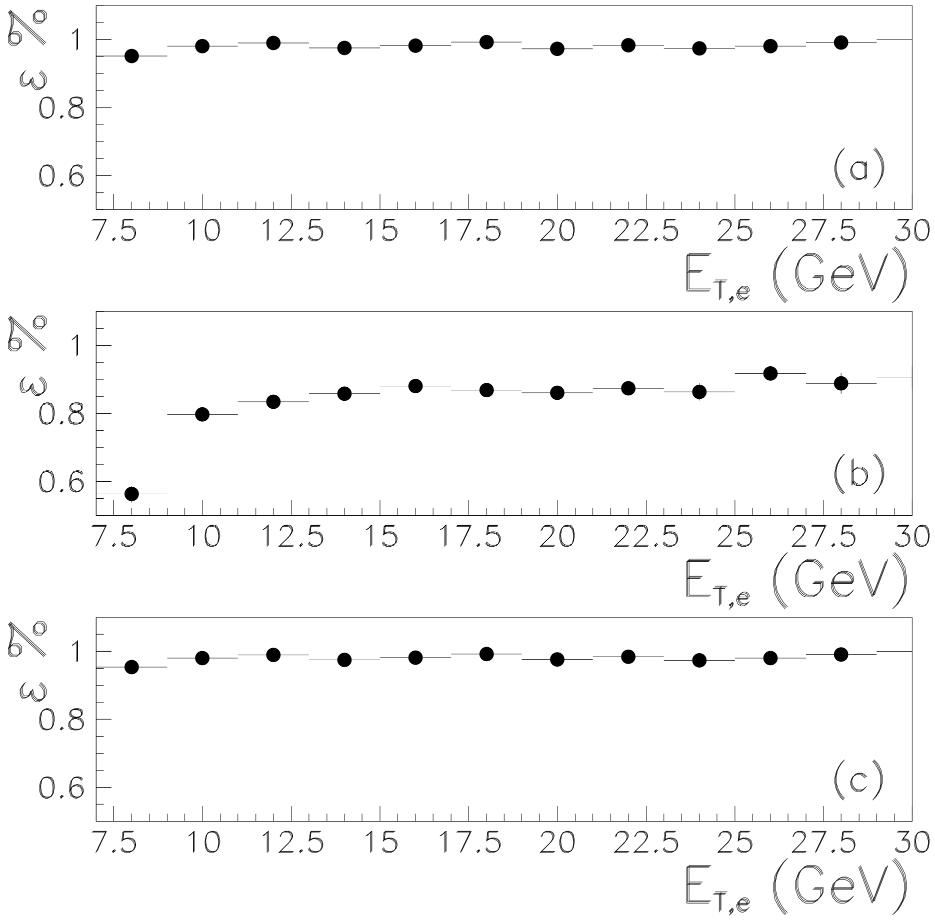


Figure 6.2: *Efficacité des sous-déclencheurs calorimétriques (a) "électron", (b) "énergie transverse", (c) du ou logique de ces deux sous-déclencheurs, en fonction de l'énergie transverse du candidat "électron" .*

De même, l'efficacité du sous-déclencheur "énergie transverse manquante", en fonction de l'impulsion transverse manquante $P_{T,miss}$ de l'événement, est représentée sur la Fig. 6.3. Cette figure a été réalisée à partir d'événements simulés de diffusion inélastique profonde par courant chargé. On voit que pour des valeurs intermédiaires de $P_{T,miss}$, l'efficacité de déclenchement n'est pas négligeable. Il nous faudra donc, dans l'analyse, convoluer toutes les efficacités de sélection (dans les canaux où on demande que les événements aient été déclenchés par $E_{T,miss}$), par cette efficacité de déclenchement.

Luminosité pour notre analyse

Afin de sélectionner des événements pour notre analyse, nous demandons que certaines conditions de "bon fonctionnement" soient vérifiées. Tout d'abord, nous ne

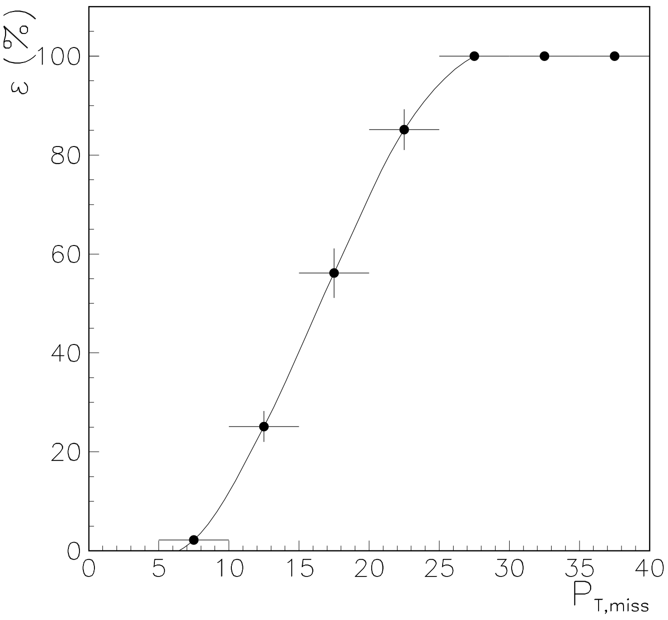


Figure 6.3: *Efficacité du sous-déclencheur calorimétrique "énergie transverse manquante" en fonction de l'impulsion transverse manquante $P_{T,miss}$ (en GeV).*

gardons que les événements enregistrés lorsque les faisceaux sont relativement stables. De plus, l'analyse reposant essentiellement sur les dépôts d'énergie dans le calorimètre à argon liquide, nous demandons que les hautes tensions du calorimètre soient à leur valeur nominale. De plus, les hautes tensions d'une des chambres à dérive centrales (CJC1 ou CJC2) doivent être à leur valeur nominale. Par ailleurs, nous nous intéressons uniquement aux données prises lorsque le vertex d'interaction est à sa position nominale. En effet, en 1994, des données à vertex décalé $z = +70$ cm ont été enregistrées, afin d'étendre le domaine cinématique accessible vers les plus petits x (cette période de prise de données correspond à une luminosité de $\simeq 70$ nb^{-1}). De plus, il faut naturellement que les sous-déclencheurs sur lesquels repose notre sélection soient opérationnels. Sous ces conditions, la luminosité correspondant à notre analyse est de :

- $\mathcal{L} = 2.83$ pb^{-1} pour les canaux de type "courant neutre";
- $\mathcal{L} = 2.80$ pb^{-1} pour les canaux de type "courant chargé".

6.3 Production résonante de squarks, canal S1

Nous allons présenter ici l'analyse correspondant à la recherche d'événements où un squark est formé et se désintègre par $\not{R}_p$. Ce processus est rappelé sur la Fig. 6.4. La signature de tels événements consiste donc en un positron et un jet, et est identique à celle d'événements de diffusion profondément inélastique en courant neutre. Nous avons vu au chapitre 3 que les positrons diffusés ont alors une énergie transverse plutôt élevée. Donc ce positron n'est pas diffusé trop à l'arrière dans le détecteur. Le critère de base pour la sélection d'événements dans ce canal est donc de demander qu'il y ait un $e^{\pm}$ (un "électron" tel que défini au chapitre 5) dans la partie centrale du détecteur, c'est-à-dire dans le calorimètre à argon liquide. Le principal bruit de fond à ce signal est donc la diffusion profondément inélastique à grand Q^2, où le lepton est diffusé dans la partie centrale du détecteur.

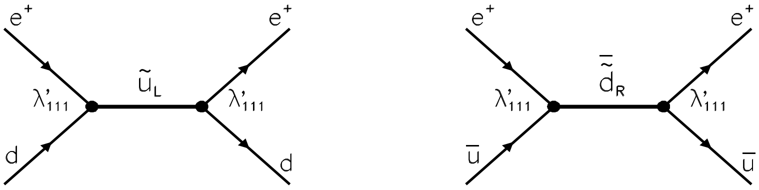


Figure 6.4: *Processus correspondant à la formation d'un squark par $\not{R}_p$, suivie d'une désintégration par $\not{R}_p$ (canal S1)*

6.3.1 Sélection des événements

Nous partons de la classe d'événements "courant neutre", qui contient des événements ayant un $e^{\pm}$ dans le calorimètre à argon liquide. Nous appliquons les coupures décrites dans la partie 6.2 afin de rejeter des événements non physiques. Nos critères de sélection sont alors les suivants :

1. un $e^{\pm}$ (identifié comme on l'a expliqué au chapitre 5), d'énergie transverse $E_{T,e} > 7$ GeV et d'angle polaire $10^o < \theta_e < 145^o$ dans le calorimètre à argon liquide. Cet $e^{\pm}$ doit être suffisamment isolé dans un cône de rayon $\Delta R = 0.25$ en azimuth-pseudorapidité, ce critère d'isolation étant défini au chapitre précédent.

2. si deux candidats $e^{\pm}$ sont trouvés, on demande que leurs énergies transverses respectives soient substantiellement différentes, et que ces deux candidats ne soient pas balancés dans le plan transverse :

$$\frac{E^1_{T,e}}{E^2_{T,e}} > 1.25 \qquad \text{et} \qquad |\Delta\Phi_{1,2} - 180^o| > 2^o.$$

De plus, l'événement sera gardé uniquement si le $e^{\pm}$ de plus grande énergie transverse est celui de plus petite pseudo-rapidité, c'est-à-dire le plus vers l'arrièredu détecteur;

3. l'impulsion transverse manquante de l'événement, calculée à partir des dépôts d'énergie dans les calorimètres, doit satisfaire :

$$P_{T,miss} < 15 \text{ GeV} ;$$

4. la conservation de l'énergie-impulsion doit être assez bien vérifiée :

$$43 \text{ GeV} < \sum_i (E_i - p_{z,i}) < 63 \text{ GeV}$$

   la somme portant sur toutes les particules de l'état final;

5. $0.05 < y_e < 0.95$, où y_e est la variable de Bjorken reconstruite à partir du candidat $e^{\pm}$;

La coupure sur l'énergie transverse du candidat $e^{\pm}$ n'est pas trop élevée afin de minimiser les pertes d'efficacité sur le signal pour de faibles masses de squarks. Elle se doit néanmoins d'être au-delà du "seuil trigger" pour ne pas être trop affecté par l'efficacité de déclenchement. Cette coupure sur $E_{T,e}$ permet aussi d'éliminer des événements de bruit de fond correspondant à des interactions entre les faisceaux et le tube à vide, qui ne sont pas très énergétiques. Par ailleurs, le critère d'isolation appliqué au candidat $e^{\pm}$ permet de limiter la contamination due à des événements de photoproduction, où par exemple un π^0 dans un jet est identifié comme un "électron". La coupure (2) rejette les événements QED Compton, pour lesquels l'électron et le photon sont balancés en azimuth et doivent avoir des énergies transverses voisines.

Dans le cas "idéal", les événements cherchés doivent avoir une impulsion transverse manquante nulle. Compte tenu de la résolution des détecteurs, ce n'est évidemment jamais vérifié exactement. On peut par exemple mal mesurer l'énergie d'un jet, surtout si la gerbe de ce dernier se termine dans le fer instrumenté. C'est pourquoi la coupure (3) sur $P_{T,miss}$ n'est pas trop sévère.

La coupure (4) traduit la conservation de l'énergie-impulsion. En effet, $\sum_i (E_i - p_{z,i})$ où on somme sur toutes les particules de l'état final doit être égale à $2E_0$, E_0 étant l'énergie du faisceau de positrons incidents. Dès qu'une particule de l'état final échappe à la détection, cette relation n'est plus vérifiée. La coupure appliquée permet donc de rejeter les événements de photoproduction, pour lesquels le Q^2 est très faible, et où le positron n'est quasiment pas dévié, et repart généralement dans le tube à vide. Ceci est illustré sur la Fig. 6.5, sur laquelle on a représenté les distributions de la variable $E - p_z$ pour des événements générés de diffusion inélastique profonde en courant neutre, et de photoproduction.

La coupure haute appliquée sur la variable de Bjorken y_e ($y_e < 0.95$) a deux intérêts. D'une part, elle permet de rejeter les événements de photoproduction, qui sont concentrés à des grandes valeurs de y_e comme le montre la Fig. 6.6. En effet, si on identifie une composante d'un jet comme un "électron", l'énergie E' du candidat $e^{\pm}$ sera faible. D'après l'expression $y_e = 1 - E'/E_0 \sin^2 \theta/2$, on s'attend

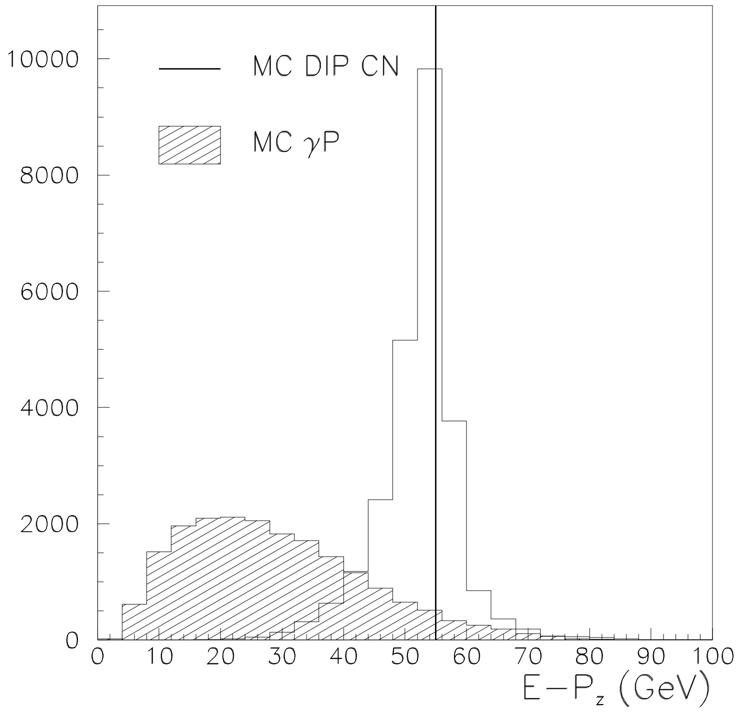


Figure 6.5: *Distribution de la variable $E - p_z$ pour des événements de diffusion inélastique profonde en courant neutre (simulés avec LEPTO), et de photoproduction. Dans le cas d'événements de DIP, cette distribution pique bien comme attendu à deux fois l'énergie du faisceau de leptons incidents.*

donc à ce que y_e soit élevé pour de tels événements. Par ailleurs, les corrections radiatives électromagnétiques sur le positron incident entraînent des migrations vers les grandes valeurs de y_e. En effet, dans ce cas, l'énergie initiale n'est pas E_0 mais $E_0 - E_\gamma$, E_γ étant l'énergie du photon émis. Cette sous-évaluation de E_0 entraîne une surévaluation de y_e. Cette coupure permet donc de s'affranchir partiellement de ces migrations. Enfin, la coupure basse $y_e > 0.05$ évite la région des très bas y_e, où à la fois y_e et x_e sont mal mesurés. Comme, dans ce canal, la masse du squark sera reconstruite en utilisant la variable x_e, on ne garde pas les événements pour lesquels la mesure de la masse serait trop peu précise.

6.3.2 Reconstruction de la masse du squark

Nous avons vu au chapitre 3 que la masse d'un squark produit par résonance est reliée à la variable de Bjorken x :

$$M_{\tilde{q}} = \sqrt{xS}$$

où $S \simeq 4E_e^0 E_P^0$ est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction ep. On peut alors utiliser la cinématique du positron diffusé (son angle polaire

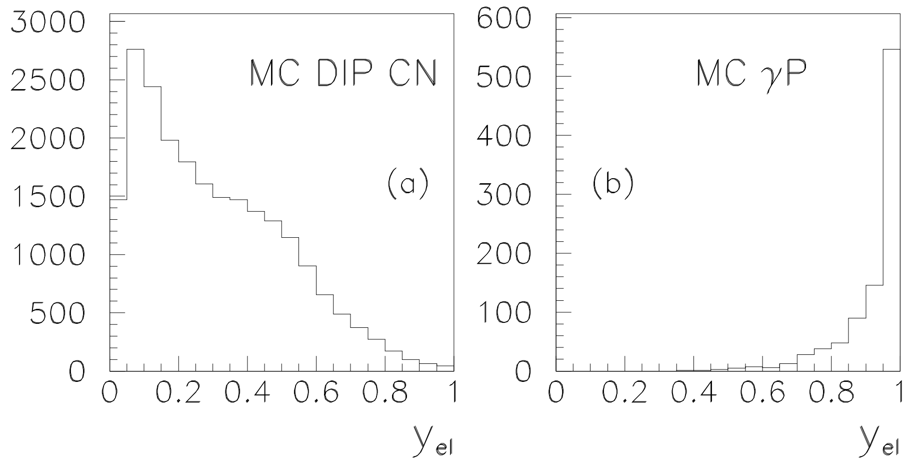


Figure 6.6: *Distribution de la variable y_e pour (a) des événements de diffusion inélastique profonde en courant neutre; (b) des événements de photoproduction.*

et son énergie) pour reconstruire x_e, et donc la masse du squark. La masse ainsi reconstruite sera notée par la suite M_e. Par ailleurs, la masse du squark peut aussi être calculée à partir des quadrivecteurs associés à ses produits de désintégration. Afin d'éviter une dégradation de la résolution due à la fragmentation des résidus du proton, nous allons calculer une masse invariante M_{dec} en éliminant ces fragments du proton de la manière suivante :

- les dépôts d'énergie situés très à l'avant dans le détecteur, à $\theta < 10^o$, sont attribués aux résidus du proton. Ils ne sont pas pris en compte dans le calcul de M_{dec};
- on recherche le jet de plus grande impulsion transverse. Pour ce faire, on utilise un algorithme de cône travaillant sur les cellules du calorimètre, avec une grille en azimuth-pseudorapidité de 64 × 64. Le cône utilisé a un rayon en $\Phi - \eta$ égal à 1. Ce jet est identifié au jet "de courant", formé par le quark venant de la désintégration du squark. En notant η_j la pseudo-rapidité de ce jet, seules les particules situées à $\eta < \eta_j + 1.5$ (c'est-à-dire pas trop à l'avant) sont prises en compte dans le calcul de M_{dec}.

Les résolutions obtenues sont montrées sur la Fig. 6.7, où les coupures de la sélection S1 ont été appliquées à des événements simulés et reconstruits, correspondant à un squark de 150 GeV se désintégrant en e^+q. Les résolutions obtenues sur M_e et M_{dec} sont similaires, mais la méthode "électron" donne une valeur moyenne plus proche de la masse générée. C'est la méthode "électron" qu'on adoptera par la suite pour reconstruire la masse du squark dans ce canal.

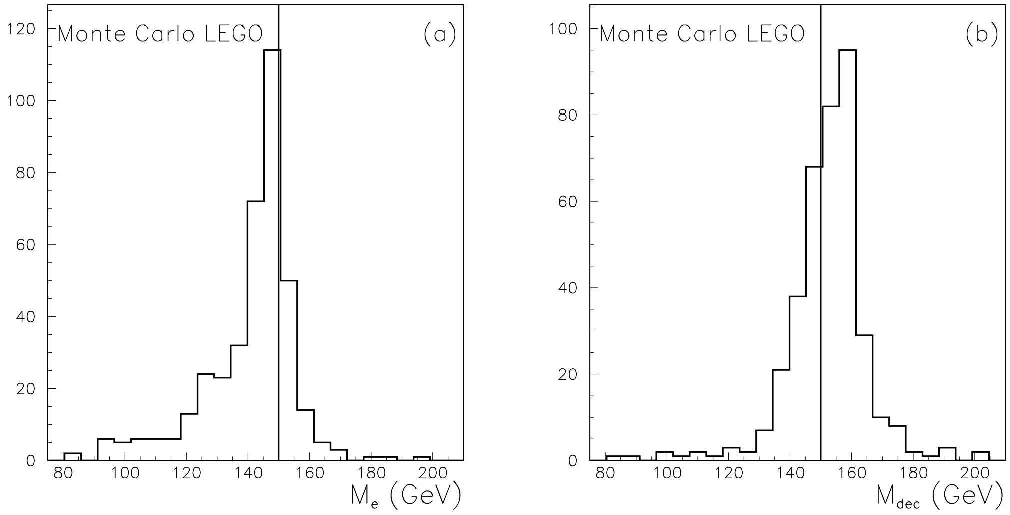


Figure 6.7: *Reconstruction de la masse d'un squark de* 150 GeV *se désintégrant par* $R\!\!\!/_p$ *en positron-quark: (a) en utilisant le positron diffusé; (b) en faisant la masse invariante de toutes les particules de l'état final, les résidus du proton étant exclus.*

6.3.3 Comparaison des données au Monte Carlo

Recherchant des objets suffisamment massifs, les événements que nous allons sélectionner doivent vérifier, en plus des critères de sélection S1, la condition :

$$M_e > 25 \text{ GeV} .$$

On observe dans les données 3429 événements satisfaisant à cette sélection, et 3093 ± 35 (stat.) sont attendus d'après le Monte Carlo de diffusion profondément inélastique LEPTO. Notons par ailleurs qu'avec les critères de sélection S1, la contamination résiduelle de photoproduction est inférieure à 0.4%. En imposant une coupure plus sévère sur la masse, on obtient les résultats suivants :

- pour $M_e > 45$ GeV , on observe 1800 événements et 1759 ± 27 (stat.) sont attendus,
- 218 événements vérifient $M_e \geq 100$ GeV dans les données et 226.8 ± 9.4 (stat.) dans la simulation,
- au-dessus de 150 GeV , il reste 43 candidats dans les données, la prédiction du Modèle Standard étant de 38.9 ± 4.0 (stat.).

Les erreurs données précédemment, notées (stat.), ne prennent en compte que l'erreur systématique liée à la statistique finie du Monte Carlo. On verra plus loin les autres sources d'erreurs systématiques.

Afin de vérifier que les événements ainsi sélectionnés dans les données sont bien décrits par le Monte Carlo de diffusion profondément inélastique, on a représenté sur la Fig. 6.8 les distributions de plusieurs variables, pour les données et le Monte

Carlo. La coupure $M_e \geq 45$ GeV a été appliquée ici. La Fig. 6.8a montre la distribution de l'énergie du positron diffusé, dans les données et le Monte Carlo. Elle est piquée à la valeur attendue de 27.5 GeV (l'énergie du faisceau de positrons incidents) : le pic cinématique est bien reproduit. Ceci permet de vérifier que l'échelle d'énergie électromagnétique est correcte. Afin d'estimer l'incertitude sur cette échelle d'énergie, on peut utiliser le fait suivant : les variables de Bjorken x, y et Q^2 peuvent être reconstruites à partir de l'information du lepton diffusé, du flot hadronique, ou en combinant les deux. En définissant comme au chapitre précédent deux quantités α_e et α_h par :

$$\alpha_e = \frac{E_e - p_{z,e}}{P_{T,e}} \qquad \text{et} \qquad \alpha_h = \frac{E_h - p_{z,h}}{P_{T,h}}$$

(on a sommé dans cette dernière relation sur toutes les paricules hadroniques de l'état final), x et Q^2 s'expriment en fonction de α_e et α_h. Leur autre expression à partir de l'angle polaire et de l'énergie du positron permet alors d'écrire l'énergie du positron diffusé :

$$E_{e,2\alpha} = \frac{E_0}{\sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_2 + \alpha_h}\right).$$

On a représenté sur la Fig. 6.9 la différence relative entre l'énergie du positron mesurée dans le calorimètre et celle obtenue par cette méthode “double-angle”. Un accord de l'ordre de 1.5% est observé sur les données. Il est un peu meilleur sur le Monte Carlo LEPTO, qui ne contient pas les corrections radiatives électrofaibles sur le lepton incident.

Afin de contrôler aussi l'échelle d'énergie hadronique, on peut utiliser le fait que, dans des événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre, l'impulsion transverse du lepton diffusé doit balancer celle du jet hadronique, et en fait celle du système hadronique complet, les résidus du proton ayant une faible impulsion transverse. Cette balance en impulsion transverse est représentée sur la Fig. 6.10. La quantité $P_{T,h}$ correspond au module de la somme vectorielle des impulsions transverses des particules hadroniques présentes dans l'état final. On a de plus ajusté une Gaussienne sur le pic de la distribution : la valeur moyenne de cette Gaussienne diffère de l'unité de moins de 1%.

Par ailleurs, la distribution de la position suivant l'axe des faisceaux du vertex d'interaction est donnée sur la Fig. 6.11 pour les 1800 événements satisfaisant à $M_e \geq 45$ GeV . La valeur moyenne est bien de $\simeq 3.5$ cm, comme c'est le cas pour l'ensemble des données. La coupure $|z_{vertex} - z_{moyen}| \leq 35$ cm ne fait pas perdre trop d'événements. La perte d'efficacité dûe à cette coupure est estimée sur le Monte Carlo de DIP, elle vaut moins de 0.3%.

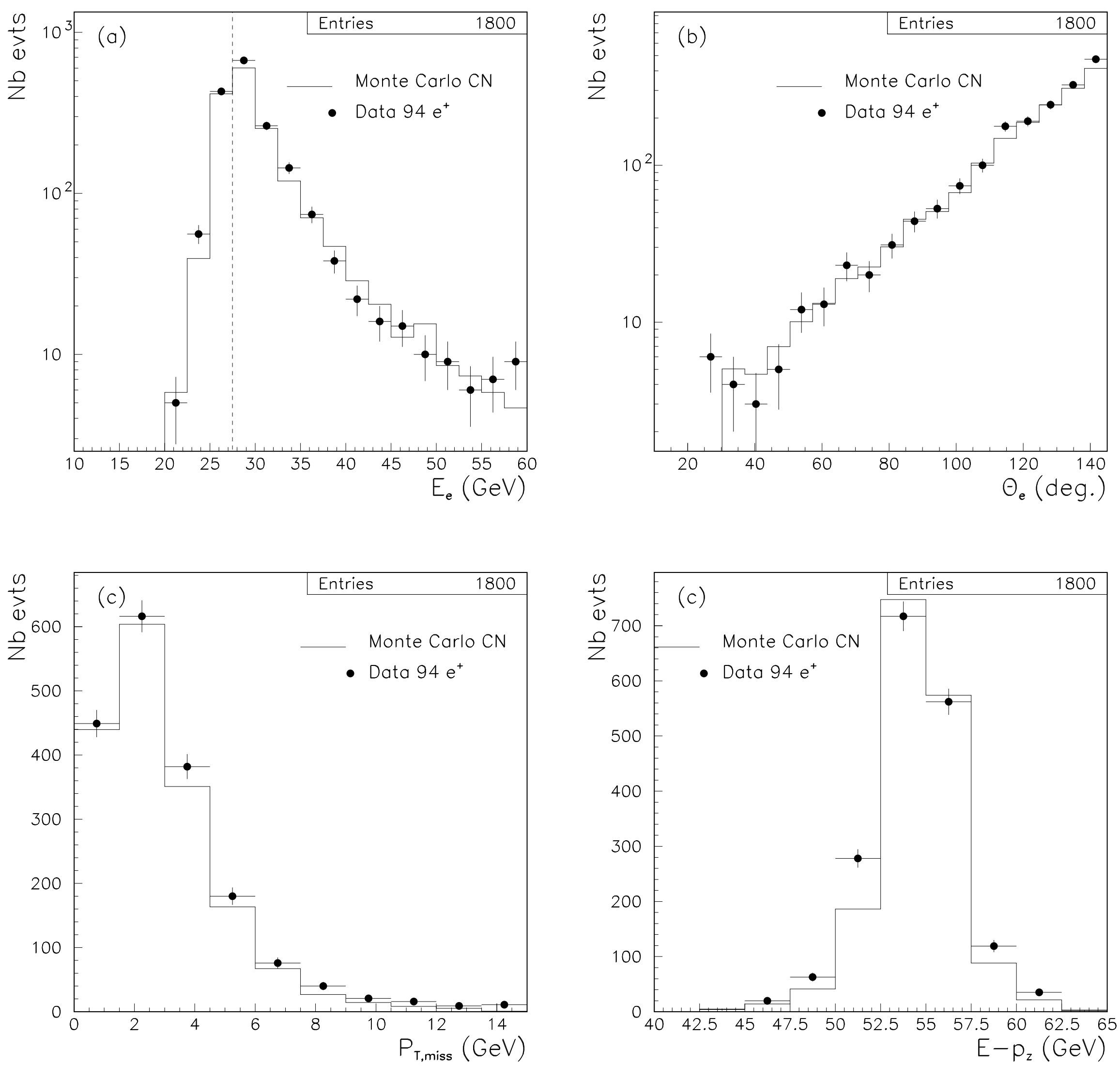


Figure 6.8: *Comparaison des données et du Monte Carlo de DIP par courant neutre, pour les événements vérifiant les critères de sélection* S1 *et* $M_e \geq 45$ GeV *: (a) énergie de "l'électron"; (b) angle polaire de "l'électron"; (c) impulsion transverse manquante et (d) quantité* $E - p_Z$ *des événements.*

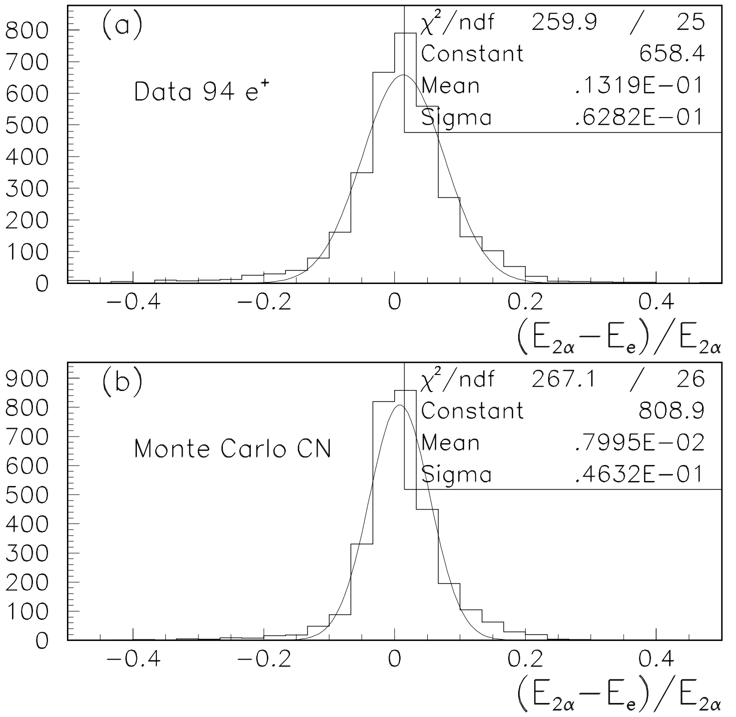


Figure 6.9: *Comparaison de l'énergie du positron mesurée et prédite par la méthode "double-angle", pour les données (a), et le Monte Carlo LEPTO (b).*

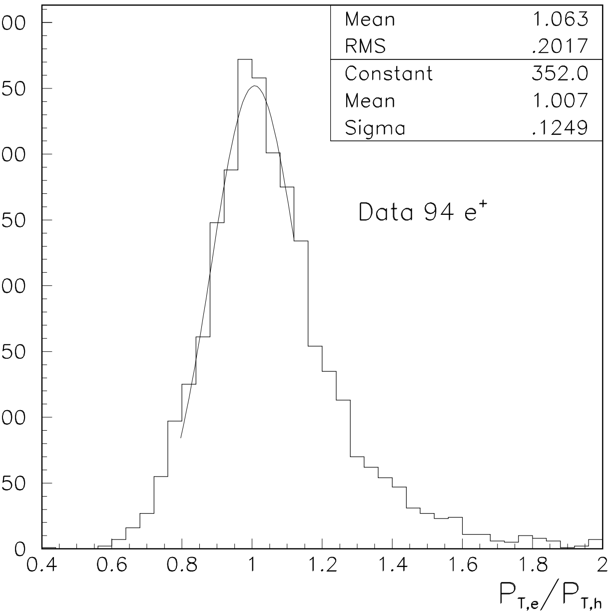


Figure 6.10: *Balance en impulsion transverse pour les événements observés dans les données, qui vérifient les critères de la sélection* S1 *ainsi que* $M_e \geq 25$ GeV .

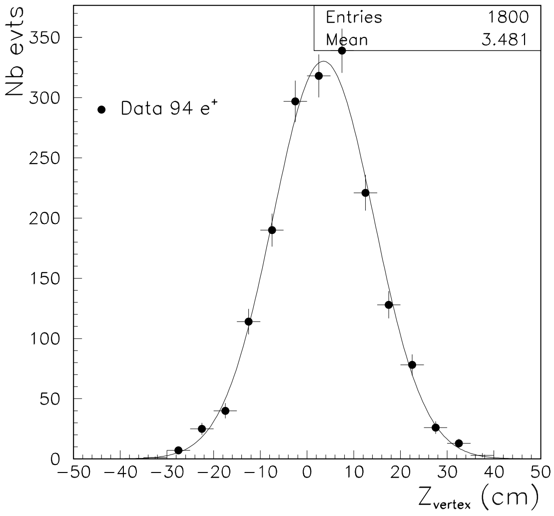


Figure 6.11: *Coordonnée suivant l'axe des faisceaux (*$z > 0$ *correspond à la direction du faisceau de protons) du vertex primaire de l'interaction.*

6.3.4 Optimisation des coupures

Le nombre d'événements candidats passant les coupures précédentes est assez important, même en appliquant une coupure assez élevée sur M_e. Or, on a vu qu'on est capable de reconstruire la masse d'un squark produit par résonance et se désintégrant en e^+q de manière assez précise. Il est alors naturel, si l'on recherche un squark de masse M dans ce canal, de ne pas prendre en compte tous les événements satisfaisant aux critères de sélection, mais d'imposer en plus que la masse M_e de ces candidats soit assez proche de la masse M cherchée. Pour cela, nous allons définir, pour chaque masse de squark générée dans ce canal, une fenêtre en masse $[M_{min}, M_{max}]$. Cette fenêtre est choisie comme étant le plus petit intervalle en masse contenant 68.3% des événements générés vérifiant les critères de sélection. Les valeurs de M_{min} et M_{max} ainsi obtenues pour les onze masses de squark pour lesquelles on dispose d'une génération sont données dans la table 6.1. Les valeurs de M_{min} et M_{max} sont ensuite interpolées à toutes les masses. Ainsi, en recherchant dans les données des candidats correspondant à un squark de masse M, en gardera seulement les événements pour lesquels :

Masse du squark (GeV)	M_{min} (GeV)	M_{max} (GeV)	ΔM (GeV)
35	29	35	6
50	40	50	10
75	62	76	14
100	84	102	18
125	106	129	23
150	128	154	26
175	155	183	28
200	175	205	30
225	200	230	30
250	227	257	30
275	250	290	40

Tableau 6.1: *Fenêtres en masse contenant* 68.3% *des événements générés qui vérifient les critères de sélection.*

$$M_e \in [M_{min}(M), M_{max}(M)].$$

Par ailleurs, on sait que la distribution en y des événement recherchés doit être plate, au contraire des événements de DIP pour lesquels elle est en $\frac{1}{y^2}$. Pour l'instant, la coupure inférieure appliquée sur y est basse et constante, puisqu'on demande uniquement $y_e \geq 0.05$. L'idée est alors d'optimiser la coupure en y, y_{cut}, en fonction de la masse de l'objet recherché, en optimisant le rapport signal sur bruit :

- dans la région des basses masses, on a beaucoup d'événements. On appliquera alors une coupure en y plus sévère pour diminuer le nombre de candidats;

- à grande masse, il reste peu de candidats. Il n'est pas nécessaire alors de hausser la coupure y_{cut}, ce qui ferait perdre de l'efficacité inutilement.

L'optimisation de la coupure en y se fait en gardant à l'esprit que, en l'absence de signal, notre analyse permettra d'établir des limites de rejet sur la masse du squark. La section efficace de production étant proportionnelle au carré du couplage, les limites que l'on dérivera seront représentées par une courbe dans le plan $(M_{\tilde{q}}, \lambda'_{111})$. La procédure d'extraction de ces limites sera détaillée au chapitre suivant. On va ici juste en expliquer le principe. Considérons une masse M de squark. Soit $N_{obs}(M, y_{cut})$ le nombre d'événements dans les données satisfaisant aux critères de sélection et vérifiant de plus :

$$M_e \in [M_{min}(M), M_{max}(M)] \qquad et \qquad y_e \geq y_{cut}.$$

On note $N_{DIP}(M, y_{cut})$ le nombre d'événements attendus dans la diffusion profondément inélastique satisfaisant aux mêmes conditions. En supposant que N_{obs} et N_{DIP} suivent une loi de distribution de Poisson, on peut extraire de ces deux nombres un nombre limite N_{lim}, correspondant au nombre maximal d'événements de signal qu'il peut y avoir dans les données à 95% de confiance. Le couplage limite λ'_{lim} est alors obtenu en résolvant :

$$N_{lim} = \mathcal{L}\varepsilon(y_{cut})\sigma(\lambda')$$

où $\varepsilon(y_{cut})$ est l'efficacité de détection sur le signal cherché, dans la fenêtre en masse $[M_{min}, M_{max}]$ et avec $y_e \geq y_{cut}$. La limite obtenue est donc d'autant meilleure que le nombre N_{lim} est faible. On conçoît aisément que si le nombre d'événements observés dans les données est substantiellement plus grand que celui attendu dans le Monte Carlo, N_{lim} sera assez élevé. Par ailleurs, si N_{obs} et N_{DIP} sont comparables, l'éventuel signal peut être "noyé" dans les fluctuations statistiques du fond, soit $\sqrt{N_{obs}}$. Ainsi, plus les nombres d'événements observés et attendus sont faibles, meilleure est notre limite.

La coupure y_{cut} est optimisée dans le but de minimiser le couplage limite. On ne peut évidemment pas se baser sur les données pour optimiser cette coupure. La procédure suivie est donc la suivante :

- pour une masse M de squark donnée (pour laquelle on dispose d'une simulation), et une coupure en y y_{cut}, on calcule $N_{DIP}(y_{cut})$;
- on en déduit le nombre limite d'événements de signal qu'on aurait à 95% de confiance, si les données étaient exactement reproduites par le Monte Carlo, c'est-à-dire on prend : $N_{obs} = N_{DIP}$;
- on minimise enfin la quantité :

$$\frac{N_{lim}(y_{cut})}{\varepsilon(y_{cut})}$$

  par rapport à la variable y_{cut}.

On a ainsi calculé la coupure en y optimale, pour les onze masses de squarks générées. Pour avoir $y_{cut}(M)$ à toute masse, on interpole linéairement par des segments de droite. La variation de y_{cut} en fonction de la masse de l'objet recherché est représentée sur la Fig. 6.12.

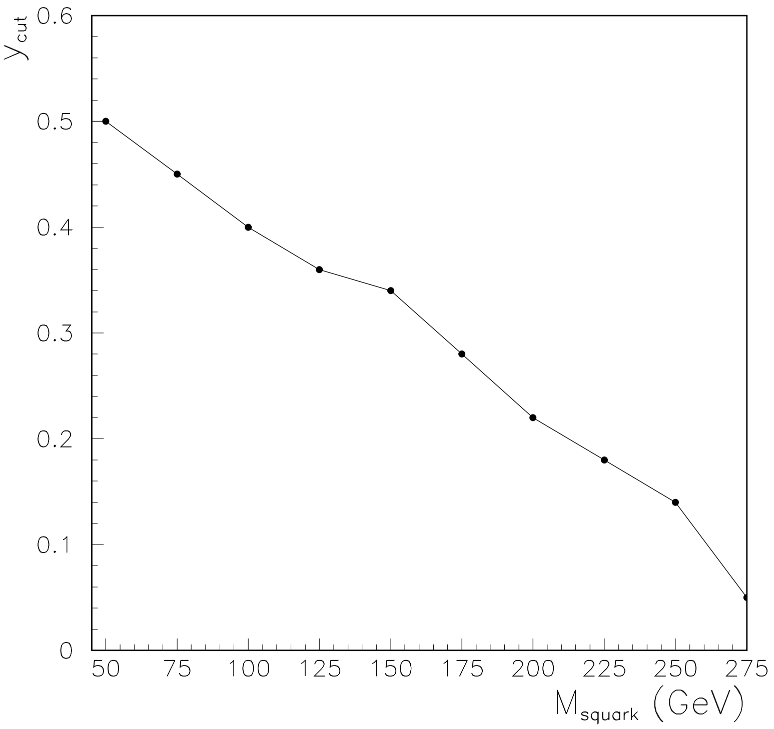


Figure 6.12: *Optimisation de la coupure basse en y en fonction de la masse du squark recherché.*

6.3.5 Spectre de masse et efficacités sur le signal

Distribution en masse

Avec les critères de sélection S1, et en demandant de plus :

1. $M_e \geq 25$ GeV ,
2. $y_e \geq y_{cut}(M_e)$,

on observe 362 événements dans les données, et 335.2 ± 36.0 (syst.) sont attendus dans le Monte Carlo de diffusion profondément inélastique. Ici et dans toute la suite, l'erreur (syst.) comprend l'erreur systématique due à la statistique finie du Monte Carlo, les erreurs sur les échelles d'énergie électromagnétique et hadronique (respectivement 2% et 5%), qui entraînent une erreur de l'ordre de 10% sur le nombre d'événements attendus, et l'erreur sur la luminosité (1.5%).
Le spectre de masse des événements restants est représenté sur la Fig. 6.13. On a laissé aussi sur la figure les résultats obtenus avec la coupure en y non optimisée. On voit sur la figure que l'optimisation de la coupure en y réduit grandement le fond de diffusion inélastique profonde. En élevant la coupure sur la masse M_e, on obtient :

- 91 événements observés pour 84.0 ± 10.2 (syst.) attendus à $M_e \geq 45$ GeV ,
- 13 événements observés pour 12.4 ± 2.6 (syst.) attendus à $M_e \geq 100$ GeV ,

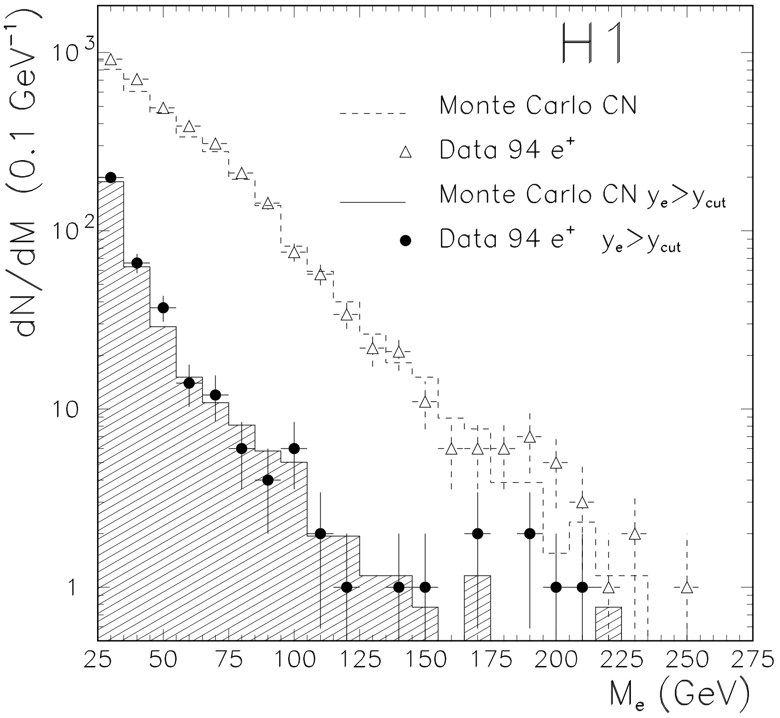


Figure 6.13: *Distribution de la masse reconstruite M_e pour les données (symboles) et le Monte Carlo de DIP par courant neutre (histogrammes), avant et après l'optimisation de la coupure en y.*

- 7 événements observés pour 3.5 ± 1.2 (syst.) attendus à $M_e \geq 150$ GeV .

Le spectre de masse de nos événements candidats ainsi que les chiffres donnés plus haut montrent que les données sont partout en accord avec les prédictions du Modèle Standard : aucun signal n'est observé dans ce canal. Si il en est de même pour les autres canaux qu'il nous reste à étudier, nous dériverons de l'analyse des limites de rejet dans le plan $(M_{\tilde{q}}, \lambda')$. Pour cela, nous aurons besoin de connaître les efficacités sur le signal.

Efficacités sur le signal

Le couplage limite à une masse donnée M sera calculé à partir du nombre d'événements observés et attendus vérifiant :

1. les critères de sélection S1,
2. $M_e \in [M_{min}(M), M_{max}(M)]$,
3. $y_e \geq y_{cut}(M)$.

C'est donc pour cette série de coupures que nous allons calculer les efficacités de détection sur le signal. Celles-ci sont représentées en fonction de la masse du squark

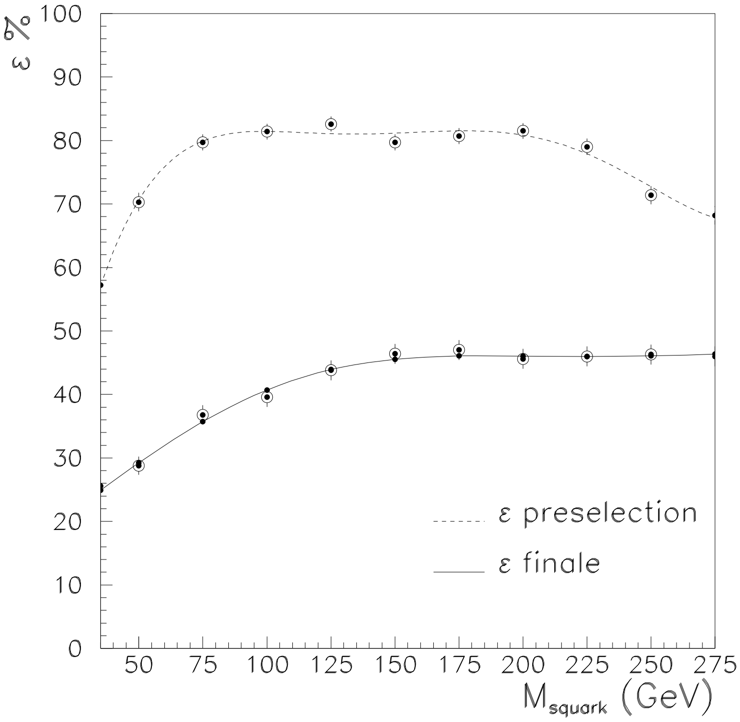


Figure 6.14: *Efficacités de sélection d'un squark se désintégrant en* e^+q *avec uniquement les coupures de sélection* S1 *(trait tiret) ; avec en plus* $y_e \geq y_{cut}$ *et* $M_e \in [M_{min}, M_{max}]$ *(trait plein).*

sur la Fig. 6.14. On constate que l'efficacité de sélection finale varie entre $\simeq$ 25% et $\simeq$ 45% et dépend peu de la masse du squark. Elle est à peu près constante pour $M_{\tilde{q}} \geq 125$ GeV .

Un de nos événements candidats dans ce canal est représenté sur la Fig. 6.15. La masse M_e reconstruite pour ce candidat est de 145.8 GeV , le carré du moment transféré est élevé $Q^2 = 8104.4$ GeV ^{2}, et la variable de Bjorken y a pour valeur $y_e = 0.38$. Le positron a été diffusé à bas angle $\theta_e = 51^o$ et est clairement identifié dans la roue CB3 du calorimètre. Son énergie est élevée $E_e = 90.7$ GeV .

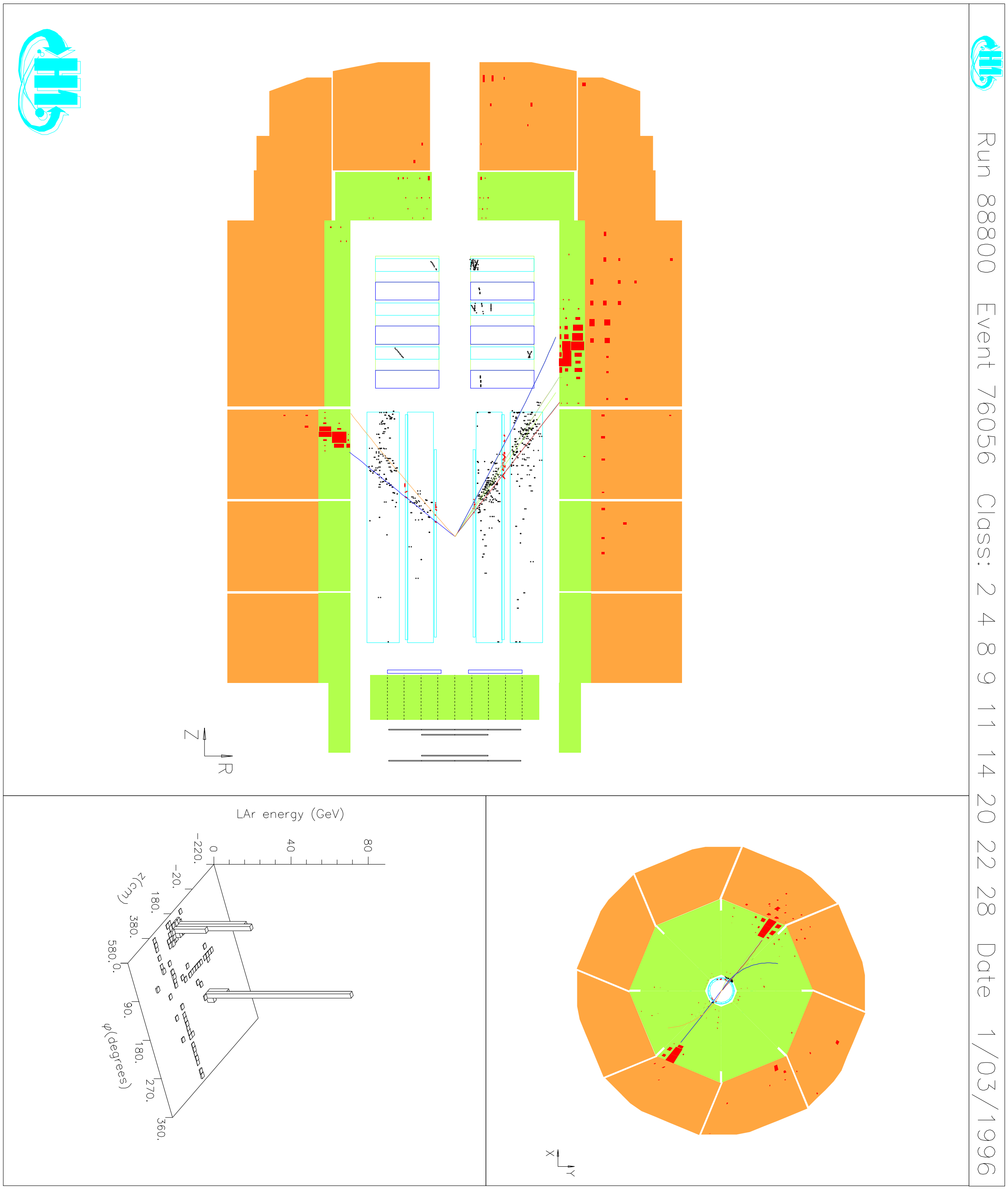


Figure 6.15: *Evénement candidat pour la sélection* S1.

6.4 Production résonante de squarks, canal S2

On s'intéresse ici aux cas où le squark produit par résonance entre le positron incident et un quark venant du proton se désintègre en un neutrino et un quark. Comme on l'a vu dans le chapitre 3, ce mode de désintégration ne concerne que les squarks de type "down", c'est-à-dire le $\bar{\tilde{d}}_R$ dans le cas où le couplage de $\not{R}_p$ considéré est λ'_{111}. Le mode de désintégration $\tilde{q} \to q\chi_1^0$, dans le cas où le χ_1^0 est de type higgsino (se désintégrant alors hors du détecteur), donne l'état final considéré ici, mais le rapport d'embranchement dans ce canal est alors si faible qu'il n'est pas à considérer.
Le graphe de Feynman correspondant au processus étudié est représenté sur la Fig. 6.16. Le neutrino échappant à la détection, la signature de tels événements consiste en de l'énergie manquante et un jet. Le bruit de fond pour ce signal correspond essentiellement aux événements de diffusion profondément inélastique par courant chargé (CC), où le boson échangé est un W et non plus un photon.

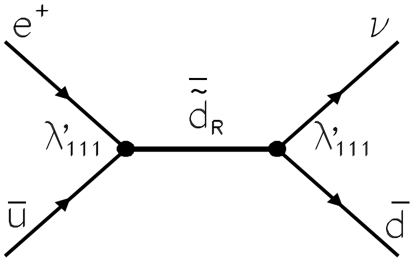


Figure 6.16: *Production du squark $\bar{\tilde{d}}_R$ par λ'_{111} et désintégration en $\nu\bar{d}$.*

6.4.1 Sélection des événements

Le point de départ de l'analyse pour ce canal est la classe "courant chargé", qui contient des événements pour lesquels l'impulsion transverse manquante est supérieure à 10 GeV . En plus de ne pas être éliminés par nos coupures visant à rejeter le bruit de fond non physique, les événements sélectionnés doivent satisfaire aux critères suivants :

1. aucun $e^{\pm}$ vérifiant les conditions de la sélection S1 ne doit être trouvé dans l'événement;
2. l'impulsion transverse manquante, calculée à partir de tous les dépôts d'énergie dans les calorimètres, doit être suffisamment élevée :

$$P_{T,miss} \geq 25 \text{ GeV} \ ;$$

3. on demande que l'énergie transverse scalaire,

$$E_T = \sum_i E_{T,i} = \sum_i E_i \sin\theta_i$$

où on somme sur toutes les particules de l'état final, diffère peu de l'énergie transverse vectorielle,

$$P_T = |\sum_i \vec{p}_{T,i}| = P_{T,miss}.$$

Le critère requis est :

$$\frac{E_T - P_{T,miss}}{E_T} \leq 0.5;$$

4. lorque l'angle θ_h du flot d'énergie transverse hadronique est compris entre 35^o et 155^o, on demande qu'il y ait au moins trois traces pointant vers le vertex de l'interaction, et au moins une telle trace si $\theta_h \leq 35^o$;

La coupure (1) est évidente du fait de la topologie des événements recherchés. Elle permet de plus que les sélections S1 et S2 soient disjointes.
On a vu au chapitre 3 que l'énergie transverse du lepton diffusé provenant de la désintégration d'un squark par $\not{R}_p$ doit être élevée. Dans le cas qui nous intéresse, cette énergie transverse correspond à l'impulsion transverse manquante de l'événement. Il est donc naturel de demander un $P_{T,miss}$ élevé. Cette coupure élimine de plus la DIP en courant neutre et les événements de photoproduction, où $P_{T,miss}$ est faible.
La coupure (3) permet de rejeter efficacement les événements de photoproduction qui auraient survécu à la coupure précédente. En effet, de tels événements, comportant en général deux jets dans l'état final, peuvent avoir une impulsion transverse manquante importante, par exemple si un des jets laisse un dépôt d'énergie important dans le fer instrumenté. Pour de tels événements, les deux jets sont balancés en azimuth et présentent donc deux dépôts d'énergie hadronique bien distincts l'un de l'autre. Par conséquent, il n'y a aucune raison pour que les sommes scalaires et vectorielles donnent le même résultat. Au contraire, dans les événements que nous cherchons, on attend un seul dépôt d'énergie hadronique. Il ne doit donc pas y avoir de grande différence entre ces deux sommes. Ceci est représenté sur la Fig. 6.17, où la distribution de la grandeur $(E_T - P_{T,miss})/E_T$ est montrée pour du Monte Carlo de DIP en courant chargé, et du Monte Carlo de photoproduction. La figure a été réalisée en demandant uniquement $P_{T,miss} \geq 10$ GeV , et qu'il n'y ait pas de candidat $e^{\pm}$ vérifiant les conditions de la sélection S1, ceci afin de conserver une statistique suffisante pour le bruit de fond de photoproduction.
La coupure (4) rejette des événements correspondant au passage d'un muon cosmique dans le détecteur, qui n'auraient pas été éliminés par les filtres précédents.

6.4.2 Reconstruction de la masse du squark

Dans ce cas, le neutrino échappant à la détection, on ne peut pas espérer reconstruire la masse du squark en faisant une masse invariante de toutes les particules présentes dans l'état final. Néanmoins, on a vu au chapitre 5 que les variables de Bjorken peuvent être reconstruites en utilisant l'information du flux hadronique uniquement. On les note x_h, y_h et Q^2_h. On peut alors reconstruire la masse du squark par :

$$M_h = \sqrt{x_h S}.$$

Les résolutions obtenues sur M_h pour des squarks de 75 GeV et 150 GeV sont montrées sur la Fig. 6.18. Cette résolution a tendance à se dégrader quand la masse

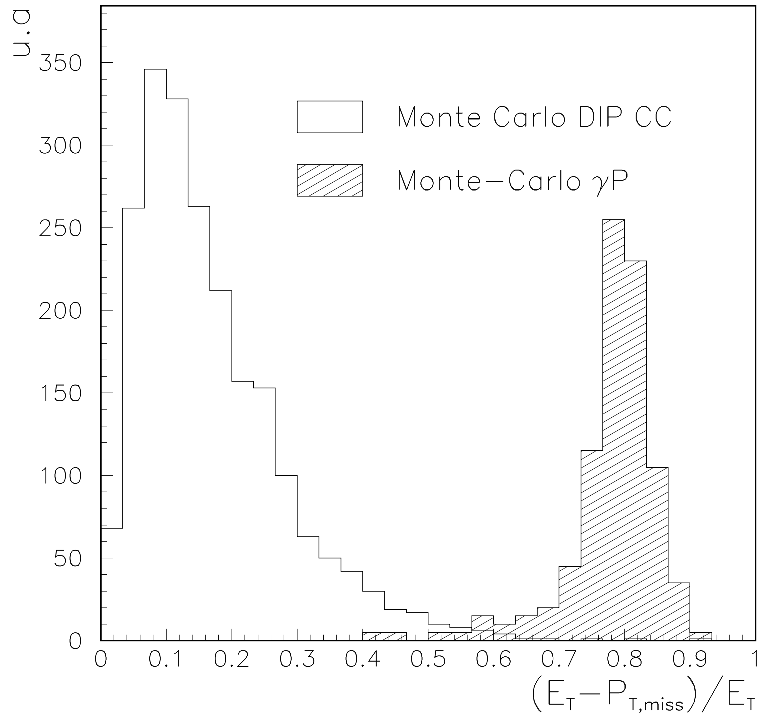


Figure 6.17: *Distribution de la grandeur* $(E_T - P_{T,miss})/E_T$ *pour du Monte Carlo de diffusion profondément inélastique en courant chargé (histogramme blanc), et pour du Monte Carlo de photoproduction (histogramme hachuré). Les deux histogrammes ne sont pas normalisés l'un par rapport à l'autre.*

du squark augmente. En effet, le jet formé par le quark venant de la désintégration du squark est alors émis de plus en plus à l'avant du fait du “boost” de Lorentz. Une partie de son énergie est donc perdue dans le tube à vide, et les variables de Bjorken calculées par la méthode de Jacquet-Blondel sont alors mal mesurées.

6.4.3 Comparaison des données au Monte Carlo

En appliquant les critères sélection précédents, 343 événements sont observés dans les données, soit dix fois plus que ce qu'on attend dans la diffusion profondément inélastique par courant chargé. La raison en est qu'il reste à ce stade beaucoup d'événements non physiques, essentiellement provoqués par le passage d'un muon cosmique dans le détecteur, ou d'un muon du halo. Afin de rejeter les muons du halo, nous avons appliqué un filtre supplémentaire. Pour un événement candidat, considérons le cluster de plus grande impulsion transverse trouvé dans le calorimètre. Partant du centre de gravité G de ce cluster, on définit un cylindre parallèle à l'axe des faisceaux, de rayon $r = 25$ cm. On s'intéresse alors aux cellules touchées, situées à l'intérieur de ce cylindre et assez proches en azimuth du point G : $\Delta\Phi_{G,cell} \leq 5^o$. Appelons N_{cell} le nombre de cellules vérifiant ces critères, et Z_{min} et Z_{max} les

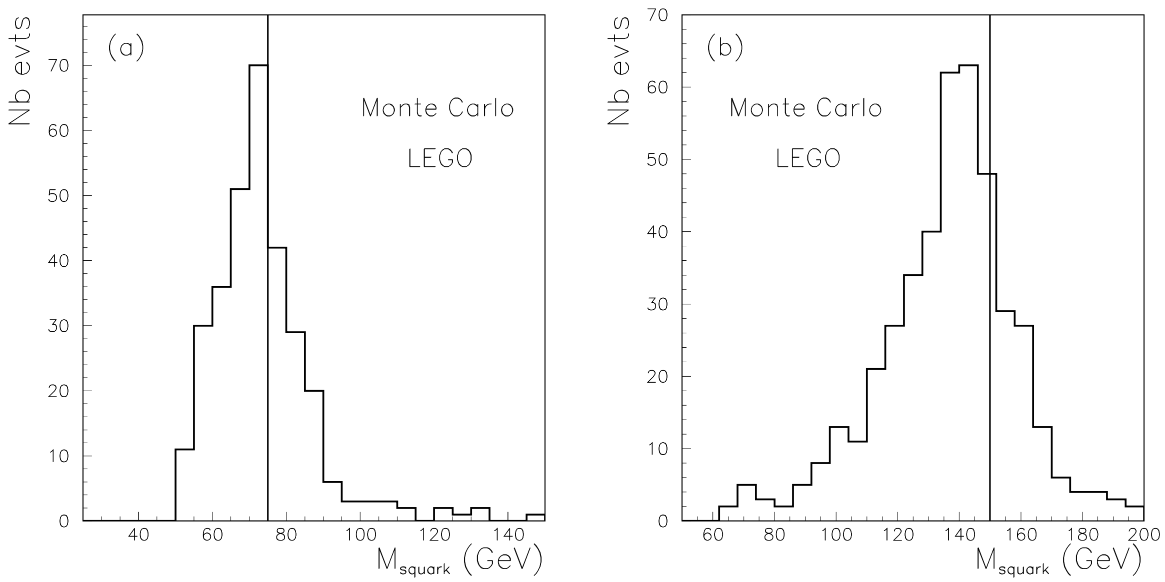


Figure 6.18: *Reconstruction de la masse d'un squark se désintégrant en* νq *pour (a)* $M_{\tilde{q}} = 75$ GeV *et (b)* $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV .

coordonnées minimale et maximale suivant l'axe z de cet ensemble de cellules. Dans le cas où l'événement est dû au passage d'un muon du halo, la différence entre Z_{min} et Z_{max} sera assez élevée, et le nombre N_{cell} sera faible puisqu'un muon interagit peu dans le calorimètre. Ceci doit permettre de différencier de tels événements de ceux que nous recherchons. Les Fig. 6.19 (a) et (b) montrent comment la variable $(Z_{max} - Z_{min})/\sqrt{N_{cell}}$ est distribuée pour nos 343 candidats, et pour du Monte Carlo de diffusion inélastique profonde en courant chargé. On constate sur les données que cette distribution présente bien un pic au voisinage de zéro, comme pour la DIP, mais que beaucoup d'événements sont concentrés à des valeurs élevées de $(Z_{max} - Z_{min})/\sqrt{N_{cell}}$. Ces derniers correspondent à des muons du halo. Plutôt que de couper directement sur cette variable, on a préféré exploiter la corrélation avec Z_{min}. En effet, pour des muons du halo, Z_{min} sera plutôt faible. La coupure appliquée est présentée sur la Fig. 6.19(c),(d). Elle est d'autant plus sévère que Z_{min} est petit.
En ajoutant cette coupure aux précédentes, on observe 144 événements dans les données, pour $\simeq$ 33 attendus dans le Monte Carlo. La perte d'efficacité due à cette dernière coupure est estimée sur le Monte Carlo à $\simeq$ 2.6%. Les 144 événements restants sont alors visualisés (à l'aide du programme permettant de donner une représentation des événements telle que celle de la Fig. 6.15), et 103 sont identifiés comme étant du bruit de fond non physique (essentiellement des muons cosmiques). Ainsi, seuls 41 événements sont finalement acceptés comme candidats. Un de ces événements est très particulier et correspond au processus : $e^+p \to \mu^+X$. Nous reviendrons plus loin sur cette topologie. Puisque, de toute évidence, cet événement est très différent de ceux recherchés ici, nous l'enlevons de la liste des candidats pour ce canal. Avec les mêmes coupures, la prédiction du Monte Carlo de diffusion

profondément inélastique est de 33.4 ± 3.6 (syst.) événements, ce qui est en très bon accord avec l'observation. Les distributions en $P_{T,miss}$ et en M_h pour les 40 événements restant dans les données et la simulation sont montrées sur la Fig. 6.20. Elles montrent que les données sont bien reproduites par le Monte Carlo. Ainsi, aucune déviation significative n'est observée par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Un des événements restant dans les données est représenté sur la Fig. 6.21. Seul un jet est présent dans l'état final, et l'impulsion transverse manquante est de 36 GeV . Par ailleurs, la masse reconstruite de cet événement est de 89.1 GeV .

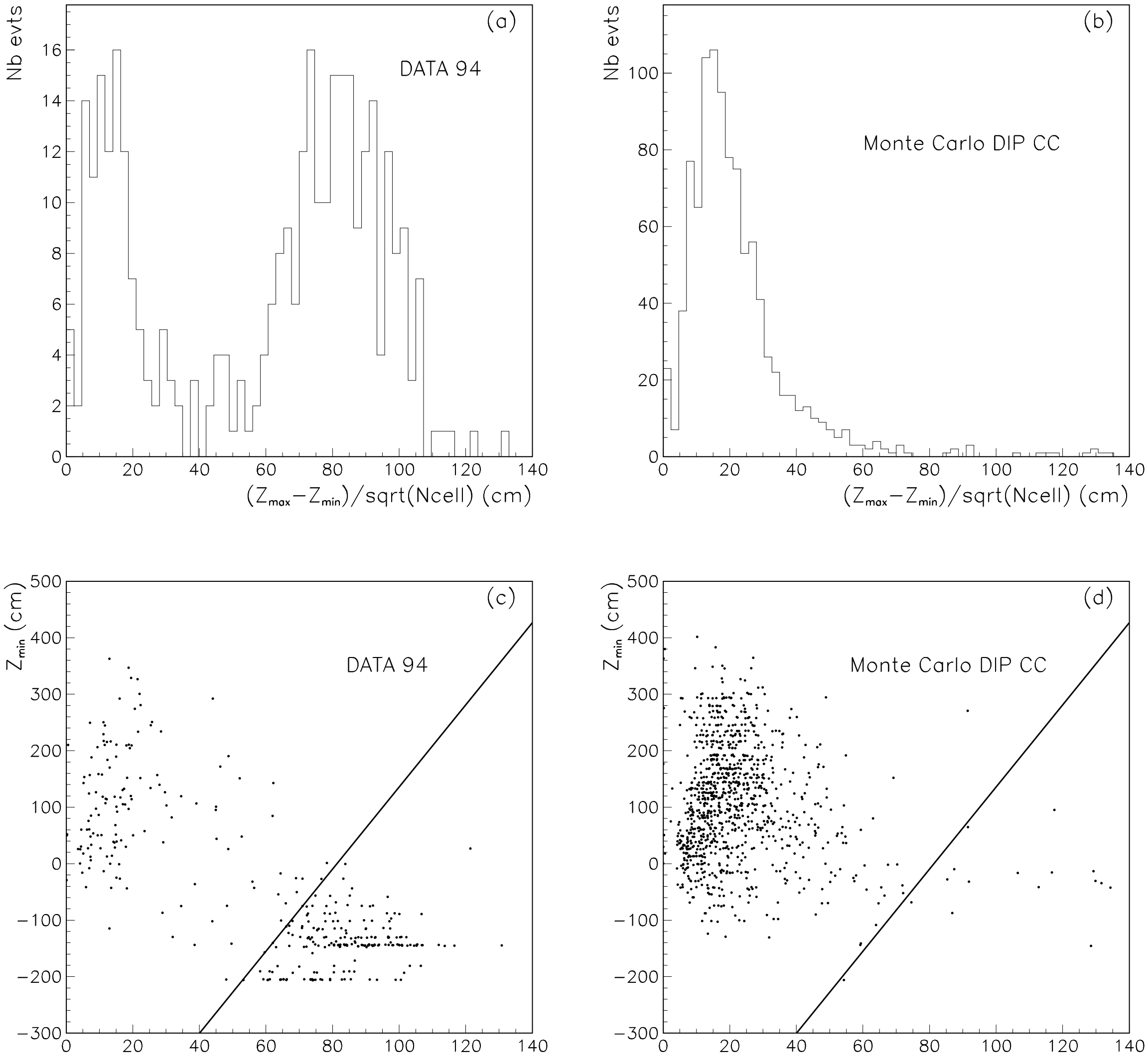


Figure 6.19: *Distribution de la variable* $(Z_{max} - Z_{min})/\sqrt{N_{cell}}$ *pour (a) les* 353 *candidats dans les données, et (b) la diffusion profondément inélastique en courant chargé. Les figures (c) et (d) montrent comment cette variable est corrélée avec* Z_{min}*, et la coupure finalement appliquée. Les événements situés en-dessous de la droite ne sont pas gardés comme candidats.*

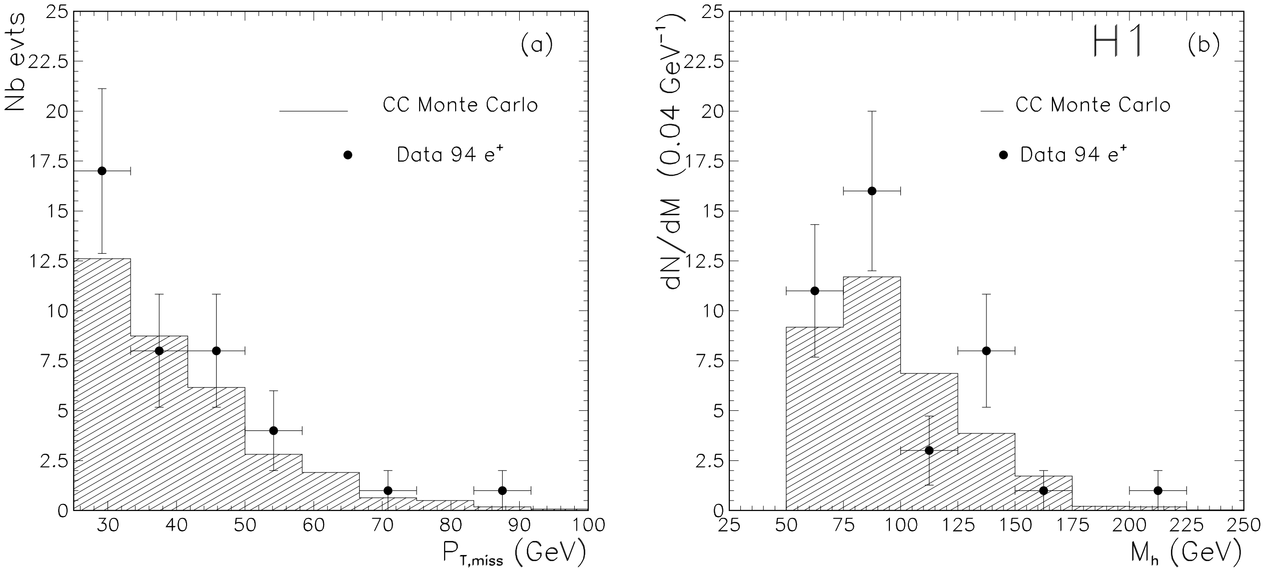


Figure 6.20: *Distributions (a) de l'impulsion transverse manquante, et (b) de la masse reconstruite* M_h *(b) pour les données et le Monte Carlo de DIP par courant chargé.*

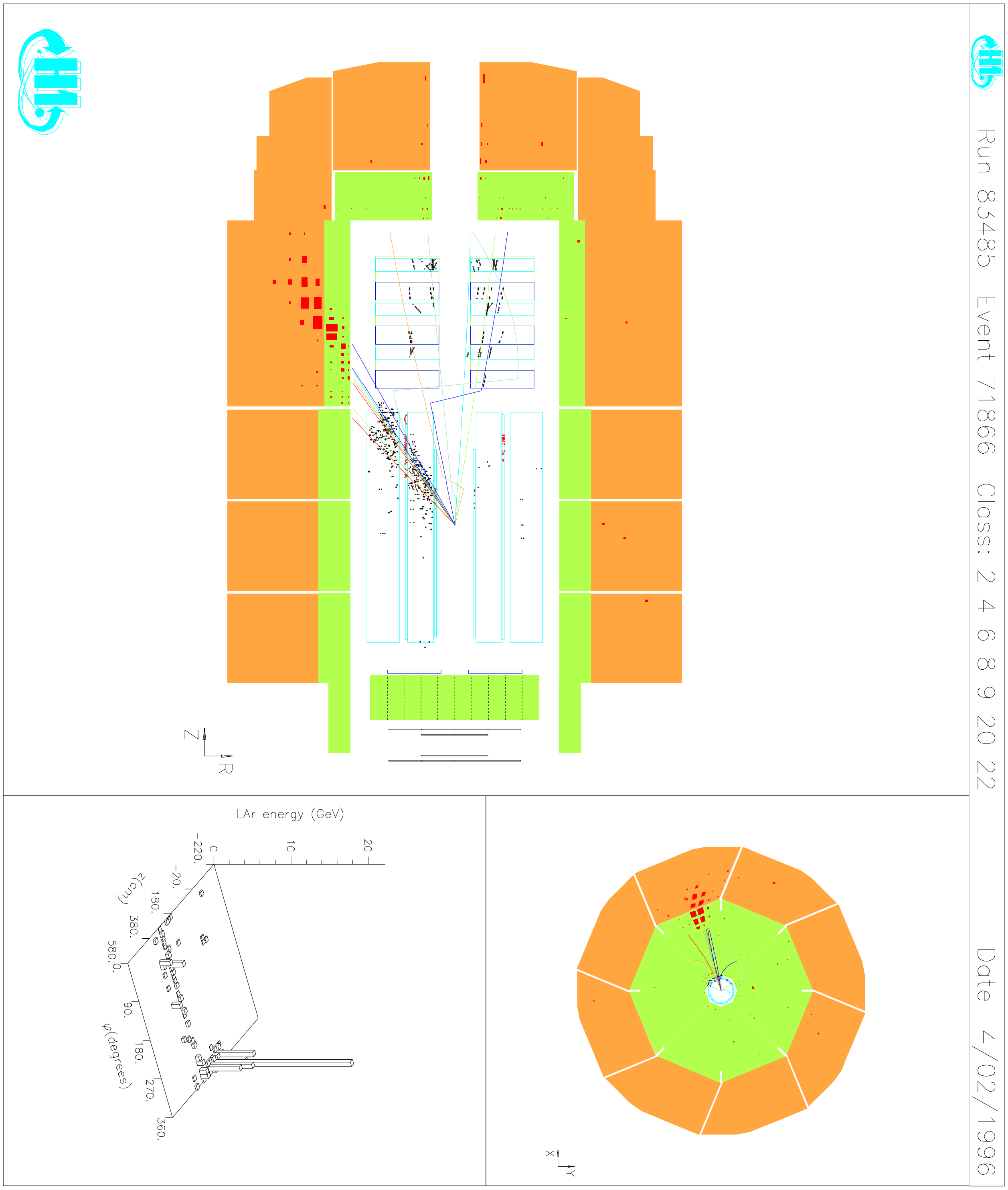


Figure 6.21: *Evénement candidat typique pour le canal* S2.

6.4.4 Efficacités sur le signal

De même que pour le canal S1, nous allons définir, pour une masse M de squark cherché, une fenêtre en masse $[M_{min}(M), M_{max}(M)]$ telle que :

- l'efficacité de détection d'un squark de masse M, en appliquant les coupures de S2 et en demandant de plus $M_h \in [M_{min}(M), M_{max}(M)]$ soit égale à 68.3% de l'efficacité avec uniquement les critères de S2;
- $[M_{min}(M), M_{max}(M)]$ est la plus petite fenêtre qui vérifie la proposition précédente.

Les valeurs obtenues pour ces fenêtres en masse sont données dans la table 6.2. Comme on l'a déja remarqué, on mesure de plus en plus mal la masse du squark à mesure que celle-ci augmente. Ceci se traduit dans la table, par le fait que la largeur ΔM de la fenêtre en masse augmente avec la masse du squark. A très basse masse ($M_{\tilde{q}} \simeq 50$ GeV), la coupure $P_{T,miss} \geq 25$ GeV fait perdre beaucoup d'efficacité; pour les quelques événements qui passent cette coupure, la masse reconstruite M_h est supérieure à la masse générée. Ceci explique la valeur de M_{min} dans le cas où $M_{squark} = 50$ GeV . Pour connaître les valeurs de M_{min} et M_{max} à toutes les masses, on interpole ensuite par une fonction polynômiale. Lorsqu'on cherchera à dériver des limites de rejet sur la masse des squarks, ne seront considérés comme candidats pour un $\tilde{q}$ de masse M se désintégrant en νq que les événements pour lesquels $M_h \in [M_{min}(M), M_{max}(M)]$. Les efficacités finales de détection du signal dans la voie S2, prenant en compte l'efficacité du sous-déclencheur "énergie transverse manquante", sont montrées sur la Fig. 6.22. Elles prennent en compte toutes les coupures de sélection, ainsi que le critère $M_h \in [M_{min}(M), M_{max}(M)]$. A basse masse de squark, cette efficacité est assez faible du fait de la coupure en $P_{T,miss}$. A plus grande masse, le squark est davantage "boosté", et le neutrino venant de la désintégration sera davantage énergétique, d'où une impulsion transverse manquante plus importante dans l'événement. Ainsi, cette perte d'efficacité n'est manifeste

Masse du squark (GeV)	M_{min} (GeV)	M_{max} (GeV)	ΔM (GeV)
50	50	63	13
75	58	79	21
100	74	102	28
125	96	129	33
150	113	153	40
175	145	191	46
200	151	209	58
225	175	232	57
250	125	252	127
275	107	275	168

Tableau 6.2: *Fenêtres en masse contenant* 68.3% *des événements générés qui vérifient les critères de sélection* S2.

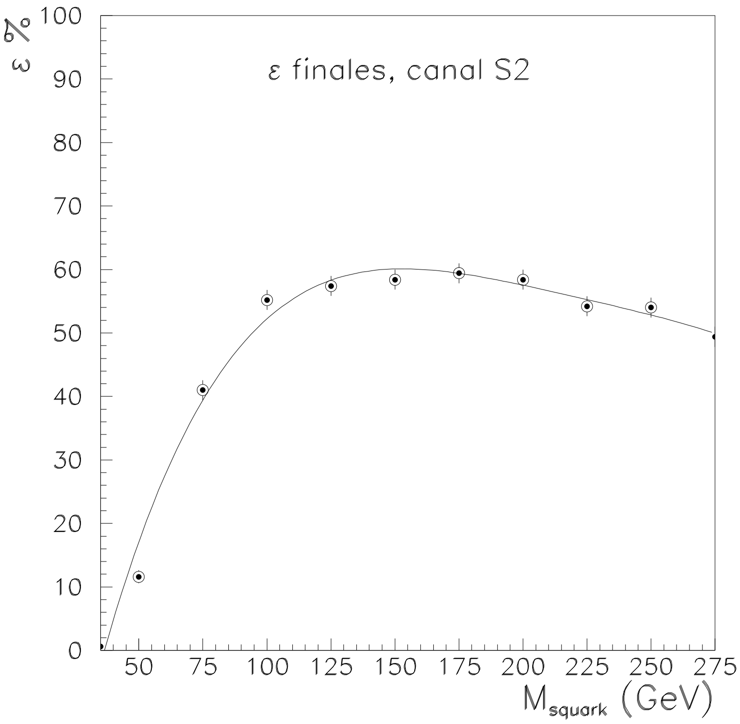


Figure 6.22: *Efficacités finales de détection d'un squark dans le canal* S2*.*

que pour des basses masses de squarks. Notons néanmoins que l'efficacité décroît légèrement lorsqu'on tend vers des masses de squarks très élevées. En effet, comme on l'a remarqué au chapitre précédent, on produit alors souvent un squark "hors couche de masse" (de masse inférieure à la masse "réelle") du fait de la chute brutale des densités de partons à grand x. L'impulsion transverse manquante est alors plus faible en moyenne, ce qui se traduit par cette baisse de l'efficacité.

6.5 Production résonante de squarks, canal S3

Rappelons que la signature associée à ce que nous avons appelé le canal S3 consiste en un e^+ et plusieurs jets. Un tel état final ne peut être obtenu que lorsque le squark se désintègre via une désintégration de jauge. Des exemples de diagrammes conduisant à cette topologie sont donnés sur la Fig. 6.23.

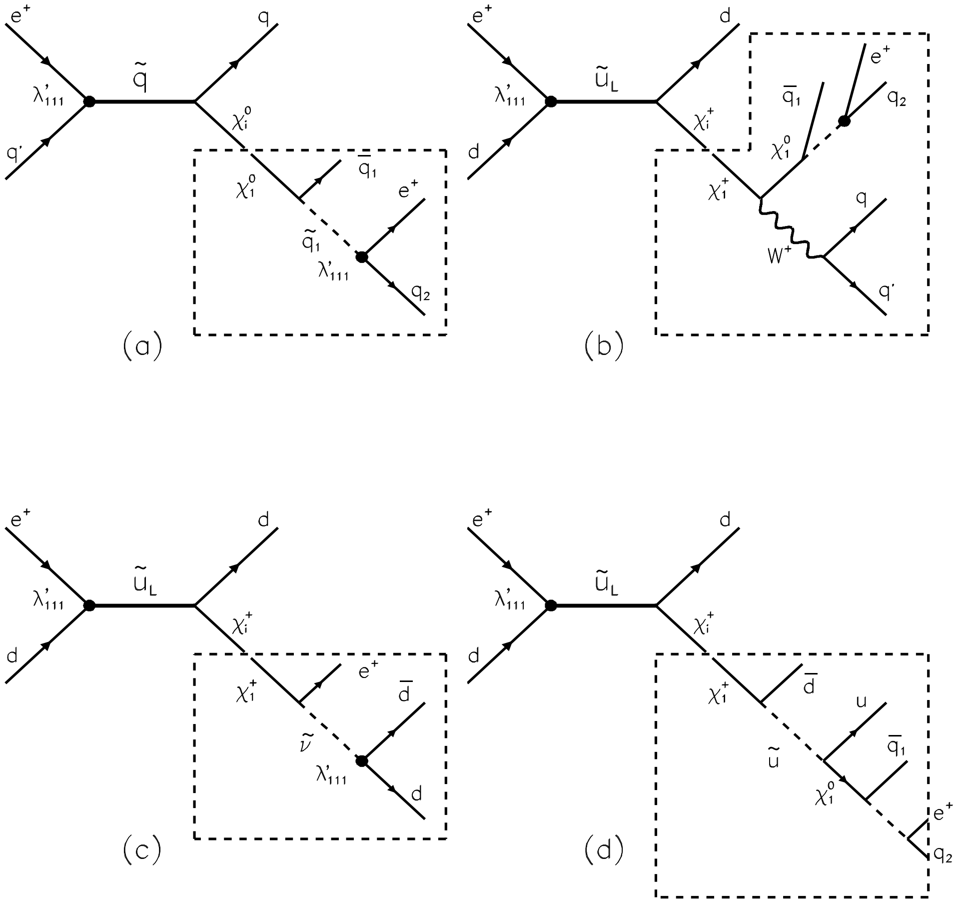


Figure 6.23: *Exemples de diagrammes pour* $\tilde{q} \rightarrow e^+ jets$.

6.5.1 Sélection des événements

Les critères requis pour sélectionner de tels événements sont ceux de la sélection S1, auxquels on ajoute les conditions suivantes :

1. la variable y de Jacquet-Blondel reconstruite à partir de la cinématique du candidat $e^{\pm}$ doit vérifier : $0.4 \leq y_e \leq 0.95$;

2. les énergies transverses hadroniques scalaire et vectorielle $E_{T,h}$ et $P_{T,h}$ doivent

être suffisamment différentes :

$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \geq 0.25,$$

ces variables étant définies par :

$$E_{T,h} = \sum_i E_i \sin\theta_i \qquad P_{T,h} = \left| \sum_i \vec{p}_{T,i} \right|,$$

où la somme porte sur toutes les particules hadroniques de l'état final;

3. on demande qu'au moins un jet, d'impulsion transverse $P_{T,jet} \geq 7$ GeV , ait été reconstruit à l'aide de l'algorithme de cône décrit dans l'analyse du canal S1;

4. la différence angulaire en azimuth $\Delta\Phi_{jt}$ entre le jet de plus grande impulsion transverse et l'axe défini par le moment transverse hadronique total $\vec{P}_{T,h}$ doit satisfaire à :

   $$\Delta\Phi_{jt} \geq \frac{2}{5}(50 - E_{T,h}),$$

   $\Delta\Phi_{jt}$ étant exprimé en degrés et $E_{T,h}$ en GeV ;

5. la masse invariante M_{dec} calculée à partir de toutes les particules de l'état final (y compris le $e^{\pm}$), en excluant les résidus du proton doit dévier de M_e de plus de 10%;

6. l'événement ne doit pas être candidat de la sélection S4, c'est-à-dire "l'électron" de l'état final ne doit pas avoir été identifié comme un "vrai" électron (de charge opposé à celle du lepton incident).

Demander que la variable y_e soit assez élevée supprime de beaucoup le bruit de fond de diffusion profondément inélastique par courant neutre, pour lequel la distribution de y est en $\frac{1}{y^2}$. Pour les événements cherchés, la distribution de y_e est décalée vers les grandes valeurs comme le montre la Fig. 6.24. En effet, par rapport aux événements de S1 où le positron est émis directement par la désintégration du squark, le e^+ apparaît ici plus tard dans la chaîne de désintégration. Son énergie est donc plus faible, et y_e est plus élevé.

La coupure (2) permet de sélectionner essentiellement des événements pour lesquels l'énergie hadronique n'est pas concentrée dans un seul jet, et donc de rejeter efficacement le bruit de fond de diffusion profondément inélastique "mono-jet". L'effet de cette coupure est représenté sur la Fig. 6.25. On voit que la coupure appliquée sur $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ ne fait pas perdre trop d'efficacité sur le signal, tout en éliminant substantiellement le bruit de fond. Notons que nous ne faisons pas de décompte explicite du nombre de jets contenus dans l'événement. En effet, suivant la différence de masse entre le squark et le neutralino ou le chargino, les trois jets de l'état final ne seront pas toujours bien discernables. Demander explicitement trois jets dans l'événement entraînerait une perte non négligeable d'efficacité sur le signal. De plus, la variable $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ utilisée est plus facilement contrôlable que le résultat

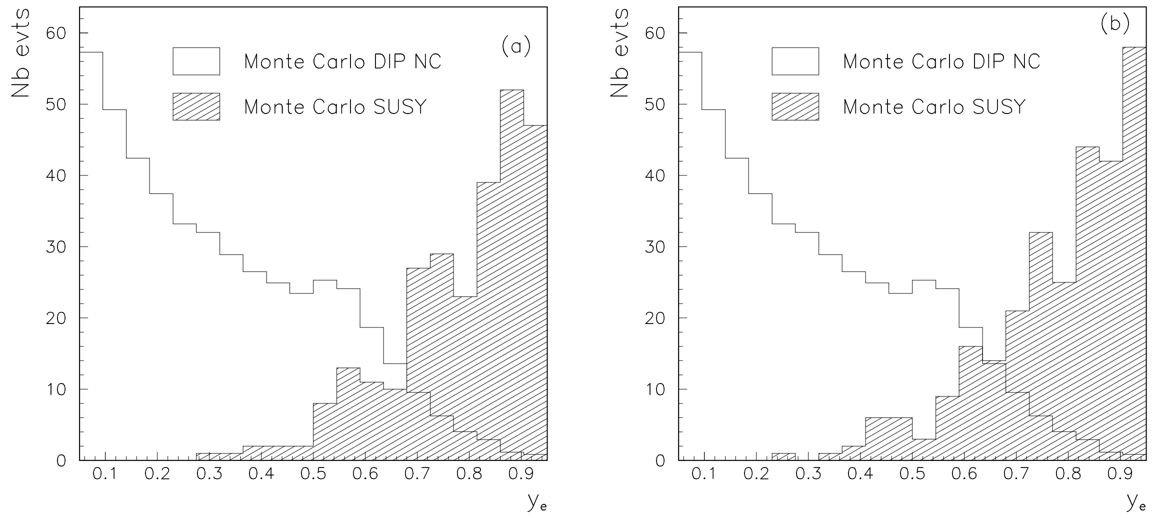


Figure 6.24: *Distribution de la variable* y_e *pour des événements de DIP en courant neutre (histogrammes blancs) et pour du Monte Carlo SUSSEX (histogrammes hachurés). Le cas (a) correspond à une génération de squarks de* 100 GeV *se désintégrant en un neutralino de* 40 GeV *, le cas (b) à un squark de* 200 GeV *et un neutralino de* 80 GeV *. Sur chaque figure, les deux distributions ne sont pas normalisées.*

d'un algorithme de jets. Remarquons que cette variable a déjà été utilisée pour la sélection S2. De manière générale, pour l'étude présentée ici, on demandera :

$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \leq 0.5$$

lorsque les événements cherchés présentent un seul jet dans l'état final, et

$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \geq 0.25$$

pour des topologies "multi-jets". Ces deux "critères" ne s'excluent pas l'un l'autre. En effet, demander $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h} \geq 0.5$ pour des événements multijets ferait à nouveau perdre de l'efficacité, comme on le voit sur la Fig. 6.25. Par ailleurs, la coupure "large" $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h} \leq 0.5$ pour sélectionner des topologies où un seul jet est attendu dans l'état final permet de conserver les événements où une radiation de gluon occasionne la présence d'un jet supplémentaire dans l'événement. Ainsi par exemple, pour 6 des 40 événements de la sélection S2, la variable $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ est entre 0.25 et 0.5. A la visualisation, il s'avère bien que ces événements présentent deux jets dans l'état final, généralement assez "proches" l'un de l'autre. Ceci correspond à la proportion attendue d'événements avec radiation de gluon sur le quark diffusé, celle-ci étant de l'ordre de α_S, soit une dizaine de pourcents.
La coupure (4) demande que l'énergie hadronique de l'événement située assez loin du jet "de courant" (celui formé par le quark émis en premier lors de la désintégration

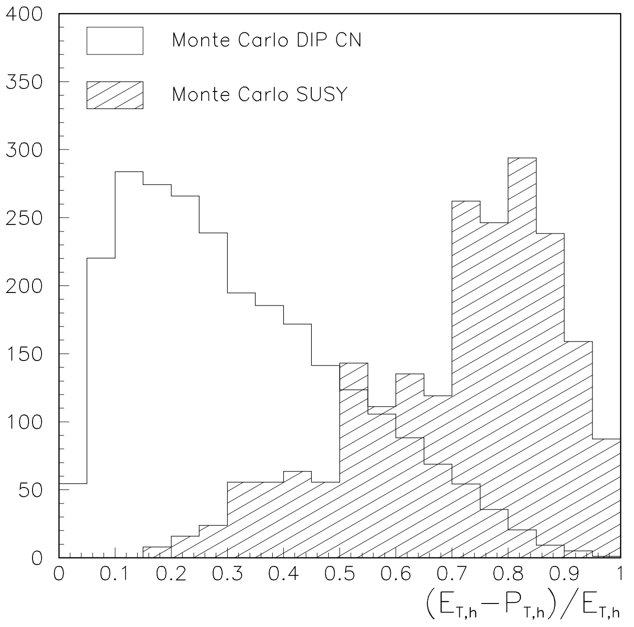


Figure 6.25: *Distribution de la variable* $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ *pour le Monte Carlo de diffusion profondément inélastique par courant neutre ainsi que pour des événements générés où un squark de* 75 GeV *se désintègre en un neutralino de* 20 GeV .

du squark) soit suffisamment importante. En effet, dans le plan transverse, ce jet "de courant" doit être balancé en azimuth par les hadrons venant de la désintégration du neutralino ou du chargino. On s'attend donc à ce que la différence $\Delta\Phi_{jt}$ soit assez grande. Au contraire, pour des événements de diffusion profondément inélastique, les vecteurs $\vec{P}_{T,h}$ et $\vec{P}_{T,jet}$ doivent être à peu près colinéaires, du moins pour ceux correspondant à des processus à l'ordre le plus bas en α_S. La Fig. 6.26 montre comment cette coupure permet de séparer le signal cherché du bruit de fond de DIP. Naturellement, si l'énergie transverse hadronique totale est très élevée, on souhaite garder l'événement. Ainsi, la coupure appliquée est de moins en moins sévère lorsque $E_{T,h}$ augmente.
La coupure (5) évite un trop large recoupement entre les sélections S1 et S3. En effet, lorsque un squark se désintègre via S1 en un positron et un quark, les deux quantités M_e et M_{dec} donnent une bonne estimation de la masse du squark, comme on l'a vu sur la Fig. 6.7. Par conséquent, M_e et M_{dec} doivent être assez proches. Au contraire, dans le cas d'un squark se désintégrant via S3, M_e n'est pas reliée à la masse du squark. On s'attend donc à ce que M_e et M_{dec} soient assez différentes. Ceci est illustré sur la Fig. 6.27, où l'on a représenté la corrélation entre M_e et M_{dec} pour un squark se désintégrant via S1 ou S3. Comme on va le voir dans le paragraphe suivant, c'est M_{dec} que nous utiliserons pour reconstruire la masse d'un squark se désintégrant en un positron et un neutralino ou un chargino.

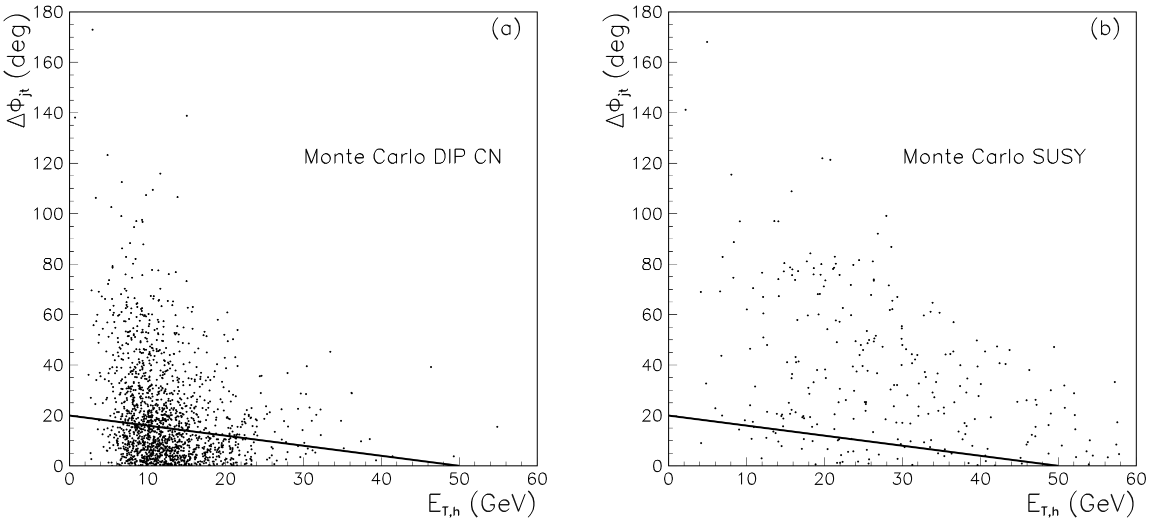


Figure 6.26: *Différence en azimuth entre le jet de courant et le vecteur* $\vec{P}_{T,h}$ *(moment hadronique transverse total) en fonction de l'énergie transverse hadronique, pour (a) du Monte Carlo de DIP en courant neutre, (b) un squark de* 150 GeV *se désintégrant en un neutralino de* 80 GeV *. La coupure appliquée est représentée par la ligne en trait plein. Seuls les événements au-dessus de cette ligne sont conservés.*

6.5.2 Reconstruction des masses du squark et du $\chi^{+,0}$

Masse du squark

Comme le montre la Fig. 6.27, l'information donnée uniquement par le positron diffusé uniquement est insuffisante pour reconstruire la masse du squark dans ce canal. Celle-ci ne peut être obtenue qu'en faisant une masse invariante de toutes les particules présentes dans l'état final, les "débris" du proton étant exclus afin d'obtenir une bonne résolution. C'est donc M_{dec} qui sera notre estimateur de la masse du squark. La Fig. 6.28 montre quelle est la résolution obtenue sur la masse du squark par cette méthode. Cette résolution se dégrade lorsque la masse du squark augmente. En effet, lorsque le squark devient très massif, ses produits de désintégration sont de plus en plus émis vers l'avant. On ne peut plus alors les distinguer des résidus du proton incident, et la masse M_{dec} ne prend pas en compte toutes les particules.

Masse du neutralino ou du chargino

La reconstruction de la masse du neutralino ou du chargino provenant de la désintégration du squark est un peu plus délicate. La procédure adoptée est la suivante :

- le squark se désintégrant en un quark et un $\chi^{+,0}$, on s'attend à ce que le jet formé par ce premier quark et les produits de désintégration du $\chi^{+,0}$ soient balancés en azimuth. Le positron de l'état final venant de la désintégration du

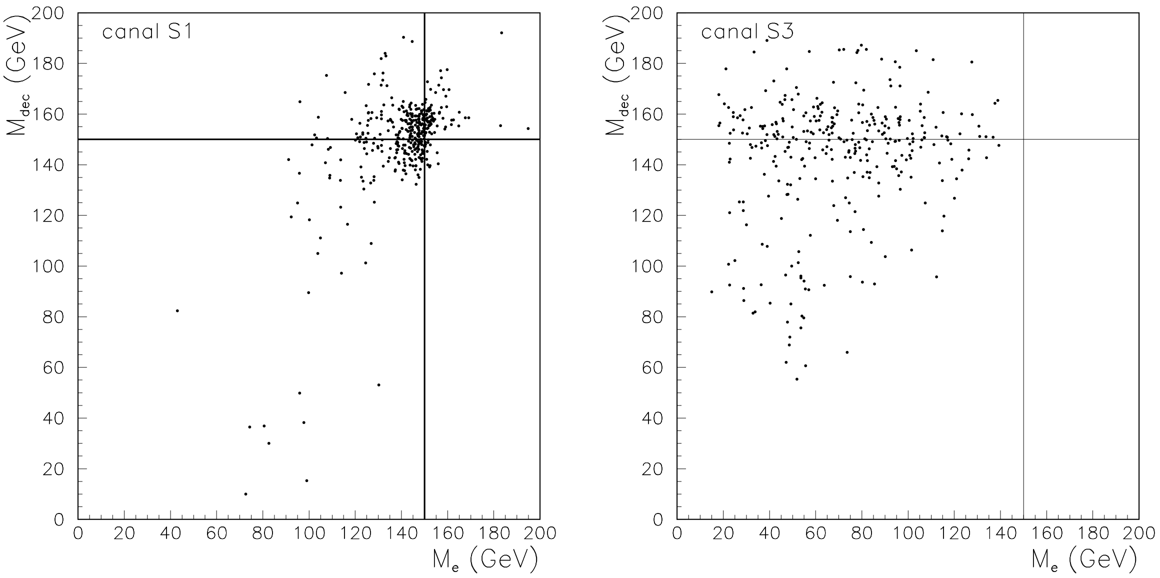


Figure 6.27: *Corrélation entre les masses M_e et M_{dec} pour un squark de* 150 GeV *se désintégrant (a) via* S1 *et (b) via* S3 *en un neutralino de* 80 GeV .

$\chi^{+,0}$, on commence par rechercher le jet de plus grand P_T dans l'hémisphère opposé en azimuth au candidat $e^{\pm}$ trouvé dans l'événement;

- on ouvre ensuite un cône autour de la direction de ce jet, dans le plan transverse à l'axe des faisceaux, et de demi-angle $\Delta\Phi = 45^o$;
- on construit une masse invariante à partir de toutes les particules de l'état final extérieures à ce cône, en excluant les résidus du proton comme expliqué plus haut. C'est cette masse invariante M_χ qui sera notre estimation de la masse du neutralino ou du chargino.

La résolution obtenue sur M_χ est représentée sur la Fig. 6.29. On voit sur cette figure que cet estimateur est assez grossier. De plus, la qualité de la reconstruction de la masse du χ dépend beaucoup de la différence de masse entre le squark et le $\chi^{+,0}$. En effet, si le χ est presque aussi lourd que le squark, il sera produit quasiment au repos dans le référentiel du laboratoire. Dès lors, ses produits de désintégration seront répartis uniformément dans le plan transverse à l'axe des faisceaux. Il devient alors difficile de distinguer le jet formé par le premier quark émis lors de la désintégration du squark des autres jets qui proviennent de la désintégration du χ_1^0.

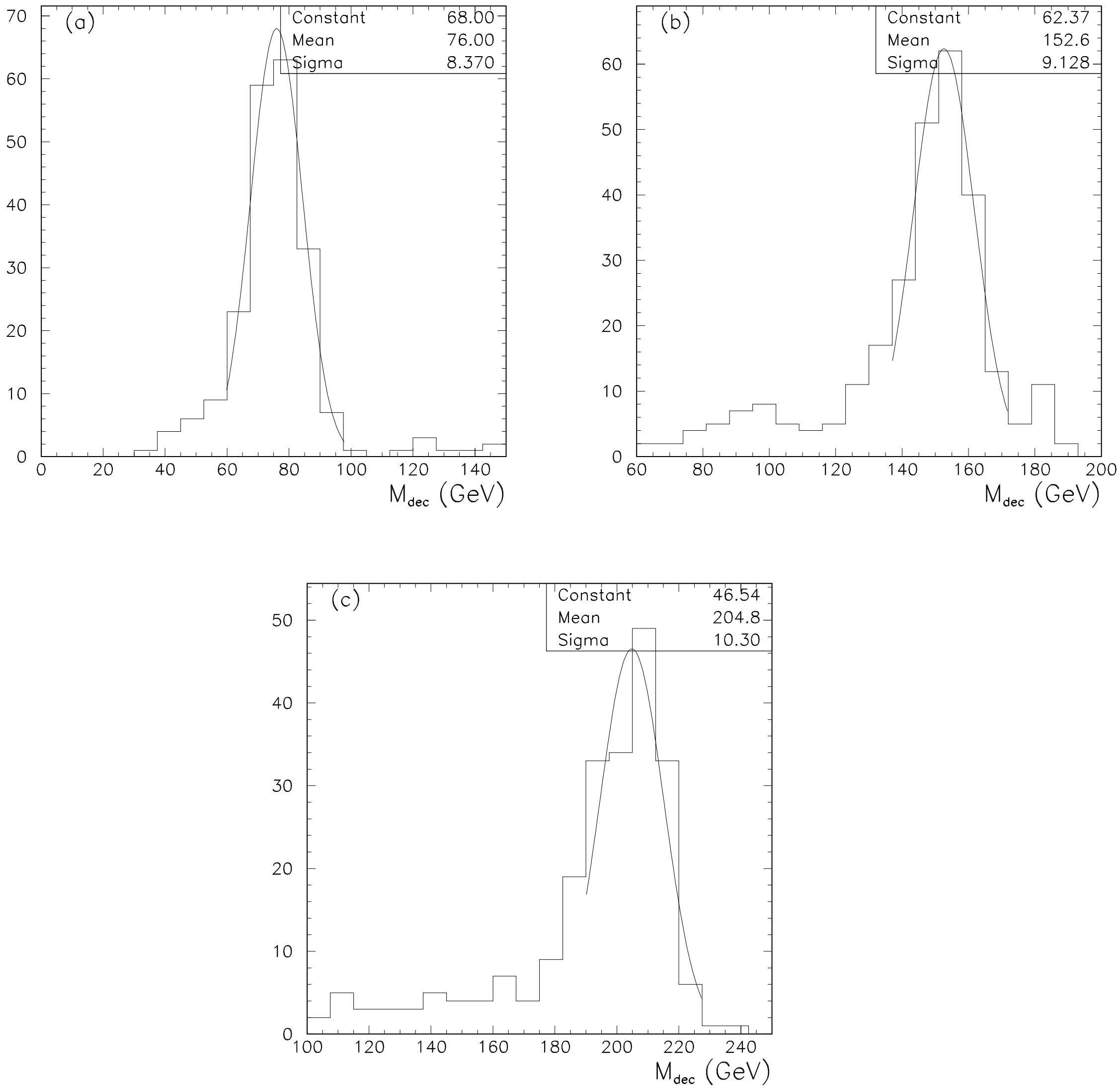


Figure 6.28: *Résolution obtenue sur la masse d'un squark se désintégrant en un neutralino ou un chargino pour (a)* $M_{\tilde{q}} = 75$ GeV , *(b)* $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV *et (c)* $M_{\tilde{q}} = 200$ GeV .

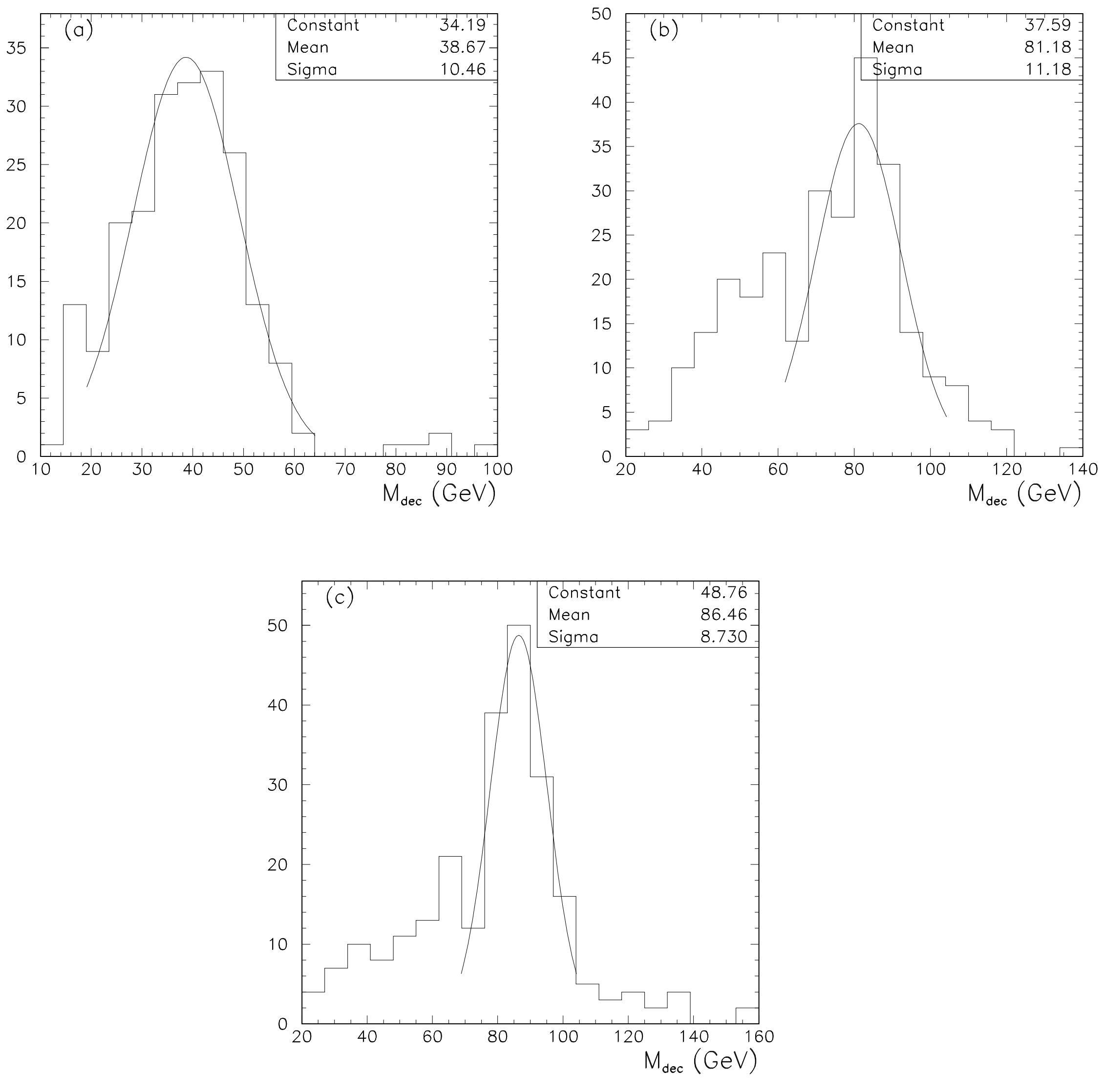


Figure 6.29: *Résolution obtenue sur la masse reconstruite du neutralino ou du chargino en lequel le squark se désintègre pour (a)* $M_{\tilde{q}} = 75$ GeV *et* $M_{\chi} = 40$ GeV *, (b)* $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV *et* $M_{\chi} = 80$ GeV *, et (c)* $M_{\tilde{q}} = 200$ GeV *et* $M_{\chi} = 80$ GeV *.*

6.5.3 Comparaison des données au Monte Carlo

Avec les critères de sélection S3, 405 événements sont observés dans les données à $M_{dec} \geq 25$ GeV , et 363.4 ± 39.2 (syst.) sont attendus dans le Monte Carlo de diffusion profondément inélastique. Le spectre de masse de ces événements est représenté sur la Fig. 6.30. Au-delà de 45 GeV , 220 événements sont observés et seulement 153.6 ± 17.8 (syst.) sont attendus dans le Monte Carlo, ce qui représente, dans l'approximation Gaussienne, un excès à 2.9 déviations standards. Notons que cet excès est localisé sur une trentaine de GeV , ce qui est de l'ordre de la résolution sur M_{dec} obtenue pour une squark de masse $\simeq 75$ GeV . Par ailleurs, cet excès devient plus significatif (3.4σ) lorsque la coupure inférieure en y_e est élevée de 0.4 à 0.6. Ainsi, les événements observés dans les données à $M_{dec} \geq 45$ GeV se situent à des valeurs de y_e plus élevées que ce qu'on attend dans la diffusion inélastique profonde. Au-delà de 100 GeV , l'accord entre les données et les prédictions du Modèle Standard est excellent, puisque 14 candidats sont observés et 13.2 ± 6.2 (syst.) sont attendus. A grande masse, on observe là aussi un léger surplus d'événements dans les données : la prédiction du Monte Carlo pour $M_{dec} \geq 140$ GeV est de 1.9 ± 0.9 (syst.) événements, alors que 5 candidats sont observés.

Un événement candidat typique de la sélection S3 est représenté sur la Fig. 6.31.

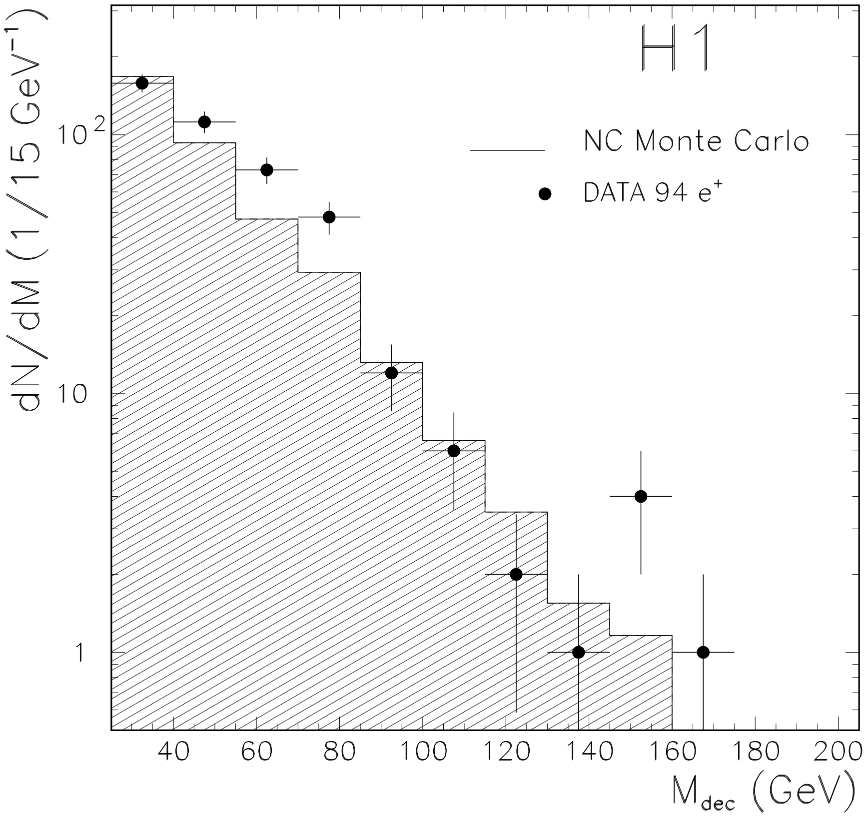


Figure 6.30: *Spectre de masse des événements vérifiant les critères de sélection* S3.

Un “électron” de 20 GeV a été reconstruit dans la roue CB2. La masse M_{dec} reconstruite pour cet événement est $M_{dec} = 56$ GeV .

6.5.4 Efficacités sur le signal

Comme pour les deux canaux déjà étudiés, nous définissons une fenêtre en masse $[M_{min}, M_{max}]$ contenant 68.3% du signal vérifiant les critères de la sélection S3. Cette fenêtre en masse a été calculée à partir d'événements générés à l'aide du Monte Carlo SUSSEX, pour lesquels une simulation complète du détecteur a été réalisée. Ces événements correspondent au processus :

$$\tilde{q} \rightarrow q\chi_1^0 \rightarrow q + e^+ + 2 \text{ jets}.$$

Les résultats obtenus pour M_{min} et M_{max}, pour les cas de masses de squark et de neutralino dont on dispose d'une simulation, sont résumés dans la table 6.3. On retrouve le fait que la résolution en masse de squark se dégrade lorque la masse augmente. En effet, lorsque $M_{\tilde{q}}$ est élevée, des particules de l'état final peuvent être

$M_{\tilde{q}}$	$M_{\chi_1^0}$	M_{min}	M_{max}	ΔM
50	20	42	53	11
	40	40	51	11
75	20	66	85	19
	40	65	83	18
100	20	86	107	21
	40	85	106	21
	80	86	108	22
150	20	138	163	25
	40	136	160	24
	80	131	164	33
200	20	182	225	43
	40	179	214	35
	80	173	209	36
	160	167	210	43
250	20	100	251	151
	40	118	250	132
	80	141	253	112
	160	178	250	72
275	20	103	275	172
	40	100	276	176
	80	128	275	147
	160	188	275	87

Tableau 6.3: *Fenêtres en masse contenant* 68.3% *des événements générés qui vérifient les critères de sélection* S3

émises très l'avant du détecteur et sont "perdues" lors du calcul de la masse invariante. De plus, un squark très massif est souvent produit à une masse plus faible, comme on l'a vu précédemment. L'efficacité de sélection du signal, en ajoutant aux critères S3 la condition

$$M_{dec} \in [M_{min}, M_{max}],$$

est représentée sur la Fig. 6.32. Une masse de squark étant donnée, cette efficacité dépend beaucoup de la masse du neutralino. En effet, plus le neutralino est massif, plus le lepton venant de sa désintégration est énergétique. Il est alors de plus en plus rare de le "manquer". Par ailleurs, à masse fixée de neutralino, l'efficacité a tendance à diminuer pour des masses de squarks élevées. Ceci s'explique par la même raison que celle évoquée plus haut, à savoir que des squarks très massifs sont souvent produits hors couche de masse, ce qui diminue en moyenne l'énergie transverse du positron de l'état final.

Le générateur d'événements SUSSEX permet de simuler des squarks se désintégrant en neutralino, mais pas en chargino. Ainsi, seul le processus correspondant à la Fig. 6.23a est pris en compte dans le générateur. Néanmoins, le cas où un squark se désintègre en un chargino, ce dernier partant directement par $\not{R}_p$ (Fig 6.23c) est identique au précédent, et on gardera les mêmes efficacités. Les processus des Fig 6.23(b) et (d) sont par contre assez différents. En effet, dans ces deux cas, le positron est émis plus tard dans la chaîne de désintégration. Il emporte donc une énergie plus faible que dans le cas précédent. Ainsi, on s'attend à avoir une efficacité un peu plus faible pour ces deux processus que pour le précédent. Ne disposant pas d'une simulation complète pour ces processus, nous avons utilisé le générateur "quadrivecteurs" décrit au chapitre 5, et calculé les efficacités en corrigeant la cinématique des particules générées dans l'état final pour tenir compte de la résolution du détecteur. Les effets des "cracks" du calorimètre se traduisent par une perte d'efficacité de $\simeq 7\%$ pour identifier le lepton de l'état final. Afin de contrôler que les efficacités ainsi obtenues sont raisonnables, nous avons comparé les efficacités obtenues par cette méthode et celles obtenues à partir d'événements SUSSEX entièrement simulés, correspondant aux processus de la Fig. 6.23a. Les résultats de cette comparaison (sans la fenêtre en masse) sont donnés dans la table 6.4. La différence entre l'efficacité calculée exactement et celle obtenue avec le méthode décrite précédemment constituera l'erreur systématique sur les efficacités correspondant aux processus pour lesquels on ne dispose pas d'une simulation complète. L'efficacité pour les processus représentés sur les Fig. 6.23b,c est un peu plus faible car le lepton est moins énergétique. Ces efficacités sont données dans la table 6.5.

L'efficacité totale du canal S3 sera enfin obtenue en pondérant les efficacités de (a) et (c) d'une part, (b) et (d) d'autre part, par les rapports d'embranchement dans chacune de ces voies, ces rapports d'embranchement dépendant des paramètres du modèle ($\mu, M_2, \tan\beta$ et le couplage de $\not{R}_p$).

$M_{\chi_1^0}$ (GeV)	$M_{\tilde{q}}$ (GeV)	50	75	100	150	200	250	275
20		23.2	34.5	38.1	35.2	30.8	23.2	21.7
		26.1	37.0	40.3	37.8	31.5	26.3	24.3
40		42.5	50.1	55.6	48.6	41.3	37.2	35.7
		41.8	53.1	54.8	50.8	44.4	41.5	39.0
80				65.6	63.2	54.1	53.3	52.4
				62.9	62.7	54.1	56.1	55.2

Tableau 6.4: *Efficacités (en %) de sélection dans le canal* S3*, lorsque le squark se désintègre en un neutralino. Les chiffres du haut sont les efficacités obtenues avec le générateur SUSSEX, ceux du bas à partir de quadrivecteurs.*

$M_{\chi_1^+}$ (GeV)	$M_{\tilde{q}}$ (GeV)	75	100	150	200	250	275
40		37.3	35.0	31.5	28.3	26.7	24.2
80			54.2	49.8	42.5	38.0	35.2
160					59.7	55.7	55.3

Tableau 6.5: *Efficacités (en %) de sélection dans le canal* S3*, lorsque le squark se désintègre en un chargino, ce dernier se désintégrant en un neutralino.*

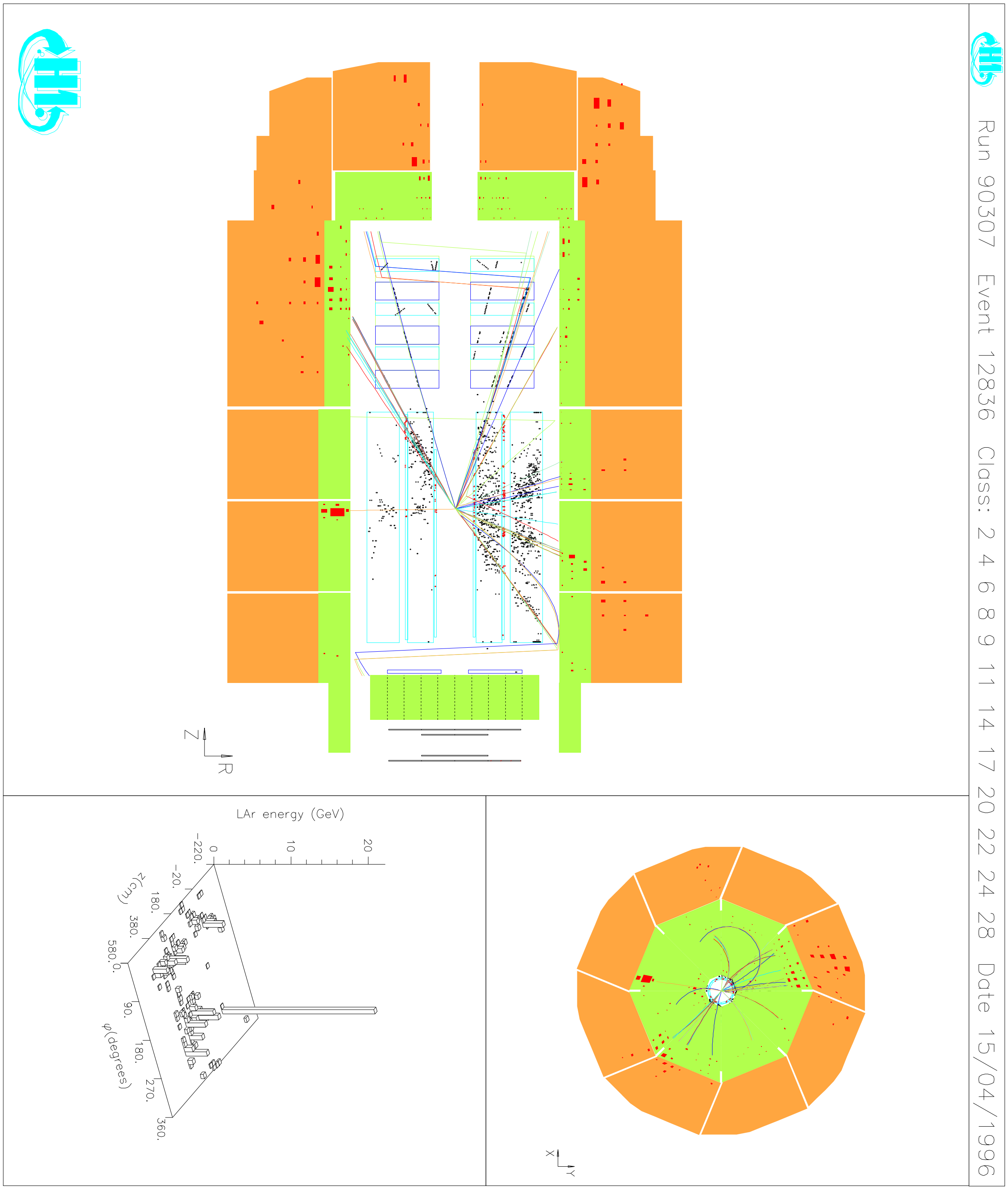


Figure 6.31: *Evénement candidat typique pour le canal* S3.

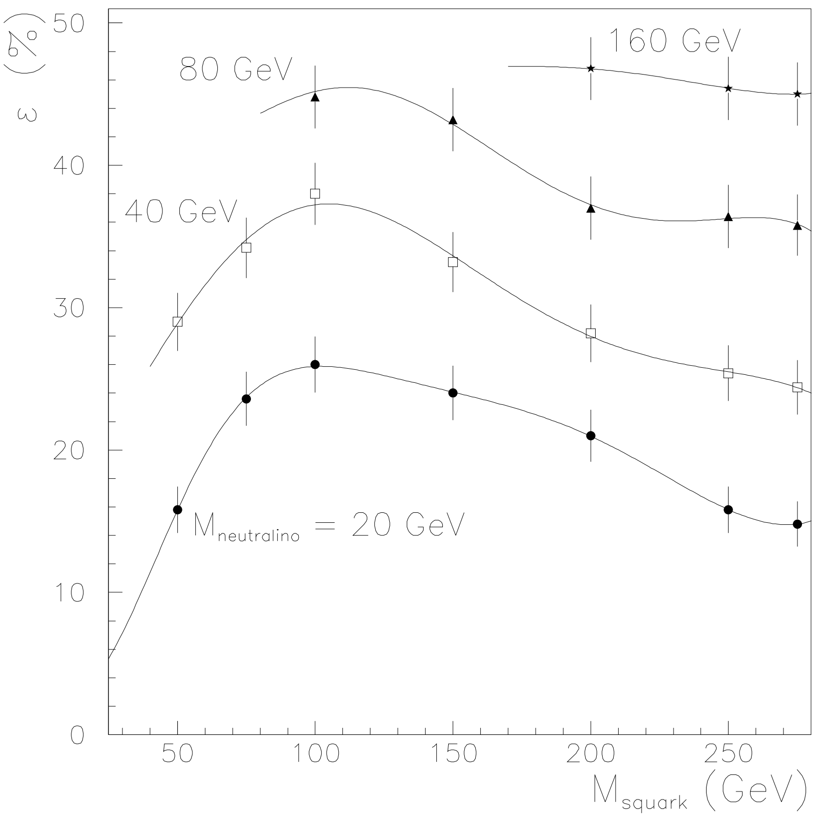


Figure 6.32: *Efficacité de sélection pour des événements où un squark se désintègre en un quark et un neutralino (canal* S3*).*

6.6 Production résonante de squarks, canal S4

Le canal S4 est très similaire au précédent. Seule la charge du lepton présent dans l'état final est différente. Dans ce cas en effet, on obtient un lepton de charge opposée à celle du lepton incident. Les graphes correspondant à ce processus sont représentés sur la Fig. 6.33. Notons que l'électron ne peut venir que de la désintégration d'un neutralino. La désintégration du chargino χ^+ directement par violation de R-parité ne peut en effet que donner un positron dans l'état final.

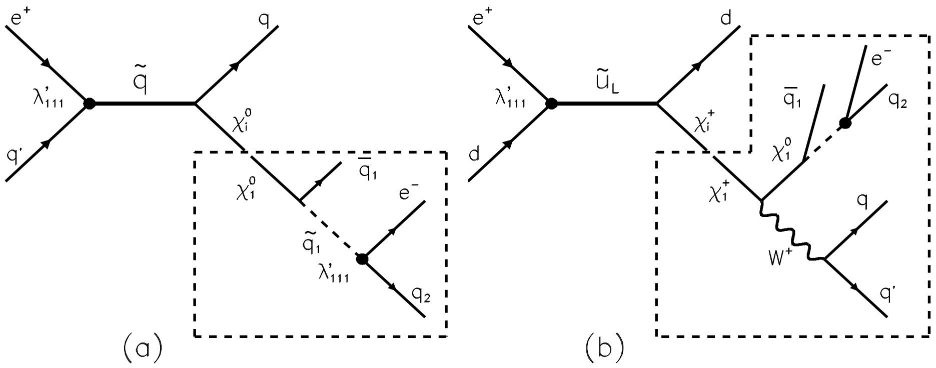


Figure 6.33: *Exemples de diagrammes pour* $\tilde{q} \to e^- jets$.

6.6.1 Sélection des événements

Pour rechercher de tels événements, on applique tout d'abord les critères de la sélection S3, correspondant à des topologies "$e^{\pm}$ multijets". On fait ensuite une analyse de la charge du lepton $e^{\pm}$ présent dans l'état final, pour ne sélectionner que les événements pour lesquels cette charge est négative. Pour cela, on demande que :

1. l'agrégat du candidat $e^{\pm}$ soit associé à une trace pointant vers le vertex d'interaction. Pour ce faire, on extrapole chaque trace reconstruite pointant vers le vertex jusqu'à la surface interne du calorimètre. Pour chaque trace, on définit une droite à partir du vertex et du point d'intersection de la trace avec la surface interne du calorimètre. On ouvre ensuite un cône tronqué autour de cette droite, de rayon à la base (à la surface interne du calorimètre) $r = 0.3$ cm et d'angle $\Delta\Phi = \pm 15^o$. On regarde ensuite si le barycentre de l'agrégat correspondant au candidat $e^{\pm}$ est à l'intérieur de ce cône tronqué. Si c'est le cas pour plusieurs traces, nous garderons celle de plus grande impulsion.

2. cette trace ait été reconstruite à partir d'au moins 40 "hits" dans le détecteur de traces central,

3. l'énergie E du candidat $e^{\pm}$ mesurée à partir de l'information du calorimètre et celle obtenue grâce à l'impulsion P de la trace associée à l'agrégat doivent être assez voisines :
$$\left|\frac{E-P}{E+P}\right| \leq 0.5$$
4. la courbure de cette trace doit être positive, ce qui correspond bien à une particule chargée négativement,
5. cette courbure κ doit être suffisamment bien mesurée :
$$|\delta\kappa| \leq \kappa \quad ,$$
où $\delta\kappa$ est l'erreur sur la courbure (par définition, $\delta\kappa \geq 0$).

Avec la méthode employée expliquée dans le détail de la coupure (1), l'agrégat correspondant au candidat $e^{\pm}$ est associé à une trace dans 92% des cas (ce chiffre a été obtenu à partir des événements de la sélection S1, c'est-à-dire contenant un $e^{\pm}$ d'énergie transverse assez élevée et dans la partie centrale du détecteur). Les critères appliqués ensuite permettent de sélectionner des traces "de bonne qualité", au détriment d'une perte en efficacité. Demander que la trace associée à l'agrégat ait été reconstruite à partir d'un nombre suffisant de "hits" permet de s'affranchir des problèmes dûs au fait que certaines parties du détecteur de traces n'étaient pas

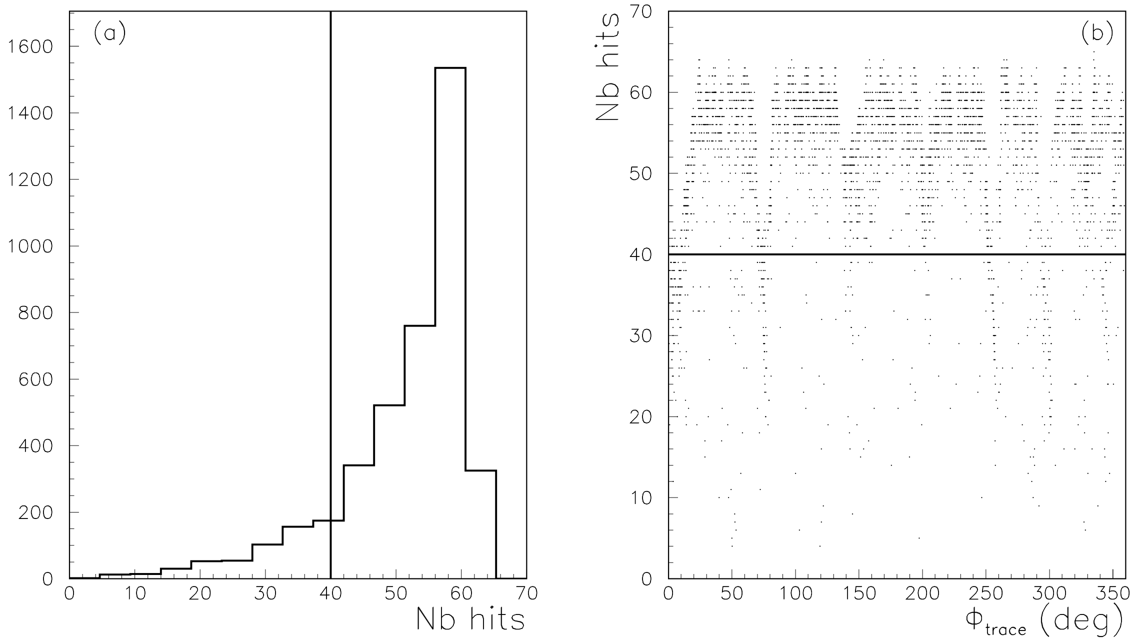


Figure 6.34: *(a) Nombre de "hits" dans la CJC de la trace associée au positron lorsque ce dernier est dans la partie centrale du détecteur et d'énergie transverse* $E_{T,e} > 7$ GeV . *(b) Corrélation de ce nombre avec l'angle azimuthal de la trace, sous les mêmes conditions.*

complètement efficaces lors de la prise de données 1994. La Fig. 6.34a montre le nombre de "hits" dans la CJC de la trace associée au candidat $e^{\pm}$, pour les événements de la sélection S1. On voit que ce nombre est en général assez élevé. Il arrive cependant que la trace ait été reconstruite à partir d'un faible nombre de "hits". Ceci correspond à des cas où la particule a traversé des secteurs angulaires de la CJC endommagés, comme le montre la Fig. 6.34b. Le critère (3) assure la cohérence des mesures, en demandant un bon accord entre l'énergie calorimétrique du candidat $e^{\pm}$ et l'impulsion de la trace associée. Enfin, on demande que l'erreur $\delta\kappa$ sur la courbure de la trace soit inférieure à la courbure elle-même, le contraire n'ayant pas de sens.

6.6.2 Comparaison des données au Monte Carlo

Avec toutes ces coupures, aucun des 405 candidats de la sélection S3 ne possède un $e^{\pm}$ dans l'état final associé à une trace de courbure positive : pour tous les événements pour lesquels la charge du lepton final a pu être déterminée correctement, la conservation du nombre leptonique est vérifée. Ceci est illustré sur la Fig. 6.35. Ainsi, aucun événement ne satisfait aux critères de la sélection S4. Notons que lors de la prise de données de 1994, l'expérience H1 a observé un événement

$$e^+p \to e^-X.$$

Néanmoins, cet événement présente une impulsion transverse importante et ne vérifie pas la conservation de l'énergie-impulsion (la quantité $E - p_z$ pour cet événement est faible, indiquant que tout l'état final n'a pas été détecté). Ainsi, cet événement ne vérifie pas la cinématique requise pour être sélectionné.

6.6.3 Efficacités sur le signal

Les efficacités de sélection pour ce canal sont obtenues en multipliant l'efficacité correspondant au canal S3 par l'efficacité avec laquelle l'agrégat $e^{\pm}$ est associé à une trace vérifiant les propriétés ci-dessus. Sur les 405 candidats de la sélection S3, on a pu associer une "bonne" trace dans environ 70% des cas. Néanmoins, cette efficacité dépend un peu de la masse du squark. En effet, les produits de désintégration d'un squark lourd vont être émis plutôt à l'avant du détecteur. On s'attend donc à avoir une baisse de l'efficacité d'association agrégat-trace dans ces cas, puisque c'est le détecteur de traces central qui est utilisé. Cette perte supplémentaire d'efficacité est de l'ordre de 10% pour $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV , et atteint $\simeq 20\%$ pour $M_{\tilde{q}} = 250$ GeV .

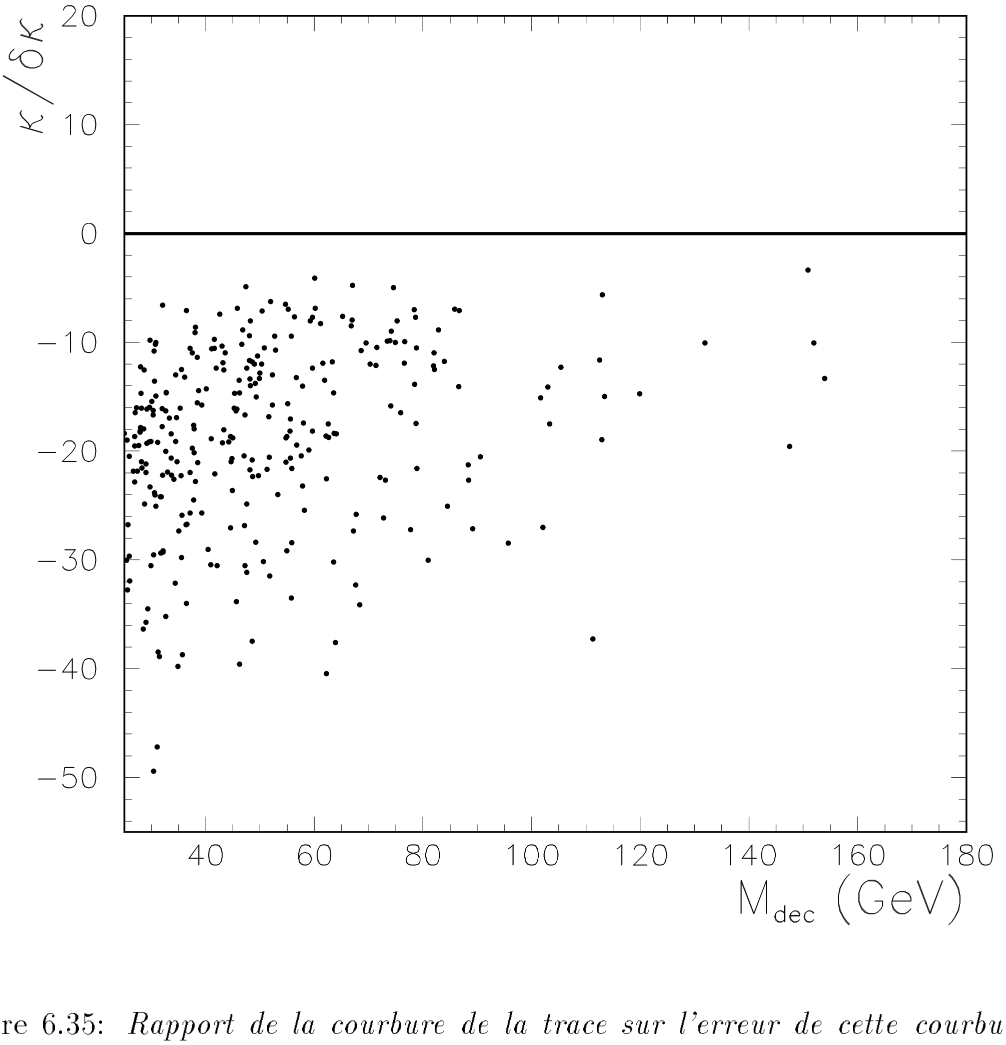


Figure 6.35: *Rapport de la courbure de la trace sur l'erreur de cette courbure en fonction de la masse "squark" M_{dec} de l'événement.*

6.7 Production résonante de squarks, canal S5

Le canal S5 correspond à des états finals comportant plusieurs jets et ayant une impulsion transverse manquante importante. De telles situations sont obtenues lorsque le neutralino ou le chargino se désintègre en un neutrino et des jets. Les diagrammes de Feynman correspondants sont représentés sur la Fig. 6.36. Notons que le diagramme de la Fig. 6.36d ne donne l'état final souhaité que lorsque le neutralino χ_1^0 est stable, c'est-à-dire lorsqu'il est dominé par sa composante higgsino. Au contraire, pour les diagrammes (a) et (b), le neutralino doit pouvoir se désintégrer à l'intérieur du détecteur, donc il faut qu'il soit de type photino ou zino. Enfin, le diagramme (c) ne faisant pas intervenir le neutralino, l'état final cherché est possible indépendamment de la nature du χ_1^0.

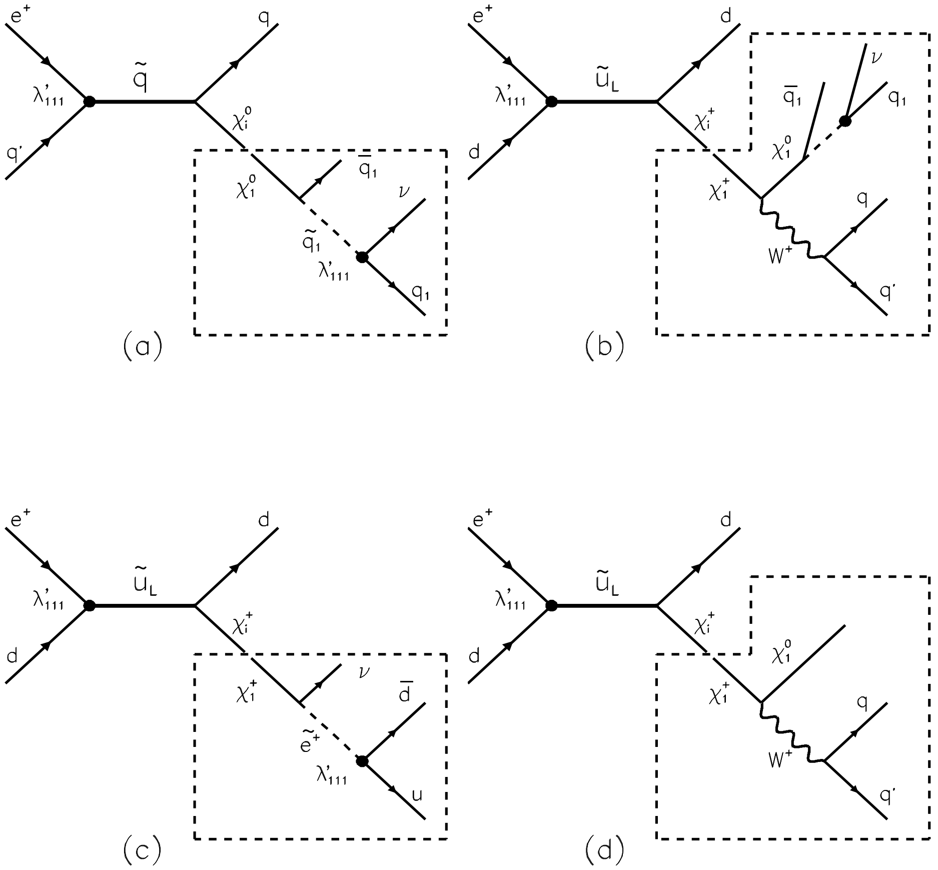


Figure 6.36: *Exemples de diagrammes de Feynman correspondant au processus :* $\tilde{q} \to P_{T,miss} + jets$.

6.7.1 Sélection des événements

Afin de sélectionner les événements présentant la topologie recherchée, nous appliquons les critères suivants :

1. aucun candidat $e^{\pm}$ vérifiant les conditions de la sélection S1 ne doit être trouvé dans l'événement;
2. l'impulsion transverse manquante doit satisfaire à :
$$P_{T.miss} \geq 15 \text{ GeV };$$
3. les énergies transverses hadroniques scalaire $E_{T,h}$ et vectorielle $P_{T,h}$, telles qu'elles ont été définies plus haut, doivent être en désaccord :
$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \geq 0.25;$$
4. l'impulsion transverse hadronique $P_{T,h}$ de l'événement, exprimée en GeV , doit satisfaire à :
$$P_{T,h} \geq 50 \times (1 - \frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}});$$
5. on demande qu'au moins un jet d'impulsion transverse $P_{T,jet} \geq 7$ GeV ait été reconstruit à l'aide de notre algorithme de cône;
6. la différence entre l'angle azimuthal du jet de plus grande impulsion transverse et celui du flux hadronique total doit vérifier :
$$\Delta\Phi_{jt} \geq \frac{4}{7} \times (100 - E_{T,h}),$$
où $\Delta\Phi_{jt}$ est exprimé en degrés et $E_{T,h}$ en GeV .

Le critère (1) est évident du fait de la topologie recherchée.
La coupure (2) sur l'impulsion transverse manquante a été baissée à 15 GeV , alors qu'elle était de 25 GeV pour le canal S2. En effet, le neutrino apparaît ici plus tard dans la chaîne de désintégration. L'énergie qu'il emporte est donc plus faible en moyenne que celle correspondant au canal S2. Par ailleurs, l'impulsion transverse manquante de l'événement va dépendre du processus de désintégration du squark. C'est dans le cas où le processus est celui de la Fig. 6.36d que le $P_{T,miss}$ va être le plus important. En effet, c'est le neutralino (de type higgsino) qui dans ce cas est responsable de la présence de $P_{T,miss}$. Il intervient assez tôt dans la chaîne de désintégration, et va donc emporter beaucoup d'énergie. Par contre, le cas correspondant au diagramme de la Fig. 6.36b est un peu plus défavorable puisque le neutrino est émis tard dans la chaîne de désintégration. Les cas (a) et (c) sont "intermédiaires". Notons de plus que ces deux derniers cas sont similaires, et ne diffèrent entre eux que par la masse du neutralino ou du chargino qui intervient. Les distributions de l'impulsion transverse manquante attendues pour de tels événements supersymétriques sont montrées sur la Fig. 6.37. Ces figures montrent bien que demander $P_{T,miss} \geq 25$ GeV ferait perdre trop d'efficacité sur le signal.

Nous appliquons notre “critère multijets” (3) afin de rejeter le bruit de fond de diffusion inélastique profonde par courant chargé présentant un seul jet dans l'état final. L'effet de cette coupure a déjà été illustré lors de l'étude du canal S3 (Fig. 6.25).
La coupure (4) est en quelque sorte une optimisation des deux coupures précédentes, sur l'impulsion transverse manquante d'une part, et la variable utilisée pour le “critère multijets” d'autre part. La coupure sur $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ est de plus en plus sévère à mesure que l'impulsion transverse manquante est faible. La Fig. 6.38 montre comment sont corrélées les quantités $P_{T,miss}$ et $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ pour (a) le bruit de fond de DIP CC et (b) un squark se désintégrant suivant le diagramme de la Fig. 6.36d. La simulation utilisée pour étudier le bruit de fond de DIP par courant chargé correspond à une statistique équivalente à $\simeq 26$ fois celle des données. La Fig. 6.38 montre alors que l'addition de la coupure (5) permet de rejeter la quasi-totalité de ce bruit de fond. En effet, 0.3 ± 0.1 (syst.) événements de DIP CC sont attendus à ce stade de la sélection.
La coupure (6) va permettre de séparer le signal du bruit de fond de photoproduction où une paire quark-antiquark est créée, par fusion entre un photon émis par le positron initial et un parton venant du proton. De tels événements ont donc plusieurs jets dans l'état final et vont en général passer la coupure (3). Seuls des événements avec photoproduction de saveurs lourdes peuvent rigoureusement parlant présenter de l'impulsion transverse manquante importante : lorsqu'une paire $b\bar{b}$ est produite, un des mésons B peut dans environ 20% des cas se désintégrer semi-leptoniquement. Néanmoins, la source principale de contamination de photoproduction provient d'événements où il n'y a pas eu émission de neutrino, mais où un des deux jets est mal mesuré dans le calorimètre. En effet, la coupure $P_{T,miss} \geq 15$ GeV n'est pas assez sévère pour éliminer de tels événements. L'idée est alors la suivante. Pour de tels événements, on s'attend à ce que les deux jets soient dos-à-dos dans le plan transverse à l'axe des faisceaux. Dès lors, l'angle entre le vecteur $\vec{P}_{T,j}$ associé au jet de plus grande impulsion transverse et celui défini par l'impulsion transverse totale de l'événement doit être faible. Nous allons donc demander que cette ouverture angulaire $\Delta\Phi_{jt}$ soit suffisamment grande. Le critère choisi dépend de l'énergie transverse totale de l'événement : la coupure sur $\Delta\Phi_{jt}$ est de moins en moins sévère à mesure que $E_{T,h}$ augmente, ceci afin de ne pas rejeter des événements à grande énergie transverse. L'effet de cette coupure sur le bruit de fond et sur le signal supersymétrique est présenté sur la Fig. 6.39. Les figures sont représentées après application des coupures de (1) à (5). Sur la figure (a), l'équivalent de 10 fois la luminosité des données est montré pour le Monte Carlo de DIP CC, et de une fois cette luminosité pour le bruit de fond de photoproduction. Les efficacités de déclenchement, ce sur quoi on va revenir dans le paragraphe suivant, ne sont pas prises en compte sur la figure.

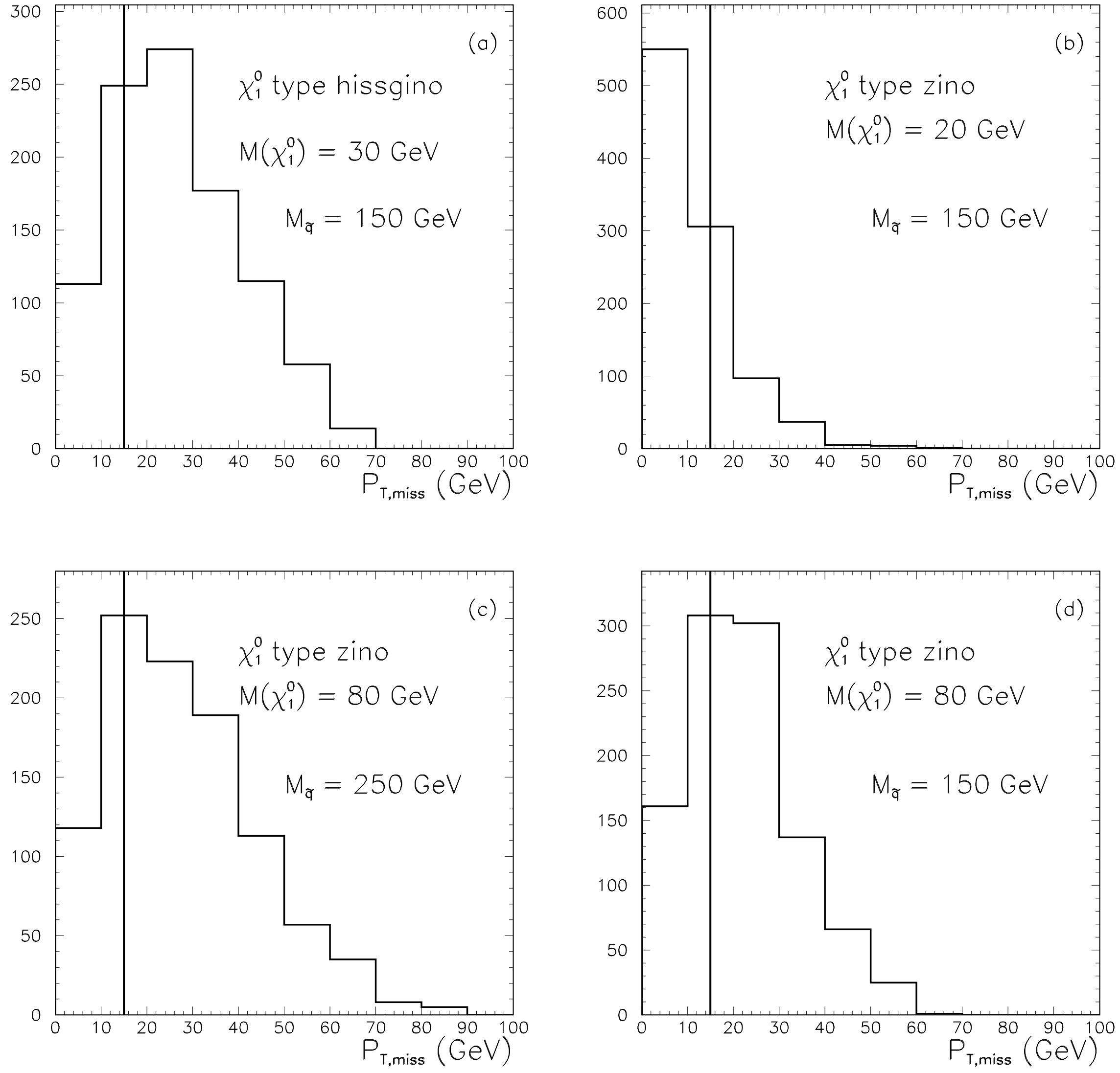


Figure 6.37: *Distribution de l'impulsion transverse manquante pour des événements correspondant au processus :* $\tilde{q} \rightarrow P_{T,miss} + jets$ *lorsque : (a) le squark se désintègre en un chargino, ce dernier partant en jets et un neutralino stable (diagramme d de la Fig. 6.36); (b) idem que (a) avec un neutralino se désintégrant en neutrino, dans le cas où le neutralino est léger (diagramme b de la Fig. 6.36); (c) idem que (b) avec un neutralino lourd; (d) le squark se désintègre en un neutralino ou un chargino de* 80 GeV *, ce dernier se désintégrant par* $\not{R}_p$ *en un neutrino (diagrammes a et c de la Fig. 6.36).*

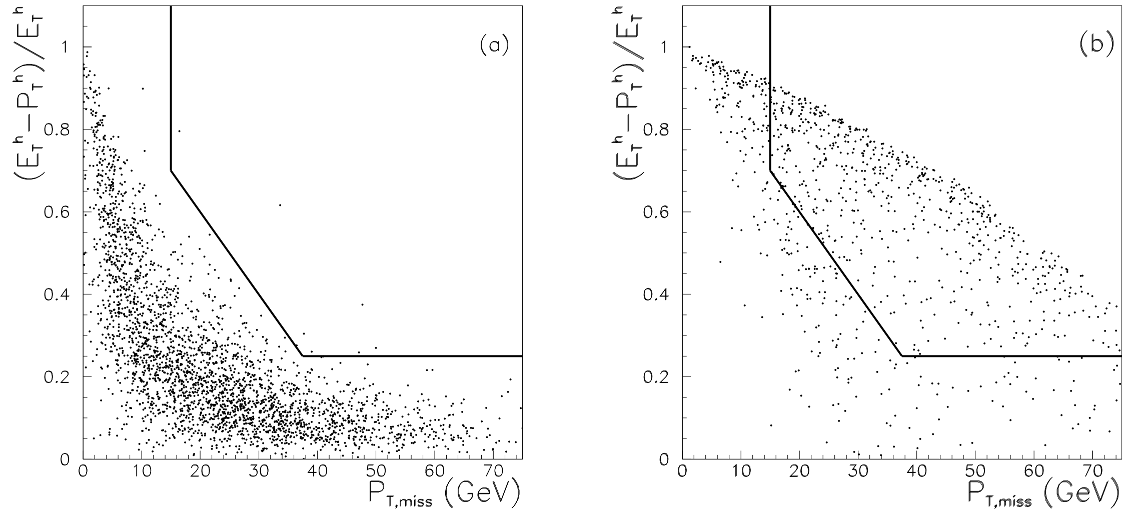


Figure 6.38: *Corrélation entre les variables* $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ *et l'impulsion transverse manquante pour (a) le bruit de fond de DIP par courant chargé et (b) un squark de* 200 GeV *se désintégrant via le diagramme de la Fig. 6.36d, où la masse du neutralino de type higgsino est de* 30 GeV .

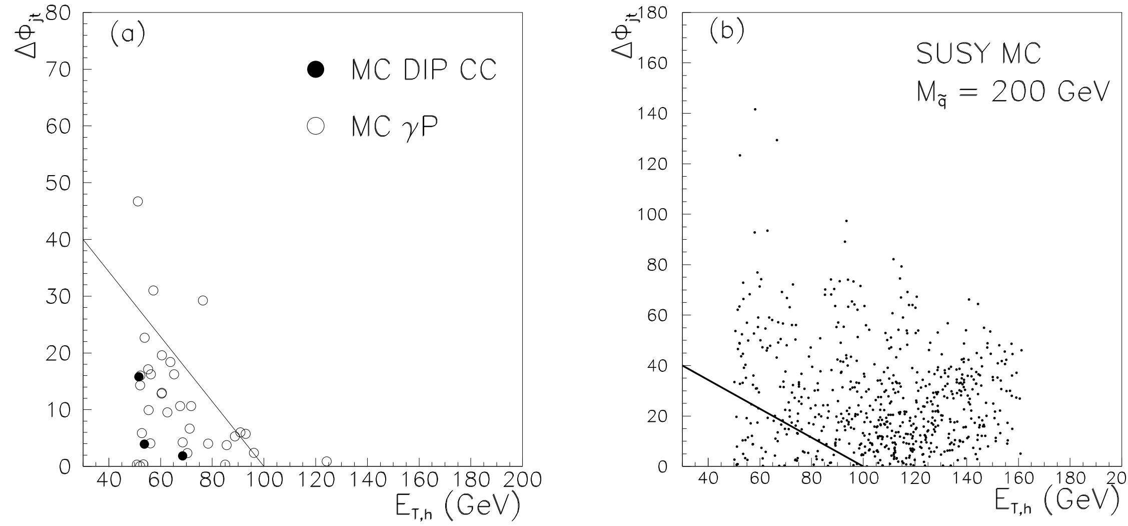


Figure 6.39: *Corrélation entre l'ouverture angulaire* $\Delta\Phi_{jt}$ *(entre le jet de plus grande impulsion transverse et l'impulsion transverse totale de l'événement) et l'énergie transverse* $E_{T,h}$ *de l'événement, pour (a) le bruit de fond de DIP par courant chargé et de photoproduction et (b) un squark de* 200 GeV *se désintégrant via le diagramme de la Fig. 6.36d, où la masse du neutralino de type higgsino est de* 30 GeV . *La coupure (6) est représentée par la ligne en trait plein : les événements situés en-dessous ce cette ligne sont rejetés.*

6.7.2 Efficacité de déclenchement

Afin de comparer le nombre d'événements observés dans les données au nombre attendu d'après le Monte Carlo, et afin de connaître les efficacités de nos critères de sélection sur le signal, il nous faut établir l'efficacité de déclenchement pour les topologies recherchées. En effet, nous demandons dans la sélection que les événements aient été gardés au premier niveau du "trigger" par le sous-déclencheur $E_{T,miss}$, qui teste de manière grossière la présence d'impulsion transverse manquante. Nous avons vu au début de ce chapitre que l'efficacité de déclenchement de $E_{T,miss}$ est élevée pour des événements ayant une impulsion transverse manquante élevée $P_{T,miss} \geq 25$ GeV . Ici, la coupure appliquée sur $P_{T,miss}$ est beaucoup plus faible et l'efficacité de déclenchement s'en ressent. Afin de connaître cette efficacité ε_{trig}, nous ne pouvons pas utiliser directement la courbe d'efficacité donnée au début de ce chapitre, qui correspond à des événements de DIP par courant chargé (donc présentant généralement un jet dans l'état final). En effet, l'efficacité de déclenchement dépend de la topologie des événements, qui ici comprend plusieurs jets dans l'état final. Si un de ces jets présents dans l'état final n'est pas très énergétique,

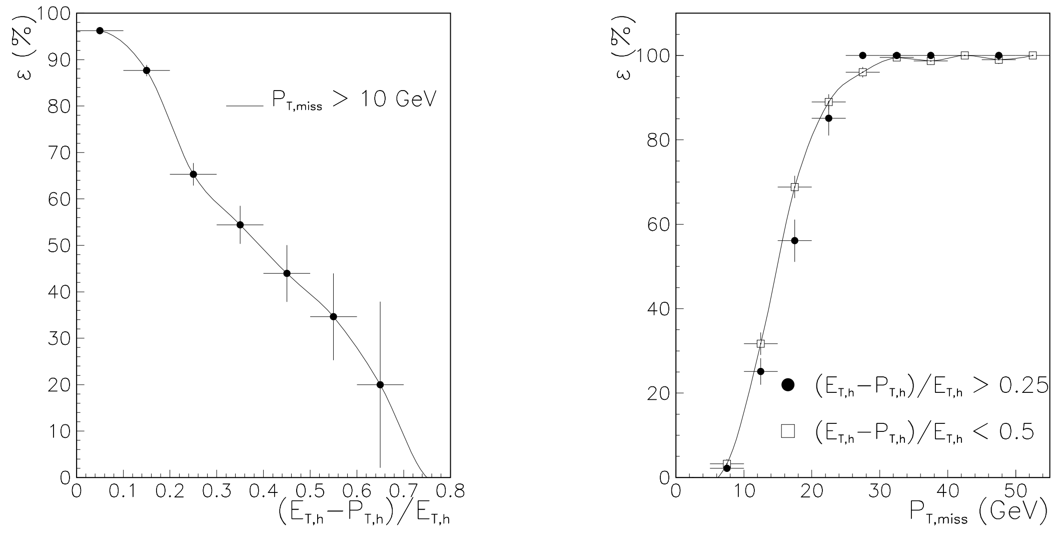


Figure 6.40: *Dépendance de l'efficacité de déclenchement* $E_{T,miss}$ *en fonction de la variable* $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$*, et en fonction de l'impulsion transverse manquante* $P_{T,miss}$.

le "trigger" va lui attribuer une énergie plus faible que son énergie réelle. Dès lors, si l'impulsion transverse manquante d'un événement est répartie en plusieurs jets, l'énergie de chacun d'eux est inférieure à l'énergie qu'aurait le jet unique "équivalent". L'impulsion transverse manquante "vue" au niveau du déclenchement risque alors d'être moins importante que le $P_{T,miss}$ "vrai", tel qu'on peut le calculer à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Ainsi, on s'attend à ce que les événements "multijets" soient un peu moins facilement déclenchés par $E_{T,miss}$ que ceux qui ne présentent qu'un jet dans l'état final. Ceci est illustré sur la Fig. 6.40. Cette figure représente l'efficacité du sous-déclencheur $E_{T,miss}$ telle qu'on l'a obtenue à partir d'événements simulés de DIP par courant chargé (le faible nombre de tels événements observés dans les données ne permettant pas de dériver cette efficacité). La dépendance de cette efficacité en fonction de l'impulsion transverse manquante est montrée pour deux catégories d'événements : ceux pour lesquels $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h} \leq 0.5$, qui correspondent essentiellement à des événements présentant un seul jet dans l'état final, et ceux qui vérifient $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h} \geq 0.25$, cette dernière condition sélectionnant principalement des événements multijets.

6.7.3 Comparaison des données au Monte Carlo

En appliquant les coupures précédentes, 9 événements sont observés dans les données, et 3.9 ± 4 (syst.) événements sont attendus d'après le Monte Carlo de photoproduction (environ 60% de la contamination de photoproduction provient d'événements où le photon émis par le positron initial se résoud en quarks et en partons avant d'intéragir avec le quark venant du proton). La contamination venant de processus de diffusion inélastique par courant neutre ou chargé est négligeable. Notons qu'en appliquant uniquement les critères de sélection de (1) à (5), 29 événements sont observés dans les données. Après visualisation, 5 d'entre eux s'avèrent être des événements de diffusion inélastique par courant neutre, où le positron diffusé est perdu dans un “crack” du calorimètre. En appliquant les mêmes coupures sur du Monte Carlo de DIP CN, on trouve effectivement que 3.8 ± 1.2 événements sont attendus. La Fig. 6.41 montre comment se distribuent les variables $\Delta\Phi_{jt}$ et $E_{T,h}$ pour les événements des données vérifiant les critères de sélection, avant et après la coupure sur l'ouverture angulaire entre le jet et le système hadronique.

6.7.4 Efficacités sur le signal

Comme nous l'avons déjà signalé, il y a trois processus à considérer pour étudier la désintégration d'un squark en plusieurs jets et de l'impulsion transverse manquante :

- le squark peut se désintégrer en un neutralino ou un chargino, ce dernier se désintégrant de suite par $\not{R}_p$ en un neutrino et des jets,
- lorsque le neutralino χ_1^0 est de type higgsino, la désintégration du squark en chargino peut être suivie de $\chi^+ \rightarrow \chi_1^0 +$ jets,
- lorsque le neutralino est instable, le chargino provenant de la désintégration du squark peut donner un neutralino, qui se désintègre par $\not{R}_p$ en un neutrino et des jets.

Nous avons vu plus haut que les distributions en impulsion transverse manquante sont différentes suivant le cas considéré. Ainsi, il nous faut calculer trois efficacités de sélection, une pour chaque processus pouvant donner l'état final recherché. Une fois fixés les paramètres du modèle supersymétrique et la masse du squark, on connaîtra les rapports d'embranchement dans chacun de ces trois processus. L'efficacité globale du canal S5 sera alors calculée en pondérant chacune des efficacités par le rapport d'embranchement du processus lui correspondant. Ceci sera fait lors de la dérivation de limites de rejet.

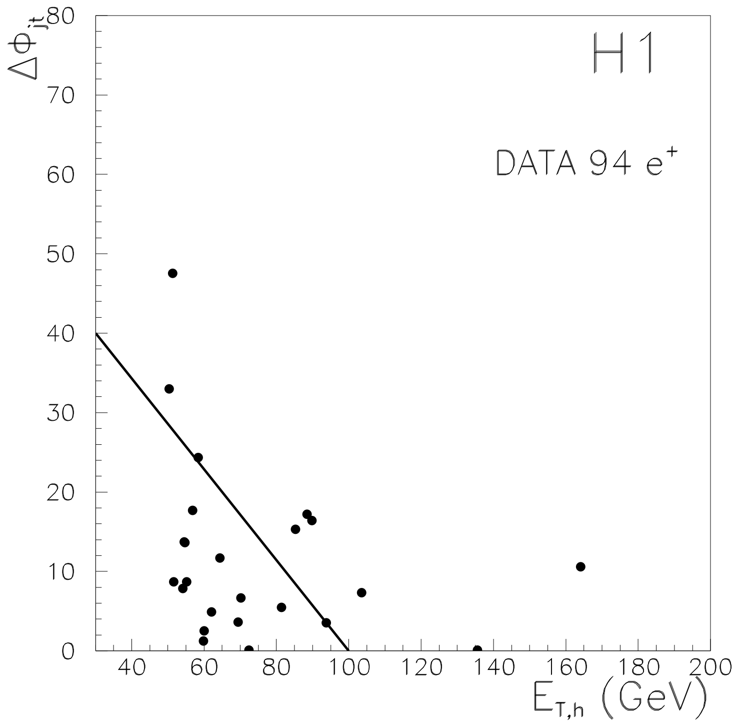


Figure 6.41: *Distribution de l'énergie transverse hadronique et de la variable* $\Delta\Phi_{jt}$ *pour les candidats vérifiant les critères de sélection* S5*. Les événements passant uniquement les coupures de (1) à (5) sont aussi représentés.*

Efficacité pour le premier processus

Commençons par étudier le processus correspondant aux diagrammes de la Fig. 6.36a et c. L'efficacité de détection du signal dépend de la masse du squark ainsi que de celle du neutralino ou du chargino provenant de la désintégration du squark. Les résultats sont présentés sur la Fig. 6.42. Ils ont été obtenus à l'aide du générateur d'événements SUSSEX, permettant de simuler la désintégration d'un squark en neutralino suivie du processus violant la R-parité : $\chi_1^0 \rightarrow \nu + \text{jets}$. Les résultats obtenus sont transposables au cas où le squark se désintègre en un chargino de masse 20, 40, 80 ou 160 GeV . Cette efficacité dépend de la différence en masse entre le squark et le neutralino ou le chargino. En effet, si la masse du squark est proche de celle du χ_1^0, peu d'impulsion est transférée au neutralino, et l'impulsion transverse manquante de l'événement est trop faible pour passer notre coupure.

Les deux autres processus conduisant au canal S5 ne peuvent pas être simulés à l'aide du générateur SUSSEX. C'est à partir du "générateur quadrivecteurs" présenté au chapitre 5 qu'on calculera les efficacités. Afin de contrôler que ceci est légitime, nous avons vérifié que les efficacités pour ce premier processus, obtenues à partir d'événements SUSSEX entièrement simulés et reconstruits, et avec le générateur quadrivecteurs sont bien les mêmes. Les résultats de cette comparaison sont don-

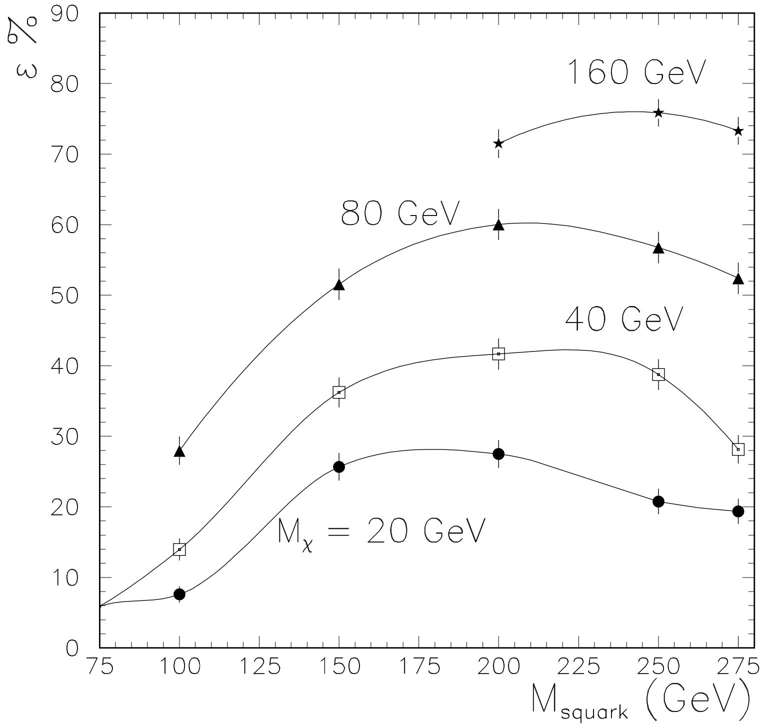


Figure 6.42: *Efficacités de sélection lorsque la désintégration du squark en neutralino ou chargino est suivie du processus* $\chi \rightarrow \nu + jets$.

nés dans la table 6.6. La différence entre ces deux efficacités constituera l'erreur systématique sur les efficacités des processus pour lesquels on ne dispose pas d'une simulation complète du détecteur.

Efficacité pour le second processus

Lorsque le neutralino le plus léger est de type higgsino, il va généralement se désintégrer en dehors du détecteur. Dès lors, le processus précédent via une désintégration du squark en neutralino est impossible. L'état final du canal S5 ne peut être obtenu que lorsque le squark se désintègre en chargino. Si le chargino se désintègre ensuite directement par $\not R_p$, on est dans le cas étudié précédemment. L'autre possibilité pour atteindre cet état final est représentée sur la Fig. 6.36d. Dans ce cas en effet, la totalité de l'énergie emportée par le neutralino est perdue. On s'attend alors à ce que les efficacités de sélection soient supérieures à celles obtenues dans le cas précédent. Néanmoins, il y a ici davantage de paramètres à prendre en compte. La différence de masse entre le squark et le chargino intervient de même que précédemment, mais celle entre le chargino et le neutralino joue aussi un rôle important. En effet, si la masse du chargino est proche de celle du neutralino, les deux jets provenant de la désintégration du W seront peu énergétiques. Dès lors, le critère multijets (3), ainsi que la coupure (4) font perdre de l'efficacité sur le signal. Or, si un χ_1^0 de type higgsino est très massif, la masse du chargino le plus léger est assez proche de celle

$M_{\chi_1^0}$ (GeV)	$M_{\tilde{q}}$ (GeV)	75	100	150	200	250	275
40		5.9 3.3	13.9 12.8	36.2 36.0	41.6 49.3	38.7 40.1	28.1 28.3
80			27.9 22.4	51.5 52.2	60.0 57.3	56.7 55.2	52.4 48.9
160					71.4 64.8	75.9 78.5	73.3 73.2

Tableau 6.6: *Efficacités (en %) de sélection dans le canal* S5*, pour le processus représenté sur le diagramme (a) de la Fig. 6.36. Les chiffres du haut correspondent à l'efficacité calculée à partir d'événements SUSSEX, ceux du bas à celle obtenue à partir des quadrivecteurs.*

du neutralino, comme le montrent les courbes de masse en fonction des paramètres du modèle du chapitre 3. Ainsi, l'efficacité du canal S5 dans ce processus n'est pas aussi élevée qu'on l'attendrait si le χ_1^0 est très massif. La Fig. 6.43 illustre la perte d'efficacité due aux coupures (3) et (4). On y a représenté les distributions de l'impulsion transverse d'un des jets provenant de la désintégration du W, et de la variable $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ pour des points de l'espace des paramètres correspondant à :

- un higgsino de 80 GeV et un chargino de $\simeq$ 106 GeV
- un photino de 80 GeV et un chargino de 160 GeV . En effet, si le neutralino le plus léger est de type photino ou zino, il est possible d'avoir un χ_1^0 assez lourd tout en ayant une différence de masse importante entre le χ_1^0 et le χ_1^+. Naturellement, dans le cas où le χ_1^0 est dominé par sa composante photino, il va se désintégrer à l'intérieur du détecteur et un tel cas n'est pas à considérer pour le processus étudié. La Fig. 6.43 a été réalisée en supposant néanmoins que ce dernier est stable, la comparaison des deux cas présentés sur la figure permettant de comprendre d'où vient la perte d'efficacité observée lorsque la masse du higgsino augmente.

Les efficacités de sélection pour ce processus sont données dans la table 6.7 pour les cas suivants :

- $M_{\chi_1^0} = 20$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 55$ GeV ;
- $M_{\chi_1^0} = 40$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 82$ GeV ;
- $M_{\chi_1^0} = 80$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 106$ GeV .

Efficacités pour le troisième processus

Le dernier processus à considérer pour l'étude du canal S5 consiste en la chaîne de désintégration suivante :

$$\tilde{q} \to q' \chi_1^+,$$

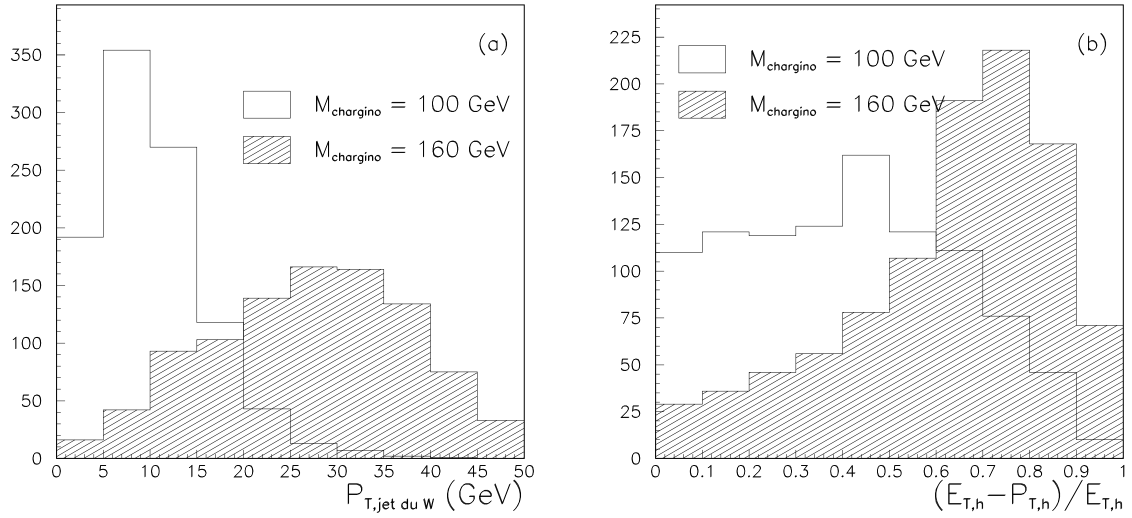


Figure 6.43: *Distributions (a) de l'impulsion transverse d'un des jets provenant de la désintégration du W et (b) de la variable* $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$ *lorsque la masse du neutralino est de* 80 GeV *et pour deux masses du chargino. La masse du squark est ici de* 275 GeV .

$$\chi_1^+ \to W^+\chi_1^0,$$
$$W^+ \to \text{jets} \qquad \text{et} \qquad \chi_1^0 \to \nu + \text{ jets} \quad ,$$

ce qui est représenté sur le diagramme b de la Fig. 6.36. Dans ce cas, seul le neutrino est responsable de la présence d'impulsion transverse manquante. Celui-ci apparaissant tard dans la chaîne de désintégration, on s'attend à ce que l'efficacité pour ce processus soit plus faible que celle correspondant au premier processus, du fait de la coupure en $P_{T,miss}$ (ceci est illustré sur la Fig. 6.37). Les efficacités obtenues sont représentées sur la Fig. 6.44. Pour chaque courbe de cette figure, la masse du χ_1^+ a été prise au double de celle du χ_1^0.

	$M_\chi = 20$ GeV	$M_\chi = 40$ GeV	$M_\chi = 80$ GeV
$M_{\tilde{q}} = 75$ GeV	0.3%	-	-
$M_{\tilde{q}} = 100$ GeV	17.6%	0.4%	-
$M_{\tilde{q}} = 150$ GeV	43.9%	43.1%	16.3%
$M_{\tilde{q}} = 200$ GeV	65.0%	66.8%	45.9%
$M_{\tilde{q}} = 250$ GeV	50.4%	49.7%	39.6%
$M_{\tilde{q}} = 275$ GeV	37.8%	32.4%	21.7%

Tableau 6.7: *Efficacités de sélection dans le canal* S5, *lorsque le chargino provenant de la désintégration du squark se désintègre en un neutralino stable.*

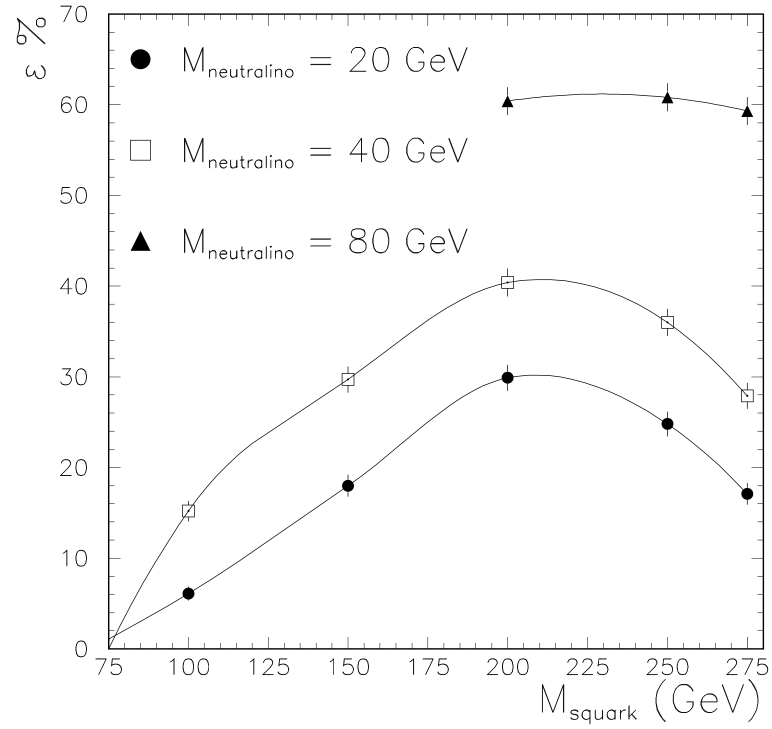


Figure 6.44: *Efficacités de sélection pour le canal* S5*, lorsque le chargino provenant de la désintégration du squark se désintègre en un neutrino et des jets, par l'intermédiaire du neutralino.*

6.8 Production résonante de squarks, canal S6

L'état final que nous allons étudier ici comprend un jet, un lepton de charge positive et de l'impulsion transverse manquante. Le diagramme de Feynman correspondant à ce processus est représenté sur la Fig. 6.45. Notons que pour obtenir l'état final souhaité, le neutralino χ_1^0 doit se désintégrer en dehors du détecteur. Le canal S6 n'est donc possible que dans le cas où le χ_1^0 est dominé par sa composante higgsino. Le lepton présent dans l'état final peut être un positron, un muon ou un τ. Nous allons nous concentrer uniquement sur les deux premiers cas.

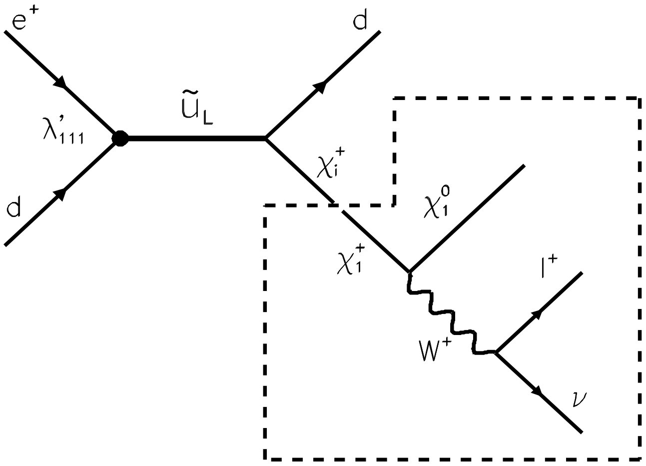


Figure 6.45: *Diagramme de Feynman correspondant au processus* $\tilde{q} \to l^+ + jet + P_{T,miss}$.

6.8.1 Sélection des événements

Afin de sélectionner des événements correspondant à la topologie S6, nous distinguons deux cas, suivant que le boson W^+ se désintègre en un positron ou en un muon.

Sélection "positron"

Les événements pour lesquels le lepton émanant du W est un positron sont sélectionnés de la manière suivante :

1. on demande qu'un candidat $e^\pm$ vérifiant les critères de la sélection S1 ait été trouvé dans l'événement. Ce candidat doit de plus vérifier :

$$E_{T,e} \geq 7 \text{ GeV} \qquad ;$$

2. l'impulsion transverse manquante doit être assez élevée :

$$P_{T,miss} \geq 15 \text{ GeV} \qquad ;$$

3. les énergies transverses hadroniques scalaires et vectorielles doivent être en bon accord :

$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \leq 0.5 \qquad ;$$

4. on demande que la variable de Bjorken y, reconstruite à partir de la cinématique du candidat $e^{\pm}$ soit élevée :

$$0.4 \leq y_e \leq 0.95 \qquad ;$$

5. il faut avoir trouvé un jet dans l'événement, celui-ci étant cherché à l'aide de notre algorithme de cône. Ce jet doit avoir une impulsion transverse $P_{T,jet} \geq 7$ GeV ;

6. l'agrégat du calorimètre correspondant au candidat $e^{\pm}$ doit être associé à une trace pointant vers le vertex d'interaction, d'énergie $P_{trace} \geq 5$ GeV .

La condition (3) est notre "critère" pour sélectionner des événements possédant un seul jet dans l'état final. De même que pour le canal S3, le positron apparaît tard dans le chaîne de désintégration et n'emporte qu'une fraction de l'énergie du chargino. De ce fait, la variable y reconstruite à partir de la cinématique du lepton est élevée, et la coupure $y_e \geq 0.4$ permet de rejeter les événements de diffusion profondément inélastique par courant neutre, où une mauvaise mesure de l'énergie du jet ou de celle du positron occasionne la présence d'impulsion transverse manquante. La Fig. 6.46 montre quelles sont les distributions attendues pour l'impulsion transverse manquante de tels événements, ainsi que pour l'énergie transverse du positron présent dans l'état final. Les figures (a) et (c) correspondent à un cas où la masse du neutralino est de 20 GeV , celle du χ_1^+ étant de 55 GeV , les figures (b) et (d) à $M_{\chi_1^0} = 80$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 106$ GeV . Ces figures montrent qu'on ne peut pas être trop sévère sur la coupure en $P_{T,miss}$ pour garder une efficacité raisonnable sur le signal. Par ailleurs, l'énergie transverse du positron venant de la désintégration du W décroît avec la différence en masse entre le neutralino et le chargino, comme le montre la comparaison des figures (c) et (d). Ainsi, on s'attend à ce que l'efficacité sur le signal dépende là encore des masses du squark et du neutralino, mais aussi de celle du chargino. Par ailleurs, demander que l'agrégat du candidat $e^{\pm}$ soit associé à une trace permet d'améliorer l'identification de l'électron. Notons que dans ce cas, nous ne faisons pas de mesure explicite de la charge du lepton présent dans l'état final. Dès lors, les critères imposés lors de l'association agrégat-trace sont moins sévères que ceux appliqués lors de l'analyse du canal S3. Entre autres, nous demandons ici que la trace ait au moins 5 "hits" dans le détecteur de traces central et non plus 40, ceci afin de limiter les pertes d'efficacité . En effet, avec ces critères, l'efficacité pour que le candidat $e^{\pm}$ soit associé à une trace est de 87%.

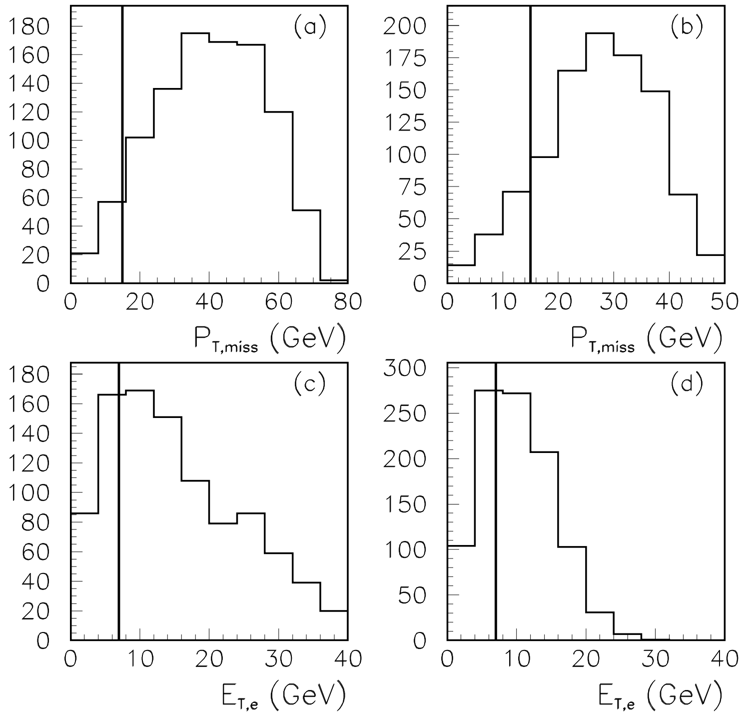


Figure 6.46: *Distributions attendues de : (a) et (b), l'impulsion transverse manquante et : (c) et (d) l'énergie transverse du positron. Les figures correspondent à la désintégration d'un squark de* 150 GeV *en : (a) et (c) un chargino de* 55 GeV *, la masse du neutralino étant de* 20 GeV *; (b) et (d) : un chargino de* 106 GeV *, avec un neutralino de* 80 GeV *.*

Sélection "muon"

Dans le cas où le lepton provenant de la désintégration su W^+ est un muon, les critères de sélection sont les suivants :

1. l'événement ne doit pas contenir de candidat $e^\pm$ au sens de la sélection S1, d'énergie transverse supérieure ou égale à 7 GeV ;

2. on demande que l'impulsion transverse manquante calorimétrique de l'événement soit élevée :
$$P_{T,miss} \geq 25 \text{ GeV} \qquad ;$$

3. à nouveau, le "critère monojet" doit être vérifié :
$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \leq 0.5 \qquad ;$$

4. un jet de plus de 7 GeV d'impulsion transverse doit avoir été trouvé à l'aide de l'algorithme de cône décrit plus haut;

5. ayant trouvé le jet de plus grande impulsion transverse, on se place dans le plan transverse à l'axe des faisceaux et on demande que, à l'extérieur d'un cône d'ouverture $\Delta\Phi = \pm 60^o$ centré sur l'axe du jet, on ait trouvé une trace pointant vers le vertex d'interaction et d'énergie supérieure ou égale à 10 GeV ;
6. l'énergie E_{cone} déposée dans le calorimètre à argon liquide autour de cette trace, à l'intérieur d'un cône d'ouverture $\Delta\Phi = \pm 15^o$ centré sur l'axe de la trace, doit être inférieure à 5 GeV ;
7. par ailleurs, cette trace ne doit pas pointer vers un agrégat localisé autour des "cracks" du calorimètre dans le plan transverse à l'axe des faisceaux.

La coupure inférieure sur l'impulsion transverse manquante a été élevée par rapport au cas précédent, car le muon va déposer très peu d'énergie dans le calorimètre, et donc contribuer au $P_{T,miss}$ de l'événement. Les distributions attendues de l'impulsion transverse manquante pour un squark de 150 GeV se désintégrant dans ce canal sont représentées sur la Fig. 6.47a et b. Le cas (a) correspond à $M_{\chi_1^0} = 20$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 55$ GeV , le cas (b) à $M_{\chi_1^0} = 160$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 106$ GeV . On voit

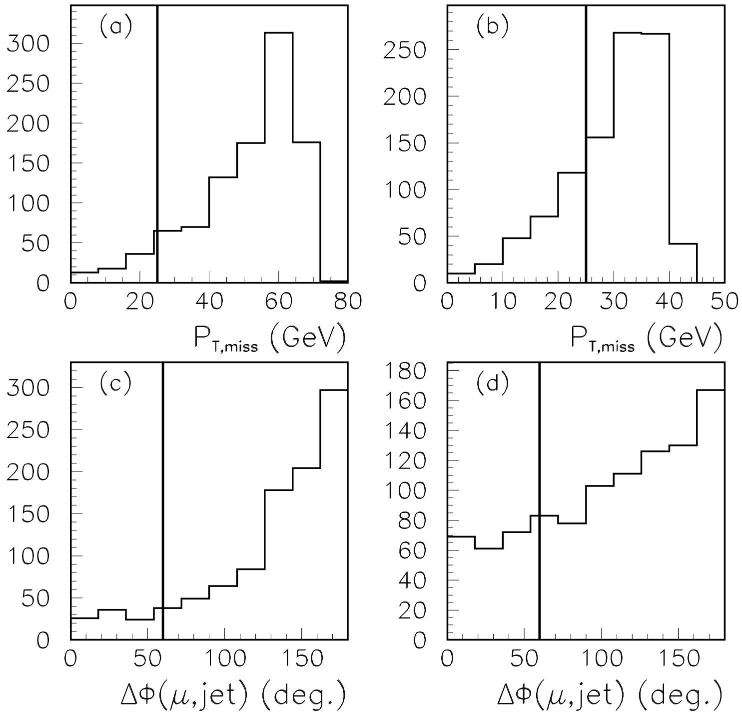


Figure 6.47: *Distributions attendues de (a) et (b) l'impulsion transverse manquante et (c) et (d) de la différence angulaire entre le muon et le jet de courant. Les figures correspondent à la désintégration d'un squark de* 150 GeV *en (a) et (c) un chargino de* 55 GeV *, la masse du neutralino étant de* 20 GeV *, (b) et (d) un chargino de* 106 GeV *, avec un neutralino de* 80 GeV .

que la coupure élevée sur l'impulsion transverse manquante ne fait pas perdre trop d'efficacité sur le signal.
Demander une trace pointant vers le vertex d'interaction, suffisamment éloignée (dans le plan transverse) du jet de plus grand P_T, permet de rejeter les événements de diffusion inélastique profonde par courant chargé, pour lesquels il ne doit pas y avoir de telle trace. Cette coupure est justifiée par le fait que, si le squark est nettement plus lourd que le χ_1^+, et si le chargino est nettement plus massif que le χ_1^0, la direction d'emission du muon provenant de la désintégration du W va être proche de celle du chargino. Dès lors, le jet de courant et le muon sont assez bien balancés en Φ. Ceci est illustré sur les Fig. 6.47c et d, avec les mêmes valeurs de masses que précédemment. On voit que la balance en Φ entre le jet et le muon est de moins en moins vérifiée à mesure que les masses des différentes particules se rapprochent les unes des autres, mais que la coupure appliquée $\Delta\Phi(\mu,\text{jet}) \geq 60^o$ permet de conserver une efficacité raisonnable sur le signal.
La coupure (6), en tenant compte du fait qu'un muon interagit peu dans le calorimètre, permet de rejeter les événements de DIP par courant chargé comportant plusieurs jets, ainsi que les événements de photoproduction où une paire quark-antiquark est créée, et où on peut avoir de l'impulsion transverse manquante si un des jets est mal mesuré. La Fig. 6.48a, réalisée à partir d'une simulation LEGO de squarks de 150 GeV , produits par λ'_{111} et se désintégrant en muon par λ'_{211} (processus représenté sur la Fig 6.48b), montre l'énergie déposée dans le calorimètre à argon liquide, dans un cône de $\Delta\Phi = \pm 15^o$ autour de la trace du μ. On voit alors que la coupure appliquée $E_{cone} \leq 5$ GeV n'est pas trop sévère.

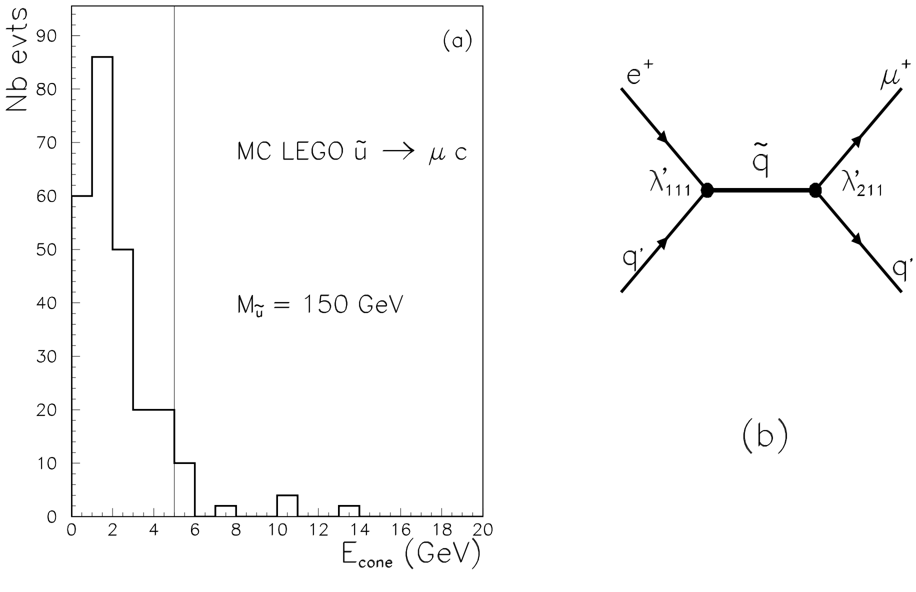


Figure 6.48: *(a) Distribution de l'énergie déposée dans le calorimètre par un muon provenant de la désintégration d'un squark, le processus correspondant étant celui de la figure (b).*

Enfin, on évite les "cracks en Φ" du calorimètre par la condition (7). Ceci permet de rejeter des événements de DIP par courant neutre pour lesquels le positron de l'état final serait tombé dans un "crack", créant ainsi de l'impulsion transverse manquante pour l'événement.

6.8.2 Comparaison des données au Monte Carlo

Sélection "positron"

Dans le cas où le lepton présent dans l'état final est un positron, 2 événements sont observés dans les données, vérifiant les critères de sélection ci-dessus. Notons que l'événement $e^+p \rightarrow e^- +$ jet $+ P_{T,miss}$ aurait pu être sélectionné puisqu'on ne fait pas ici d'analyse de la charge du lepton diffusé. Néanmoins, le jet présent dans cet événement est émis très à l'avant du détecteur et n'a pas été identifié comme tel par l'algorithme utilisé. L'observation est compatible avec le nombre d'événements attendus, qui est de 3.8 ± 1.3 (syst.) pour le bruit de fond de diffusion profondément inélastique par courant neutre, et de 0.19 ± 0.09 (syst.) pour celui de DIP par courant chargé.

Sélection "muon"

Un événement spectaculaire $e^+p \rightarrow \mu^+ +$ jet $+ P_{T,miss}$ (appelé "événement μ par la suite) a été observé par l'expérience H1 lors de la prise de données de 1994. Cet événement est le seul candidat satisfaisant aux critères de la sélection S6 dans le cas où le lepton de l'état final est un muon. Ce candidat est représenté sur la Fig. 6.49. Les caractéristiques de cet événement sont résumées dans la table 6.8. Dans la table, l'impulsion transverse manquante indiquée est calculée en prenant aussi en compte l'énergie du muon calculée à partir de la trace qui lui est associée. En ne considérant que les cellules du calorimètre, le $P_{T,miss}$ est égal à l'impulsion transverse du système hadronique, soit 42.1 GeV , ce qui justifie que cet événement

Trace isolée :	
Charge	positive
Impulsion transverse	$23.4 \pm 2.4^{+7}_{-5}$ GeV
Angle polaire	46.2 ± 1.3^o
Angle azimuthal	57.4 ± 0.1^o
Système hadronique :	
Impulsion transverse	42.1 ± 4.2 GeV
Angle azimuthal	240 ± 1^o
Propriétés globales :	
Impulsion transverse manquante	$18.7 \pm 4.8^{+5}_{-7}$ GeV
$E - p_z$	$19.2 \pm 1.6^{+3.0}_{-2.1}$ GeV
$\Delta\Phi_{\mu,hadrons}$	183 ± 1^o

Tableau 6.8: *Principales caractéristiques de l'événement* $e^+P \rightarrow \mu^+ X P_{T,miss}$.

vérifie la condition imposée $P_{T,miss} \geq 25$ GeV .
Avec les critères de notre sélection "muon", on attend 0.04 ± 0.03 événement dans la diffusion profondément inélastique par courant chargé, ce qui correspond à une probabilité de $\simeq 4\%$ d'observer au moins un événement dans les processus de DIP CC. Avec des critères d'identification de μ plus sévères (en demandant par exemple que la trace isolée soit suivie d'un dépôt d'énergie dans le fer instrumenté), on peut montrer [1] que le bruit de fond de DIP par courant chargé est complètement négligeable. La production de quarks lourds (c ou b), suivie d'une désintégration semileptonique d'un des quarks, est elle aussi peu plausible pour rendre compte de l'événement observé. En effet, dans de tels processus, on attendrait de l'énergie hadronique autour du muon. A l'aide du générateur PYTHIA, la probabilité que le muon soit isolé dans un cône en azimuth-pseudorapidité de rayon 0.7 est inférieure à 10^{-3} [1]. Le bruit de fond dominant est en fait la production associée de W^+, suivie d'une désintégration semi-leptonique du W :

$$e^+P \to e^+W^+X \to e^+\mu^+\nu X \quad ,$$

où le positron de l'état final est perdu dans le tube à vide. Ce processus a été étudié à l'aide d'un Monte Carlo reposant sur le calcul de section efficace présenté dans [2]. Avec nos critères de sélection, la probabilité d'observer un tel événement est de $\simeq 15\%$. Néanmoins, "l'événement μ" observé présente un jet de très grande impulsion transverse dans l'état final, ce qui est peu probable dans un processus de production de W. La probabilité d'observer un tel événement avec en plus $P_{T,jet} \geq 40$ GeV est de 3% seulement [1].

La Fig. 6.50 montre quelles sont les distributions attendues pour les principales grandeurs cinématiques, dans l'hypothèse où un squark de 150 GeV se désintègre en un chargino de 80 GeV , ce dernier se désintégrant à son tour en un neutralino stable de 40 GeV . Les valeurs de ces grandeurs correspondant à "l'événement μ" observé sont représentées sur la même figure. Aucune des distributions attendues n'est incompatible avec l'observation.

Il est intéressant de noter [3] qu'un événement supersymétrique du type S6 pourrait bien rendre compte des propriétés de notre candidat. En effet, $\simeq 30\%$ des événements où un squark est produit par résonance et se désintègre en $\mu^+ + \text{jet} + P_{T,miss}$, qui satisfont à nos critères de sélection, vérifient de plus les conditions suivantes :

- $(E - p_z)_h + (E - p_z)_\mu \leq 43$ GeV ,
- $\Delta\Phi_{\mu,\text{jet}} \geq 140^o$,
- $P_{T,jet} \geq 40$ GeV et $P_{T.\mu} \geq 10$ GeV ,

(ces coupures étant à comparer avec les chiffres donnés dans la table 6.8), tant que la masse du squark est comprise entre $\simeq$ 100 GeV et $\simeq$ 200 GeV , et que 20 GeV $\lesssim M_{\chi_1^+} \lesssim$30 GeV pour $M_{\tilde{q}} \simeq$ 100 GeV , et 20 GeV $\lesssim M_{\chi_1^+} \lesssim$110 GeV pour $M_{\tilde{q}} \simeq 200$ GeV . Ainsi, la topologie de l'événement μ observé peut bien s'expliquer par un processus supersymétrique.

Notons par ailleurs qu'une topologie similaire pourrait être obtenue en supposant que deux couplages de $\not{R}_p$ sont non nuls, par exemple λ'_{111} et λ'_{211}, ou λ'_{111} et λ'_{311}.

En effet, les processus correspondant aux diagrammes de la Fig. 6.51 sont alors possibles. Néanmoins, lorsque le squark se désintègre directement en muon via λ'_{211}, on s'attend à ce que la quantité $E - p_z$ soit piquée à deux fois l'énergie du faisceau de leptons incidents. Le $E - p_z$ de l'événement μ observé est trop loin de cette valeur attendue pour qu'on puisse l'interpréter par le processus de la Fig. 6.51a. Dans le cas de la Fig. 6.51b, le τ^+ de l'état final peut se désintégrer dans environ 18% des cas en un μ^+ et des neutrinos. La présence de neutrinos implique alors que la conservation de l'énergie-impulsion ne soit pas vérifiée : la distribution du $E-p_z$ de tels événements doit être concentrée à des valeurs plus faibles que deux fois l'énergie du faisceau de leptons incidents. Cependant, pour des événements correspondant au processus $\tilde{q} \rightarrow q'\tau^+$ et $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$, la direction du μ^+ doit être proche de celle du τ^+ car le boost de Lorentz du τ^+ est important. Or, à partir de la mesure du système hadronique, on peut prédire l'angle polaire avec lequel le τ devrait avoir été émis. Il se trouve que l'angle polaire du μ^+ est très éloigné de l'angle du τ^+ prédit par les hadrons, ce qui invalide cette dernière interprétation.

6.8.3 Efficacités sur le signal

Les efficacités pour le canal S6 sont différentes suivant que le lepton présent dans l'état final est un positron ou un muon. A nouveau, nous allons calculer ces deux efficacités séparément. Lors de la dérivation de limites de rejet, l'efficacité totale pour le canal S6 sera obtenue en pondérant ces efficacités par les rapports d'embranchement. En l'occurence ici, la probabilité pour que le boson W^+ se désintègre en un positron ou un muon étant la même, l'efficacité globale sera simplement la moyenne des deux efficacités. Les efficacités obtenues dans le canal positron et le canal muon respectivement sont représentées sur la Fig. 6.52. Les courbes d'efficacité correspondent aux cas suivants :

- $M_{\chi_1^0} = 20$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 55$ GeV ;
- $M_{\chi_1^0} = 40$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 82$ GeV ;
- $M_{\chi_1^0} = 80$ GeV et $M_{\chi_1^+} = 106$ GeV .

Dans les deux cas, les efficacités deviennent plus faibles en général lorsque la masse du χ_1^0 augmente. En effet, lorsque le χ_1^0 est très massif, la différence de masse entre le χ_1^0 et le χ_1^+ est peu importante. Dès lors, dans le canal "positron", l'énergie transverse du lepton provenant de la désintégration du W est assez faible et la coupure sur $E_{T,e}$ fait perdre de l'efficacité, comme on l'a vu sur la Fig. 6.46. Dans le cas muon, ce sont essentiellement les coupures sur le $P_{T,miss}$ et la différence angulaire entre le jet de courant et le muon qui sont responsables de la perte d'efficacité observée à grande masse de higgsino.

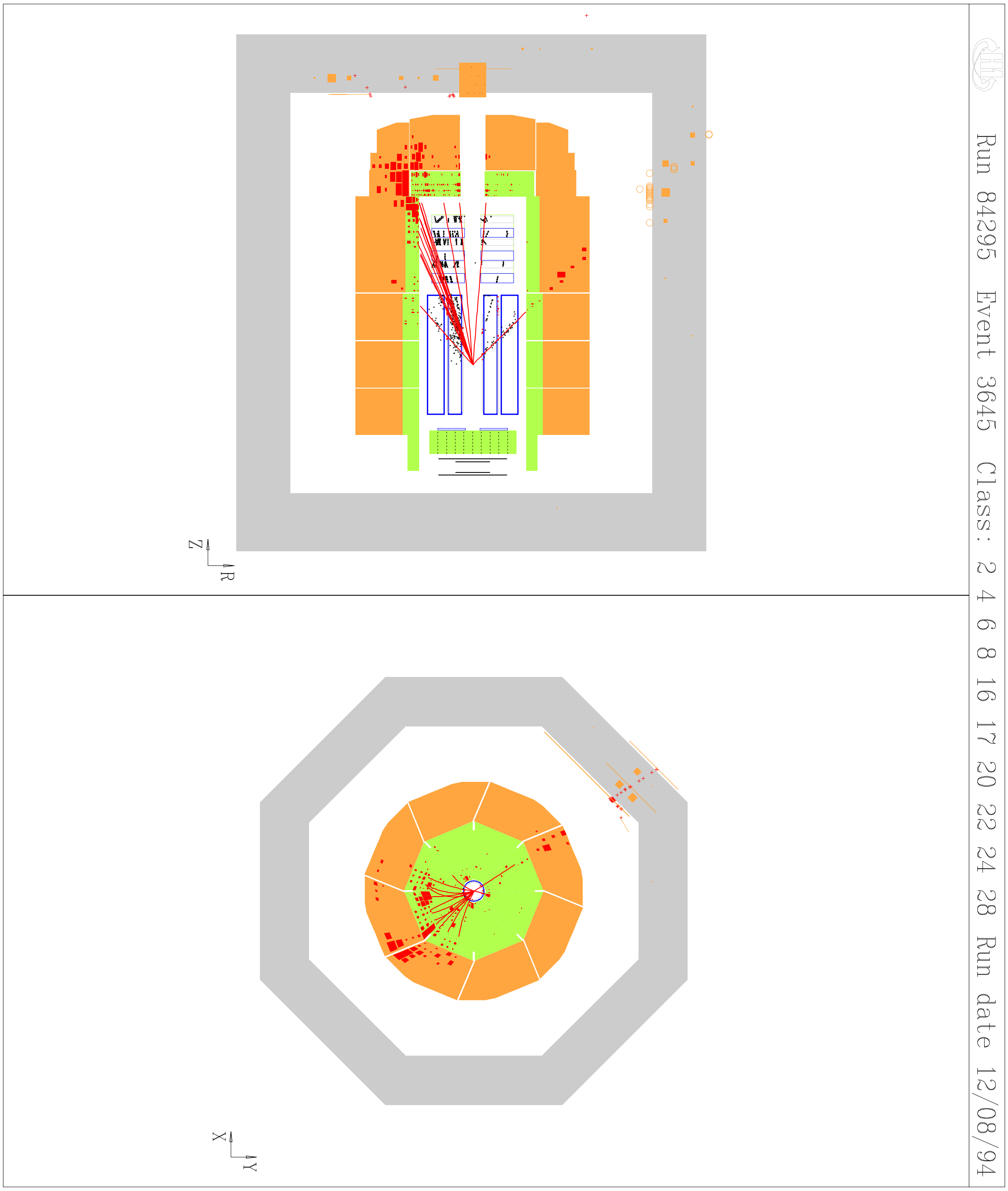


Figure 6.49: *Evénement* $e^+p \to \mu^+ + X$ *observé par l'expérience H1 lors de la prise de données de 1994.*

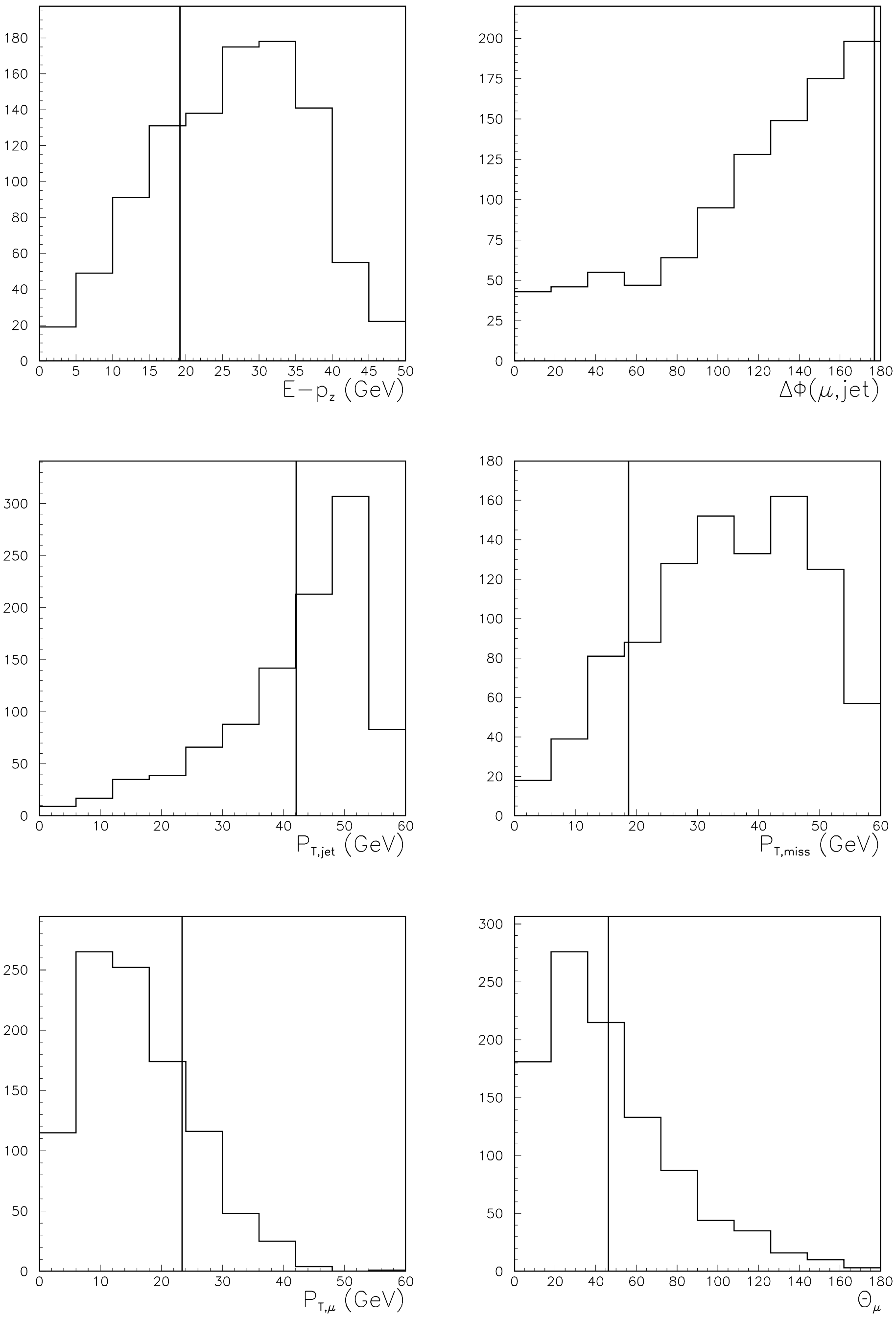


Figure 6.50: *Distributions attendues pour le processus* $\tilde{q} \to \mu^+ + jet + P_{T,miss}$. *Les lignes verticales sur chaque figure indiquent les valeurs mesurées des variables pour l'événement* $e^+p \to \mu^+X$.

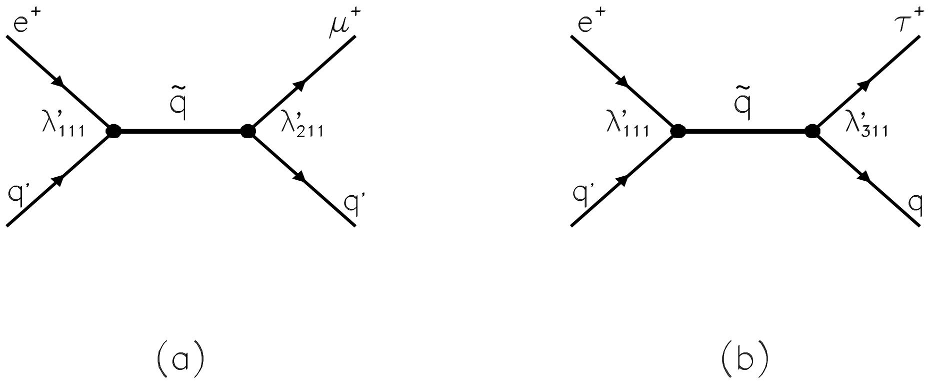


Figure 6.51: *Processus de production (a) $e^+p \rightarrow \mu^+X$ et (b) $e^+p \rightarrow \tau^+X$.*

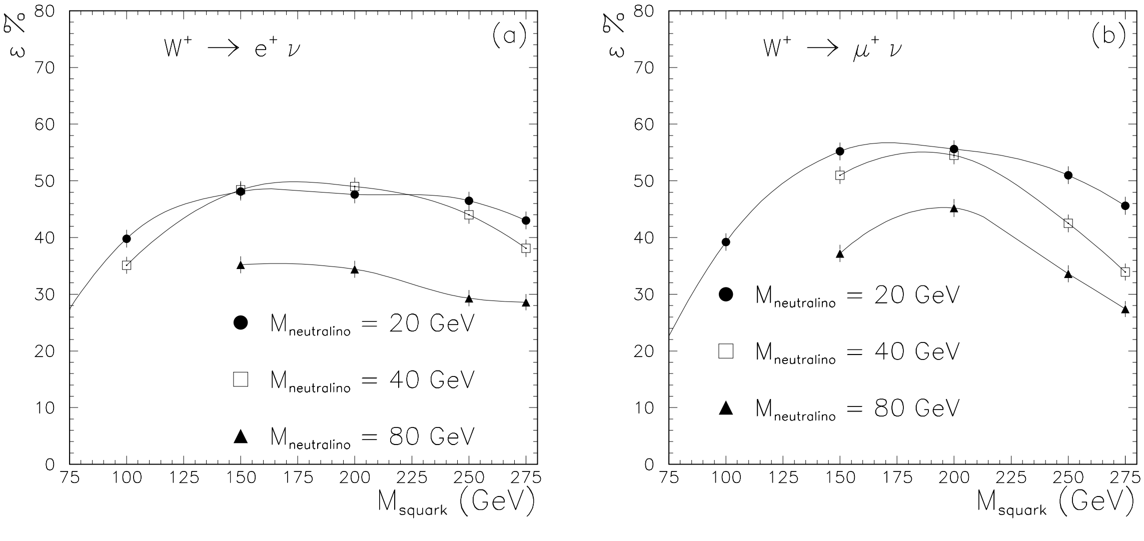


Figure 6.52: *Efficacités dans le canal* S6 *pour (a) la sélection "positron" et (b) la sélection "muon".*

6.9 Production résonante de squarks, canal S7

Le canal S7 est l'analogue du canal S6 pour des cas où le χ_1^0 est instable, et se désintègre en un lepton chargé $e^\pm$. Le diagramme de Feynmann correspondant est représenté sur la Fig. 6.53. Alors que le canal S6 n'est possible que si le χ_1^0 est dominé par sa composante higgsino, le canal S7 n'est à considérer que lorsque ce neutralino est de type zino ou photino. Par ailleurs, le rapport d'embranchement dans ce canal sera plus important pour un χ_1^0 de type photino que pour un χ_1^0 dominé par sa composante zino, puisqu'on a vu au chapitre 3 que $BR(\tilde{\gamma} \rightarrow e^\pm + \text{jets}) \geq BR(\tilde{Z} \rightarrow e^\pm + \text{jets})$.

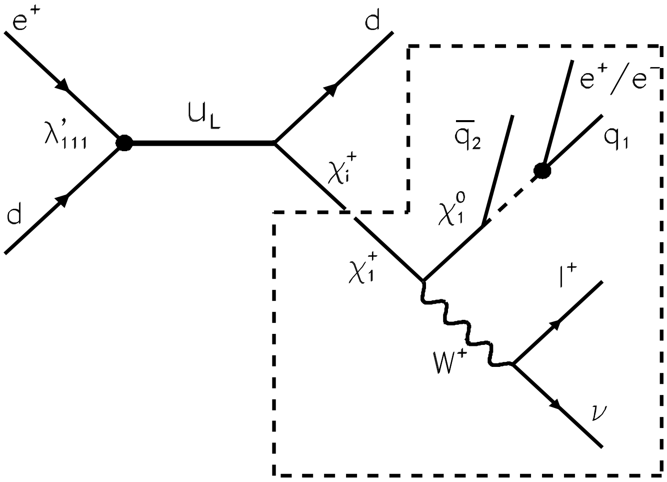


Figure 6.53: *Diagramme de Feynman correspondant au canal* S7.

6.9.1 Sélection des événements

L'état final recherché est caractérisé par la présence d'un lepton $e^\pm$, d'un autre lepton l^+ qui peut être un positron, un muon μ^+ ou un tau τ^+, d'impulsion transverse manquante due à l'émission d'un neutrino et de plusieurs jets. Comme pour le canal S6, nous allons étudier uniquement les cas où le lepton l^+ est un positron ou un muon.

Sélection "positron"

Pour sélectionner des événements correspondant à la topologie S7 lorsque le W^+ se désintègre en un positron, nous demandons que les conditions suivantes soient vérifiées :

1. il faut avoir trouvé deux candidats $e^\pm$ au sens de la sélection S1. L'un d'entre eux doit avoir une énergie transverse $E_{T,1} \geq 7$ GeV , et l'autre vérifier : $E_{T,2} \geq 5$ GeV ;
2. l'impulsion transverse manquante de l'événement doit être non négligeable :
$$P_{T,miss} \geq 15 \text{ GeV} \qquad ;$$
3. les énergies transverses hadroniques scalaire et vectorielle doivent être en désaccord :
$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \geq 0.25 \qquad ;$$
4. la variable de Bjorken y reconstruite à partir de la cinématique du candidat $e^\pm$ de plus grande énergie transverse doit vérifier :
$$0.4 \leq y_e \leq 0.95 \qquad ;$$
5. il faut avoir trouvé un jet d'impulsion transverse $P_{T,jet} \geq 7$ GeV en utilisant notre algorithme de cône.

La coupure sur l'énergie transverse du deuxième candidat $e^\pm$ est abaissée à 5 GeV pour minimiser les pertes d'efficacité sur le signal. Les autres coupures appliquées ont déjà été expliquées en détail dans les analyses précédentes.

Sélection "muon"

Dans le cas où l'état final est caractérisé par la présence d'un $e^\pm$ accompagné par un muon, la sélection repose sur les critères suivants :

1. la présence d'un $e^\pm$ d'énergie transverse supérieure ou égale à 7 GeV , tel que défini dans l'étude du canal S1;
2. une impulsion transverse manquante importante :
$$P_{T,miss} \geq 25 \text{ GeV} \qquad ;$$
3. un désaccord entre $E_{T,h}$ et $P_{T,h}$:
$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \geq 0.25 \qquad ;$$
4. un jet d'impulsion transverse $P_{T,jet} \geq 7$ GeV ;

La coupure inférieure sur l'énergie transverse manquante a été élevée à 25 GeV pour tenir compte du fait que le muon va déposer peu d'énergie dans le calorimètre. Ici, demander en plus une trace autour de laquelle peu d'énergie a été déposée dans le calorimètre n'est pas nécessaire, comme nous le verrons par la suite. Remarquons que la coupure $P_{T,miss} \geq 25$ GeV va être plus ou moins efficace sur le signal suivant les masses du χ_1^0 et du χ_1^+. En effet, si ces masses sont faibles, et en particulier si $M(\chi_1^+) - M(\chi_1^0)$ est nettement inférieure à 80 GeV , le W intervenant sera très virtuel. Dès lors, son "boost" de Lorentz peut être suffisamment élevé pour que le neutrino et le muon repartent à peu près dans la même direction, et les composantes transverses de l'impulsion du ν et du μ vont s'ajouter. L'impulsion transverse totale de l'événement est alors élevée. Ce fait est illustré par la Fig. 6.54 (histogrammes blancs), qui représente les distributions attendues de la masse du W virtuel, de la différence en Φ entre le neutrino et le muon et de l'impulsion transverse manquante pour des événements où un squark de 200 GeV se désintègre en un chargino de 40 GeV , la masse du χ_1^0 étant de 20 GeV . Par contre, si la différence de masse entre le χ_1^+ et le χ_1^0 est élevée, le W a tendance à être quasiment sur sa couche de masse. Les histogrammes hachurés de la Fig. 6.54 correspondent à un chargino de 160 GeV et un neutralino de 80 GeV , la masse du squark étant comme précédemment de 200 GeV . On voit sur la figure que dans un tel cas, le boson W va être produit presque au repos, donc le μ et le neutrino sont plutôt émis dos-à-dos. Ainsi, les composantes transverses de leur impulsion vont se compenser et $P_{T,miss}$ total des événements sera plus faible que dans le cas précédent.

6.9.2 Comparaison des données au Monte Carlo

Aucun événement vérifiant les critères de la sélection "positron" n'est observé dans les données pour le canal S7. Ceci justifie a posteriori le fait que nous ne faisons pas d'analyse de la charge des leptons présent dans l'état final, bien que celui provenant de la désintégration du neutralino puisse être un e^- ou un e^+. Avec les mêmes coupures, 0.4 ± 0.3 (syst.) événements sont attendus d'après le Monte Carlo de diffusion profondément inélastique par courant neutre, et aucun d'après celui de DIP par courant chargé. Il n'est donc pas nécessaire ici de demander en plus une trace isolée.

Avec les critères de la sélection "muon", aucun candidat n'est retenu dans les données. La prédiction du Monte Carlo pour le bruit de fond de diffusion inélastique profonde est là encore négligeable : on attend 0.4 ± 0.3 (syst.) événement pour la DIP par courant neutre, et aucun pour la DIP par courant chargé.

6.9.3 Efficacités sur le signal

Les efficacités obtenues sur le signal pour la sélection "positron" et la sélection "muon" sont représentées en fonction de la masse du squark sur la Fig. 6.55. Les courbes montrées correspondent à nouveau aux choix suivants :

- $M_{\chi_1^0} = 20$ GeV et $M_{\chi_1^+} \simeq 55$ GeV ;
- $M_{\chi_1^0} = 40$ GeV et $M_{\chi_1^+} \simeq 82$ GeV ;
- $M_{\chi_1^0} = 80$ GeV et $M_{\chi_1^+} \simeq 160$ GeV .

On constate que dans le troisième cas, c'est-à-dire lorsque la différence entre la masse du χ_1^+ et celle du χ_1^0 est élevée, l'efficacité obtenue dans le canal "muon" est nettement inférieure à celle du canal "positron". Ceci s'explique par la remarque faite plus haut : lorsque $M(\chi_1^+) - M(\chi_1^0)$ est élevée, l'impulsion transverse des événements dans le canal "muon" diminue. La coupure $P_{T,miss} \geq 25$ GeV sur de tels événements est alors beaucoup plus sévère que la coupure $P_{T,miss} \geq 15$ GeV dans le canal “positron”, à même masse de squark.

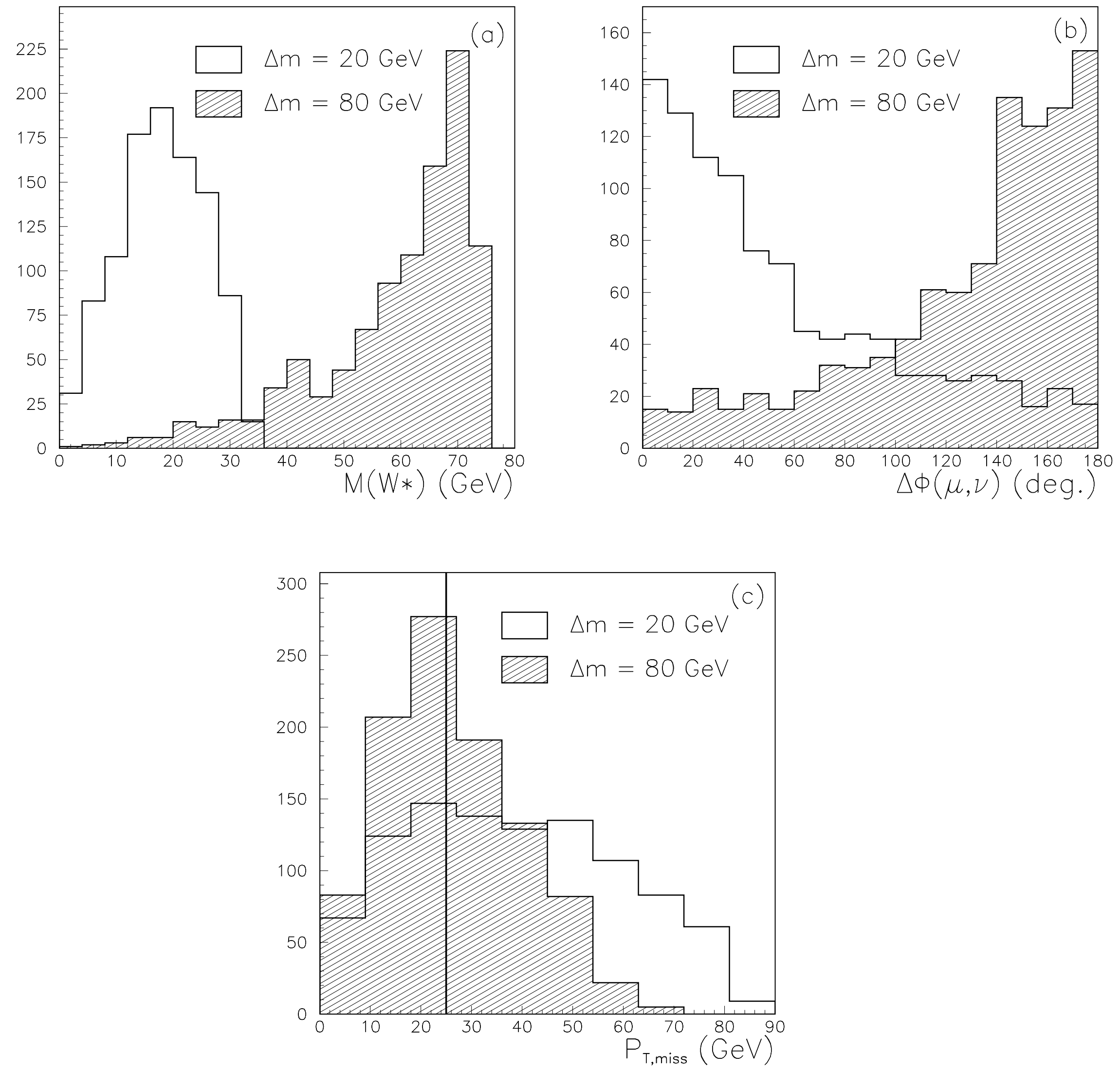


Figure 6.54: *Distributions (a) de la masse du W virtuel provenant de la désintégration du chargino; (b) de la différence angulaire en azimuth entre le muon et le neutrino; (c) de l'impulsion transverse manquante. Les histogrammes blancs correspondent à une différence en masse entre le* χ_1^+ *et le* χ_1^0 *de* $\simeq$ 20 GeV *; pour ceux hachurés cette différence est de* $\simeq$ 80 GeV .

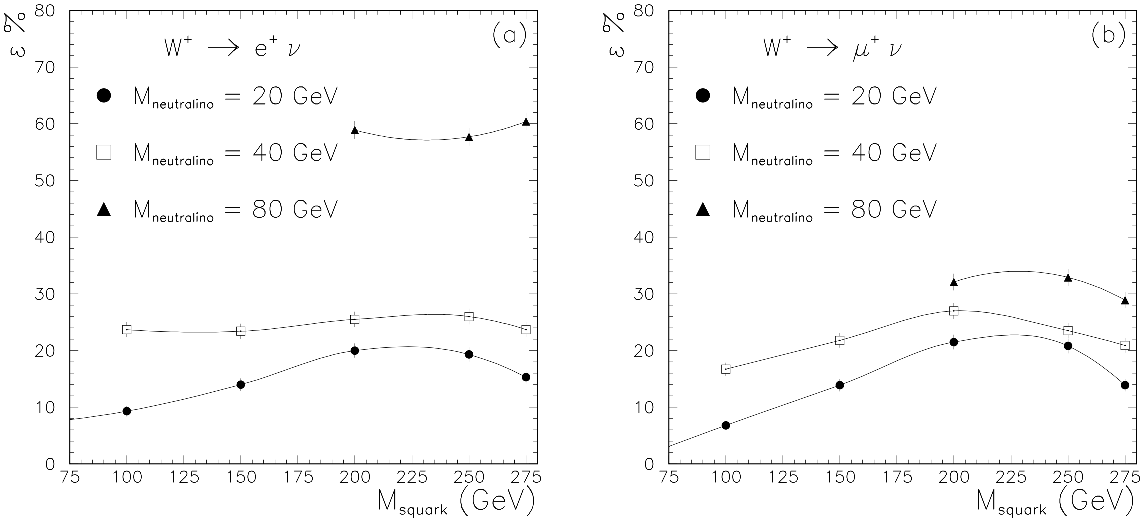


Figure 6.55: *Efficacités obtenues dans le canal* S7 *(a) pour la sélection "positron" et (b) pour la sélection "muon".*

6.10 Production résonante de squarks, canal S8

Le canal S8 est l'analogue du canal S7 lorsque le neutralino se désintègre en un neutrino et des jets, et non plus en un lepton chargé et des jets. Le diagramme de Feynman de ce processus est représenté sur la Fig. 6.56. Ce processus n'est possible que si le χ_1^0 se désintègre à l'intérieur du détecteur, donc principalement lorsqu'il est de type photino ou zino. De plus, ce processus est davantage probable lorsque le χ_1^0 est dominé par sa composante zino, car c'est dans ce cas que le rapport d'embranchement $BR(\chi_1^0 \to \nu +$ jets) est important.

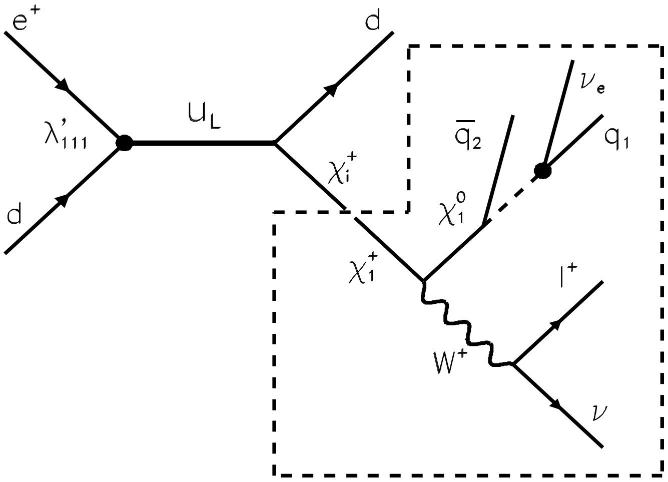


Figure 6.56: *Diagramme de Feynman correspondant à la désintégration d'un squark en lepton l^+, plusieurs jets et de l'impulsion transverse manquante.*

6.10.1 Sélection des événements

Nous allons là encore nous limiter aux cas où le lepton présent dans l'état final est un positron ou un muon, et appliquer deux sélections différentes suivant le cas considéré.

Sélection "positron"

Afin de sélectionner des événements comportant dans l'état final un positron, plusieurs jets et de l'impulsion transverse manquante, nous demandons :

1. un candidat $e^\pm$ tel que défini dans l'étude du canal S1 à $E_{T,e} \geq 7$ GeV ;

2. de l'impulsion transverse manquante :

$$P_{T,miss} \geq 15 \text{ GeV} \qquad ;$$

3. un désaccord entre les énergies transverses hadroniques scalaire et vectorielle :

$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \geq 0.25 \qquad ;$$

4. que la variable y reconstruite à partir de la cinématique du candidat $e^{\pm}$ vérifie :

$$0.4 \leq y_e \leq 0.95 \qquad ;$$

5. au moins un jet d'impulsion transverse $P_{T,jet} \geq 7$ GeV .

Sélection "muon"

Pour la recherche d'événements présentant dans l'état final un muon, plusieurs jets et de l'impulsion transverse manquante, nous demandons que les critères suivants soient vérifiés :

1. aucun candidat $e^{\pm}$ avec $E_{T,e} \geq 7$ GeV ne doit avoir été trouvé dans l'événement;
2. une impulsion transverse manquante élevée :

$$P_{T,miss} \geq 25 \text{ GeV} \qquad ;$$

3. un désaccord entre les énergies transverses hadroniques scalaire et vectorielle :

$$\frac{E_{T,h} - P_{T,h}}{E_{T,h}} \geq 0.25 \qquad ;$$

4. il faut avoir trouvé un jet d'impulsion transverse $P_{T,jet} \geq 7$ GeV ;
5. autour de l'axe du jet de plus grande impulsion transverse reconstruit à l'aide de l'algorithme de cône décrit auparavant, on ouvre un cône de demi-angle $\Delta\Phi = \pm 60^o$ dans le plan transverse à l'axe des faisceaux. On impose la présence, à l'extérieur de ce cône, d'une trace de plus de 10 GeV d'impulsion et pointant vers le vertex d'interaction. De plus, l'énergie déposée autour de cette trace dans le calorimètre à argon liquide, à l'intérieur d'un cône d'ouverture $\Delta\Phi = \pm 15^o$ centré sur la direction de la trace, doit être inférieure ou égale à 5 GeV .

6.10.2 Comparaison des données au Monte Carlo

En appliquant les critères de la sélection "positron", on observe 3 événements candidats dans les données, le bruit de fond attendu d'après le Monte Carlo de diffusion inélastique profonde par courant neutre étant de 2.3 ± 1.0 (syst.) événements. D'après le Monte Carlo de DIP par courant chargé, on attend 0.04 événement provenant de

ce processus physique et vérifiant les critères de sélection.
Dans le cas de la sélection "muon", le seul candidat observé dans les données est à nouveau l'événement $e^+p \to \mu^+X$ déjà signalé plus haut, et on attend 0.04 ± 0.03 (syst.) événement d'après le Monte Carlo de DIP par courant chargé. Cet événement est donc un candidat à la fois pour les canaux S6 et S8. En effet, la seule différence entre les sélections "muon" S6 et S8 consiste en la coupure appliquée sur la variable $(E_{T,h} - P_{T,h})/E_{T,h}$. Nos "critères" monojet et multijets ne s'excluant pas l'un l'autre, un recoupement est donc permis. Par ailleurs, il est difficile de dire, comme on le voit sur la Fig. 6.49, si "l'événement μ" possède un ou deux jets. Il n'est donc pas étonnant que cet événement se retrouve dans les deux sélections. Notons que de toute manière, les canaux S6 et S8 ne sont jamais possibles en même temps : la canal S6 nécessite un χ_1^0 stable, au contraire pour S8 le neutralino doit se désintégrer à l'intérieur du détecteur.
Remarquons cependant qu'un signal supersymétrique du type S8 ne rend pas très bien compte, au contraire de S6, de la topologie de l'événement μ observé [3]. En effet, il est peu probable que les 3 jets attendus lors de la désintégration d'un squark via S8 soient "proches" les uns des autres, tout en étant opposés en Φ avec le muon. De plus, lorsque la différence en Φ entre le muon et le système hadronique est supérieure à 140^o, la condition supplémentaire $(E - p_z)_h + (E - p_z)_\mu \leq 43$ GeV est difficilement réalisée. Ainsi, on trouve que moins de 10% des événements où un squark se désintègre via S8, qui satisfont à nos critères de sélection, vérifient de plus :

- $\Delta\Phi_{\mu,\text{hadrons}} \geq 140^o$,
- $((E - p_z)_h + (E - p_z)_\mu \leq 43$ GeV ,

pour des masses de squarks entre $\simeq 100$ GeV et $\simeq 200$ GeV .

6.10.3 Efficacités sur le signal

Les efficacités obtenues sur le signal pour la sélection "positron" et la sélection "muon" sont représentées sur la Fig. 6.57. Les valeurs choisies pour les masses du neutralino et du chargino sont les mêmes que précédemment. Notons que, comme pour le canal S7, l'efficacité de la sélection "muon" est nettement plus faible que celle de la sélection "positron" lorsque la différence de masse entre le neutralino et le chargino est élevée. L'effet de cette perte d'efficacité est à nouveau due à la coupure élevée sur l'impulsion transverse manquante.

On vient donc de décrire l'analyse correspondant à la production résonante de squarks. On va, dans la section suivante, étudier la production de paires de stops par fusion entre un photon et un gluon, qui constitue une analyse complémentaire de celle qu'on vient de présenter.

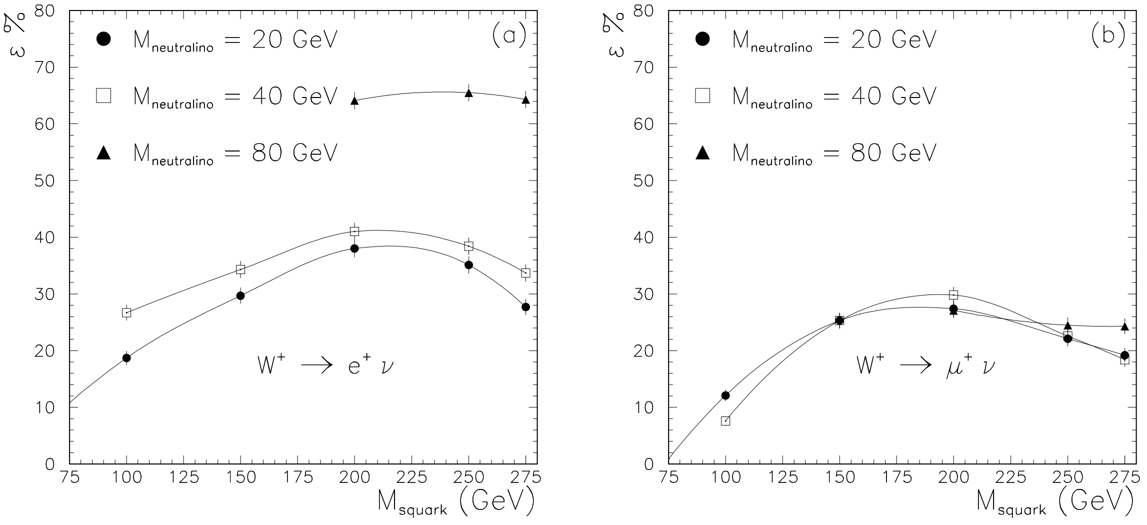


Figure 6.57: *Efficacités pour le canal* S8 *pour (a) la sélection "positron" et (b) la sélection "muon".*

6.11 Analyse des données pour la production de paires de squarks

L'analyse présentée dans cette section concerne la production de squarks par paire sans $\not{R}_p$. Rappelons qu'il s'agit d'un processus de photoproduction, où le photon émis par le positron incident fusionne avec un gluon venant du proton. Ce processus se produisant à très bas Q^2, le positron incident est très peu dévié de sa trajectoire initiale, et donc est non détecté dans l'appareillage.
Comme on l'a vu dans le chapitre 3, ceci n'est intéressant à HERA que dans le cas du stop, si celui-ci est léger. On suppose ensuite que les deux stops se désintègrent par violation de la R-parité, en un électron (ou un positron) et un quark. Le processus étudié correspond donc au diagramme de Feynman représenté sur la Fig. 6.58. L'état final de tels événements comporte donc un électron, un positron et deux jets de hadrons.

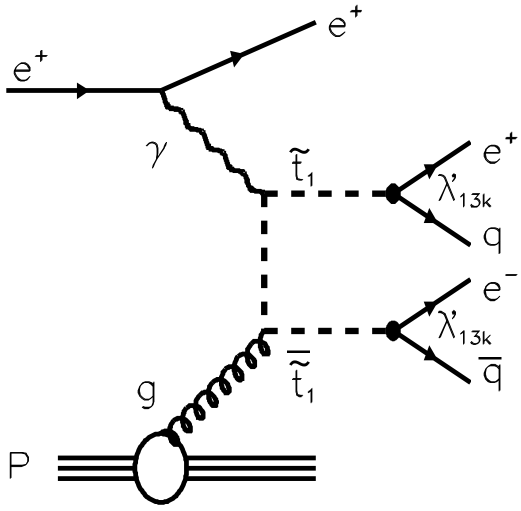


Figure 6.58: *Production d'une paire stop-antistop avec conservation de la R-parité, suivie d'une désintégration $\not{R}_p$ des stops.*

6.11.1 Sélection des événements

Les critères de sélection appliqués pour l'étude de ce processus sont les suivants :

1. l'événement ne doit pas posséder d'impulsion transverse manquante :

$$P_{T,miss} \leq 15 \text{ GeV} \qquad ;$$

2. il faut avoir trouvé deux candidats $e^\pm$ au sens de la sélection S1, d'angle polaire $10^o \leq \theta \leq 145^o$. Ces deux candidats $e^\pm$ doivent avoir une énergie transverse $E_{T,e} \geq 5$ GeV et être isolés (au sens défini au chapitre 5) dans un cône en azimuth-pseudorapidité de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.25$. On demande de plus que l'un des deux candidats soit bien isolé, à $\Delta R = 0.5$;
3. la conservation de l'énergie-impulsion ne doit pas être vérifiée :
$$E - p_z \leq 43 \text{ GeV} \qquad ;$$
4. les deux candidats $e^\pm$ ne doivent pas être dos-à-dos dans le plan transverse à l'axe des faisceaux :
$$\Delta\Phi_{1,2} \leq 140^0 \qquad ;$$
5. on demande que au moins deux jets aient été trouvés à l'aide de l' algorithme de cône décrit plus haut.

La coupure sur l'énergie transverse des "électrons" a été abaissée à 5 GeV car un stop léger (le seul cas qui nous intéresse du fait de la section efficace de production) ne va pas se désintégrer en un $e^\pm$ très énergétique. Pour pouvoir descendre assez bas en masse de stop, il faut donc que la coupure sur $E_{T,e}$ ne soit pas trop élevée. Ceci est illustré sur la Fig 6.59, où est représentée l'énergie transverse d'un des $e^\pm$ dans le cas d'un stop de 10 ou 20 GeV . Notons cependant que la coupure inférieure sur $E_{T,e}$ ne peut pas être abaissée à de trop petites valeurs, afin d'éliminer la contamination provenant d'événements où un J/ψ est créé par photoproduction et se désintègre en une paire e^+e^-.
La coupure (3) permet de séparer efficacement notre signal du bruit de fond de diffusion profondément inélastique où un $e^\pm$ aurait été trouvé dans un jet, ou d'événements de DIP où un photon a été émis par l'électron diffusé. En effet, pour de tels événements, la distribution de la variable $E - p_z$ doit être piquée à deux fois l'énergie du faisceau de positrons incidents, soit 55 GeV , comme on l'a vu lors de l'analyse du canal S1. Au contraire, pour les événements recherchés, cette variable doit prendre des valeurs plus faibles, car le positron incident est diffusé à très grand angle. Ainsi, ce lepton n'est pas détecté, ce qui entraîne une non-conservation de l'énergie-impulsion.
Pour des événements de DIP par courant neutre où une composante du jet formé par le quark diffusé a été identifié comme un électron, on s'attend à ce que le "vrai" $e^\pm$ et le "faux" soient balancés dans le plan transverse à l'axe des faisceaux. De tels événements seront éliminés par la coupure (4). Cette même coupure permet aussi de rejeter le bruit de fond venant d'événements de diffusion Compton $ep \rightarrow ep\gamma$, où là encore le positron diffusé et le photon doivent être dos-à-dos dans le plan transverse. L'effet de cette coupure, ainsi que celui de la coupure précédente sur $E - p_Z$, sont illustrés sur la Fig. 6.60.

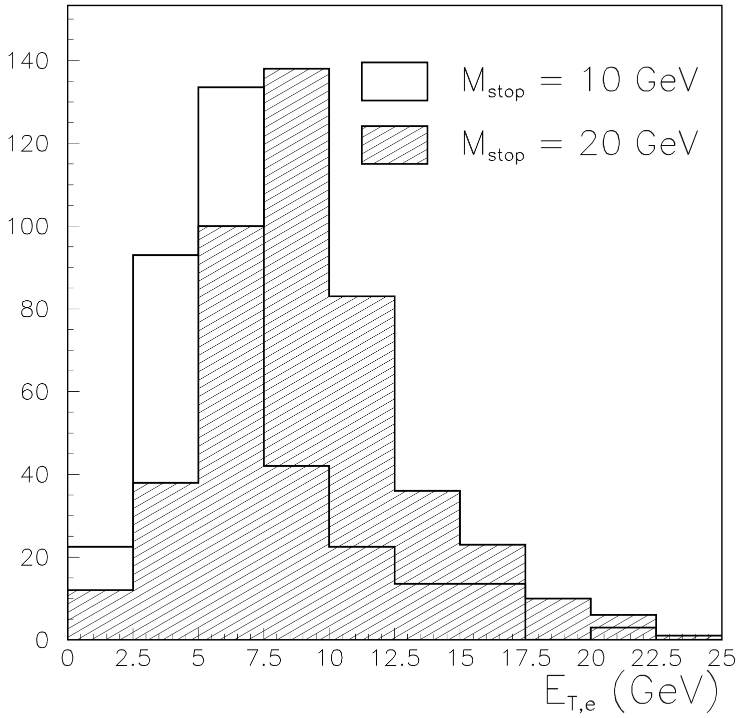


Figure 6.59: *Energie transverse d'un des* $e^{\pm}$ *provenant de la désintégration d'un stop de* 10 GeV *(histogramme blanc) et de* 20 GeV *(histogramme hachuré).*

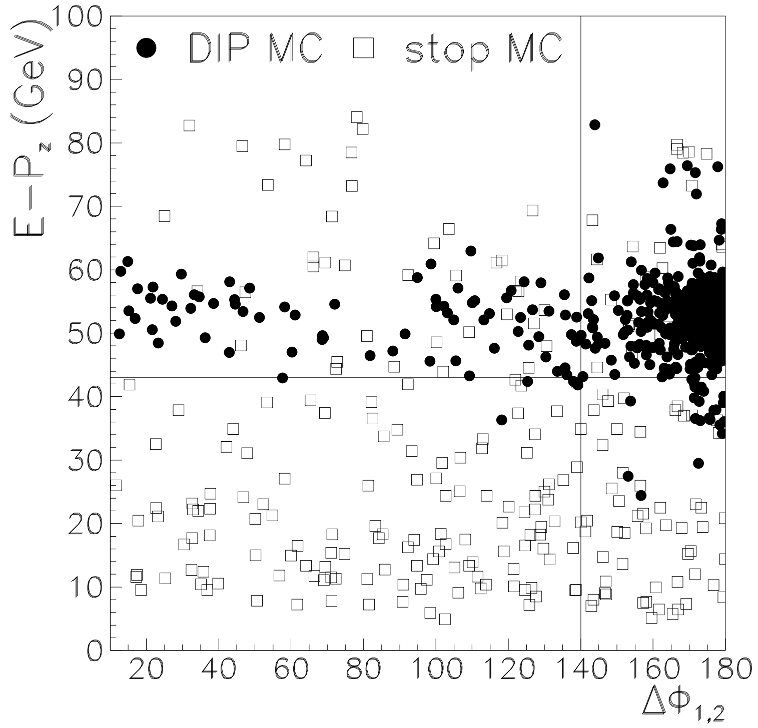


Figure 6.60: *Effet des deux coupures sur la variable $E - p_z$ et la différence angulaire en azimuth entre les deux candidats* e$^{\pm}$ *pour des événements de DIP par courant neutre (symboles ronds), et pour des événements de production par paire d'un stop de* 20 GeV *(symboles carrés).*

6.11.2 Reconstruction de la masse du stop

Le canal étudié ici ne comporte pas d'impulsion transverse manquante : les produits de désintégration des deux stops sont a priori détectés dans le calorimètre. Il doit donc être possible de reconstruire la masse du stop. Ainsi, si on trouve des candidats dans les données vérifiant les critères de sélection précédents, on disposera de leur spectre en masse de stop.
Afin de reconstruire M_{stop}, plutôt que d'essayer d'associer les deux candidats $e^{\pm}$ à un jet de sorte que la masse invariante du système "électron"-jet donne la masse du stop, on peut procéder de la manière suivante. Bien que "légers", les deux stops sont suffisamment massifs pour être produits quasiment au repos dans le référentiel γp. Dès lors, la moitié de la masse invariante calculée à partir de toutes les particules présentes dans l'état final, doit donner une assez bonne estimation de la masse du stop. La Fig. 6.61 montre quelle est la précision de cette méthode de reconstruction de la masse, pour un stop de 20 GeV et un stop de 40 GeV . Ainsi, bien que cette métode soit très simple, elle permet, dans le cas où on observe des candidats dans les données, de regarder si ceux-ci s'accumulent à une certaine valeur en masse de stop reconstruite.

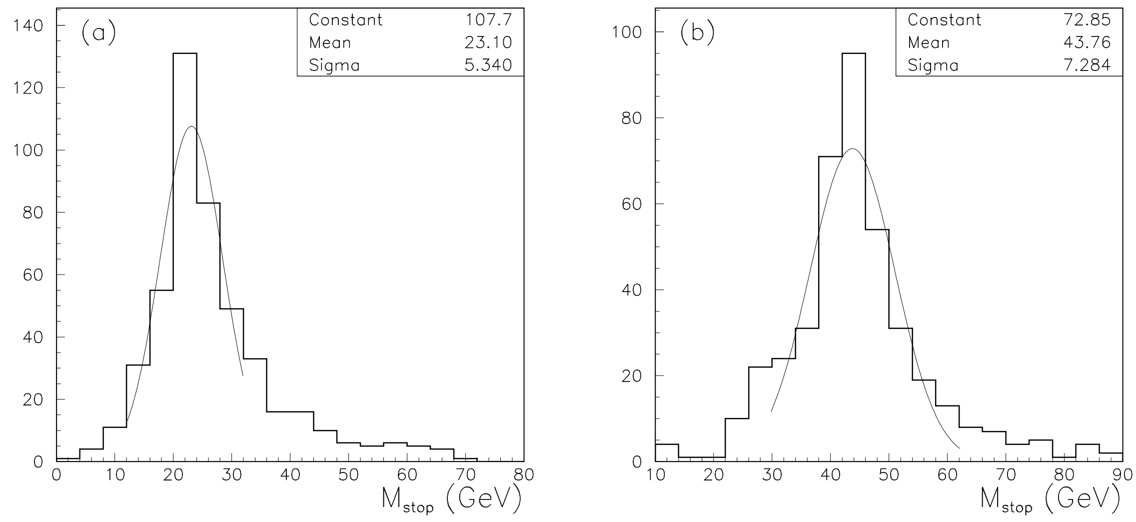


Figure 6.61: *Reconstruction de la masse du stop pour (a) un stop de* 20 GeV *et (b) un stop de* 40 GeV .

6.11.3 Efficacité de déclenchement

La coupure sur l'énergie transverse de l'électron a ici été abaissée à 5 GeV au lieu de 7 GeV . On a vu que lorsque un électron est présent dans l'état final avec une énergie transverse $E_{T,e} \geq 7$ GeV , les sous-déclencheurs "électron" ou "énergie transverse" sont efficaces à presque 100%. Le seuil d'efficacité du sous-déclencheur "électron" est situé à $E_{T,e} \simeq 5$ GeV . Cela signifie que si l'état final d'un événement comporte un électron ayant $E_{T,e} \simeq 5$ GeV , on a seulement 50% de chances que l'événement soit déclenché par l'élément de trigger requis. Ici, l'état final contient deux "électrons", et aussi deux jets, qui par l'énergie transverse qu'ils vont déposer dans le calorimètre, "aident" les événements à être déclenchés par le trigger argon. En effet, alors que la distribution de l'énergie transverse d'un des "électrons" pique à la moitié de la masse du stop comme le montre la Fig. 6.59, on s'attend à ce que celle de l'énergie transverse totale déposée dans le calorimètre pique à deux fois la masse du stop. Ceci est illustré sur la Fig. 6.62, pour un stop de 5 GeV et de 20 GeV . La Fig. 6.63 montre comment varie l'efficacité de trigger en fonction de

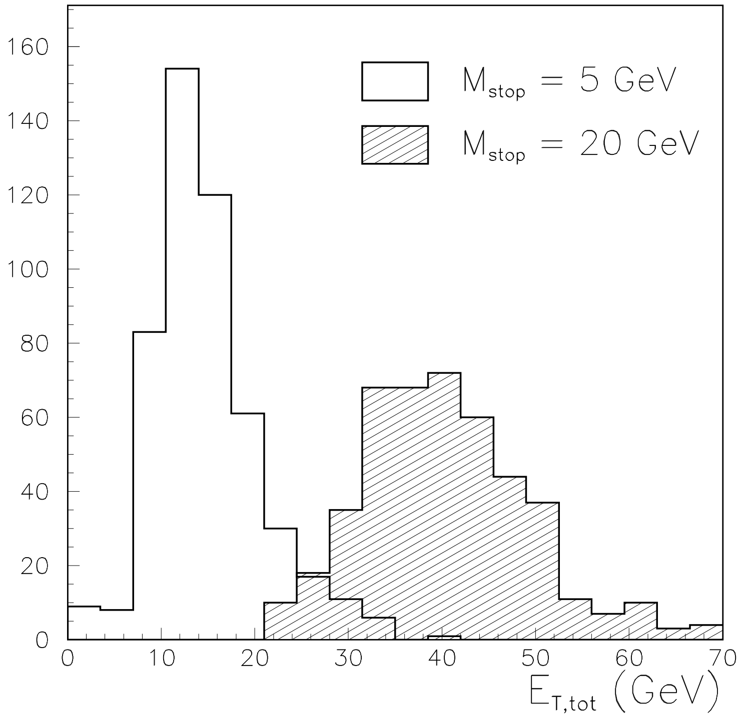


Figure 6.62: *Energie transverse totale déposée dans le calorimètre pour des événements avec production d'une paire stop-antistop.*

l'énergie transverse totale de l'événement. En demandant que les événements aient été "triggés" par le sous-déclencheur "électron" ou "énergie transverse", le seuil de la courbe d'efficacité de déclenchement est situé vers $E_{T,tot} \simeq 15$ GeV . Cette efficacité est donc élevée même pour des valeurs faibles de masse de stop, de l'ordre de 10 GeV .

6.11.4 Comparaison des données au Monte Carlo

Afin de vérifier que notre sélection "deux électrons" est bien contrôlée, nous allons commencer par comparer ce qu'on observe dans les données avec ce qu'on attend

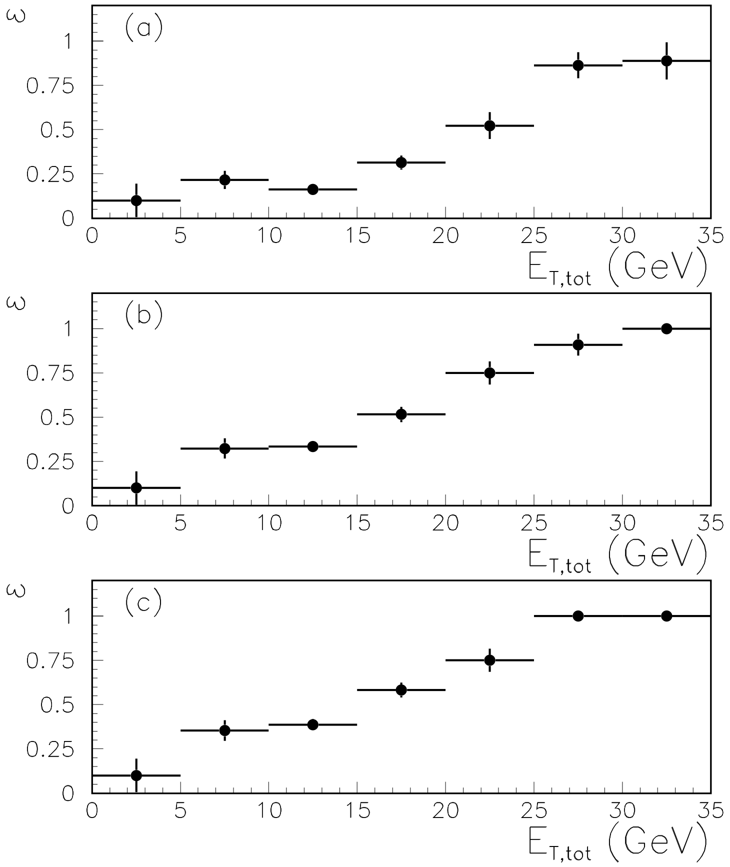


Figure 6.63: *Efficacités de déclenchement, pour des événements de production d'une paire stop-antistop, (a) du sous-déclencheur "électron", (b) du sous-déclencheur "énergie transverse dans l'argon" et (c) du ou de ces deux sous-déclencheurs.*

dans le Monte Carlo de DIP par courant neutre, en appliquant les coupures de sélection (1) et (2). Le résultat de cette comparaison est montrée sur la Fig. 6.64, qui représente la distribution de la différence en azimuth des deux candidats $e^{\pm}$, pour les données et le Monte Carlo. Afin que les événements ainsi sélectionnés dans les données puissent être comparés à la prédiction du Monte Carlo de DIP, une coupure supplémentaire $E - p_z \geq 43$ GeV a été appliquée. Ainsi, c'est bien dans une zone où le processus dominant est celui de DIP (et non pas la photoproduction) qu'on compare les données au Monte Carlo. On voit ainsi que dans cette région, l'acolinéarité entre les deux candidats $e^{\pm}$ est bien décrite par le Monte Carlo.
En relaxant maintenant la coupure sur $E - p_z$, donc avec uniquement les critères de sélection (1) et (2), on observe 131 événements dans les données, ce qui est en très bon accord avec les 114.0 ± 6.0 événements prédits par le Monte Carlo de DIP par courant neutre, auxquels s'ajoutent les 17.7 ± 1.5 événements attendus d'après le Monte Carlo de photoproduction. Par ailleurs, en appliquant la coupure $\Delta\Phi_{1,2} \leq 140^o$ et sans coupure sur $E - p_z$, les 28 événements observés dans les

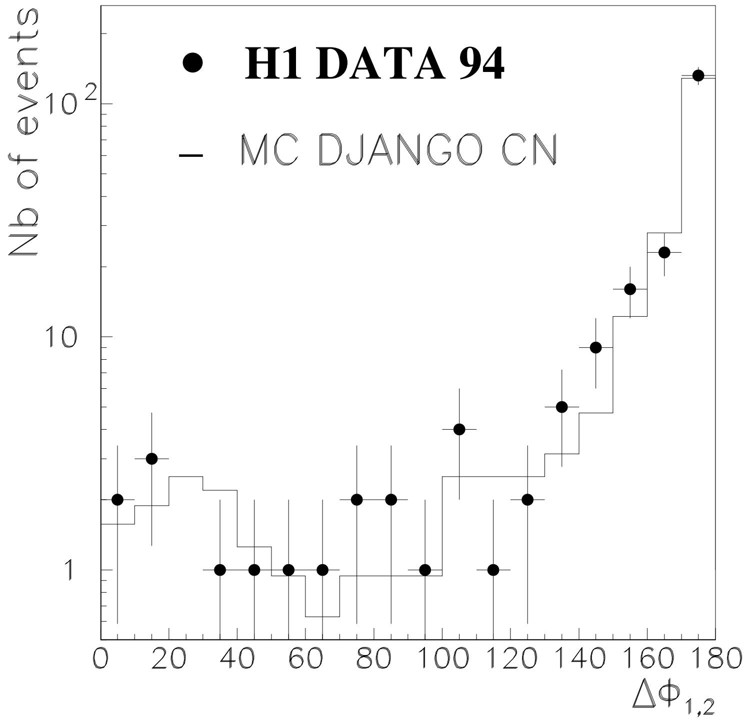


Figure 6.64: *Contrôle de la sélection "deux électrons" par le Monte Carlo de DIP par courant neutre, pour les événements vérifiant de plus* $E - p_z \geq 43$ GeV .

données se comparent très bien aux 26.1 ± 3.9 (syst.) attendus dans la DIP par courant neutre, le bruit de fond de photoproduction étant alors négligeable.
Après application de toutes les coupures de sélection, il ne reste plus aucun candidat dans les données, alors qu'on attend 1.0 ± 0.8 événement d'après le Monte Carlo de diffusion inélastique profonde par courant neutre.

6.11.5 Efficacités sur le signal

Les efficacités finales obtenues sur le signal avec les critères de sélection énumérés ci-dessus, et prenant en compte l'efficacité de déclenchement, sont représentées sur la Fig. 6.65. Cette efficacité est faible à très basse masse de stop, car il est alors peu probable que les deux "électrons" aient une énergie transverse supérieure à 5 GeV . Cette faible efficacité est néanmoins compensée par le fait que, à très basse masse, la section efficace du processus étudié est élevée, comme on l'a vu au chapitre 3.
A plus grande masse, on observe une retombée de la courbe d'efficacité. En effet, plus les stops deviennent massifs, plus l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction γp doit être élevée. Pour produire une paire de stops "lourds", il faut donc que le positron incident reparte avec une très faible énergie. Ainsi, l'énergie "invisible" étant peu élevée, la conservation de l'énergie-impulsion est de mieux en mieux vérifiée. C'est donc la coupure $E - p_Z \leq 43$ GeV qui est responsable de la

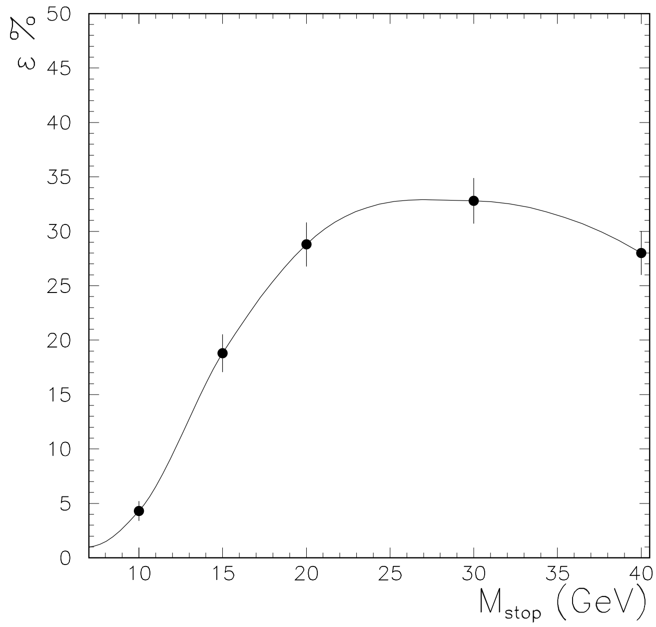


Figure 6.65: *Efficacités de sélection pour la recherche de stops légers produits par paire.*

perte d'efficacité pour des masses de stop de l'ordre de 40 GeV .

Résumé

Ainsi, l'analyse correspondant à chaque processus supersymétrique considéré a été présentée. Pour la production de paires de stops, aucun signal n'a été mis en évidence dans les données.
Pour la production résonante de squarks, on a vu, pour chaque canal, quelles sont les sélections, les efficacités et comment les données se comparent aux prédictions du Modèle Standard. Les points les plus importants sont :

- l'observation d'un léger excès dans le canal S3, correspondant au processus $e^+q \rightarrow e^+$ 3 jets;
- l'observation d'un événement très exotique $e^+P \rightarrow \mu^+X$.

Le chapitre suivant présente une synthèse de cette analyse. On reviendra sur l'excès observé dans le canal S3. En combinant les différents canaux possibles, on verra comment notre analyse permet de dériver des limites de rejet sur la masse des squarks, pour une valeur donnée du couplage de violation de la R-parité.

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, S. Aid et al., "Observation of an $e^+P \rightarrow \mu^+X$ event with high transverse momenta at HERA", DESY preprint 94-248 (Décembre 1994) Nucl. Phys. B397 (1993) 3.

[2] U. Baur, J.A.M. Vermaseren, D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. B375 (1992) 3.

[3] Alors que nous terminions notre analyse, une interprétation alternative de l'événement observé $e^+p \rightarrow \mu^+ + X$ a été proposée par T. Kon, T. Kobayashi et S. Kitamura, preprint ITP-SU-96/02, Tokyo (Janvier 1996). Elle consiste en la production résonante d'un stop par λ'_{131}. Le processus $e^+p \rightarrow b\chi_1^+ \rightarrow b\mu^+\nu_\mu\chi_1^0$ conduit à une signature similaire à celle de notre canal S6 lorsque le χ_1^0 est stable, et à celle de notre canal S8 dans le cas contraire, où le neutralino se désintègre en un neutrino et des jets.

Chapitre 7

RESULTATS

Dans ce chapitre, on va revenir sur l'analyse des données concernant la recherche de squarks produits par résonance, en ne regardant plus chacun des canaux séparément mais en faisant une synthèse des différentes analyses. Des limites de rejet sur la masse des squarks, étant donnée une valeur du couplage de $\not{R}_p$, seront ensuite dérivées. De même, la recherche de stops légers produits par paire n'ayant pas permis de mettre en évidence un signal, on dérivera une limite sur la masse du stop.

7.1 Comparaison des différents canaux pour la production résonante de squarks

Le chapitre précédent a montré les résultats de l'analyse des données pour chacun des canaux S1 à S8 correspondant à la production résonante de squarks. Un excès est observé dans les données par rapport aux prédictions du Monte Carlo dans le canal S3, pour des masses de squark voisines de 70 GeV . Par ailleurs, un plus léger excès est aussi observé dans le même canal autour de 150 GeV .
La sélection d'événements dans le canal S3 repose entre autres sur une coupure assez élevée sur y_e : on demande $y_e \geq 0.4$. La comparaison des données au Monte Carlo a été réalisée en utilisant la simulation LEPTO, qui ne décrit pas des événements où le lepton incident a émis un photon avant l'interaction. Or, comme on l'a signalé au chapitre précédent, l'émission d'un photon par le positron incident a tendance à faire migrer le spectre en y_e vers des valeurs plus élevées. La coupure $y_e \leq 0.95$ est appliquée pour s'affranchir partiellement de telles migrations, mais on peut se demander si les données ne seraient pas mieux reproduites si, au lieu d'utiliser le Monte Carlo LEPTO, on comparait avec le Monte Carlo "radiatif" DJANGO. Comme on l'a vu au chapitre 5, le rayonnement QCD dans les simulations DJANGO dont on dispose a été traité à l'aide du modèle des dipôles de couleur, et non pas celui des cascades de partons. Ce modèle présente l'inconvénient de mal reproduire les topologies "multijets", qui sont celles qui nous intéressent dans le cadre du canal S3. En effet, une comparaison des données au Monte Carlo DJANGO dans le canal S3, où le Monte Carlo est normalisé en absolu (c'est-à-dire à la luminosité des données), montre un très mauvais accord sur tout le spectre de masse M_{dec}. Afin de comparer la forme du spectre, nous avons normalisé le Monte Carlo DJANGO de

manière relative (c'est-à-dire au nombre d'événements candidats). Le résultat de la comparaison des données au Monte Carlo "radiatif" est montré sur la Fig. 7.1. Le comportement des données par rapport au Monte Carlo est similaire, que l'on utilise LEPTO ou DJANGO. L'excès est un peu plus localisé lorsque les données sont comparées au Monte Carlo radiatif, mais il est toujours présent.

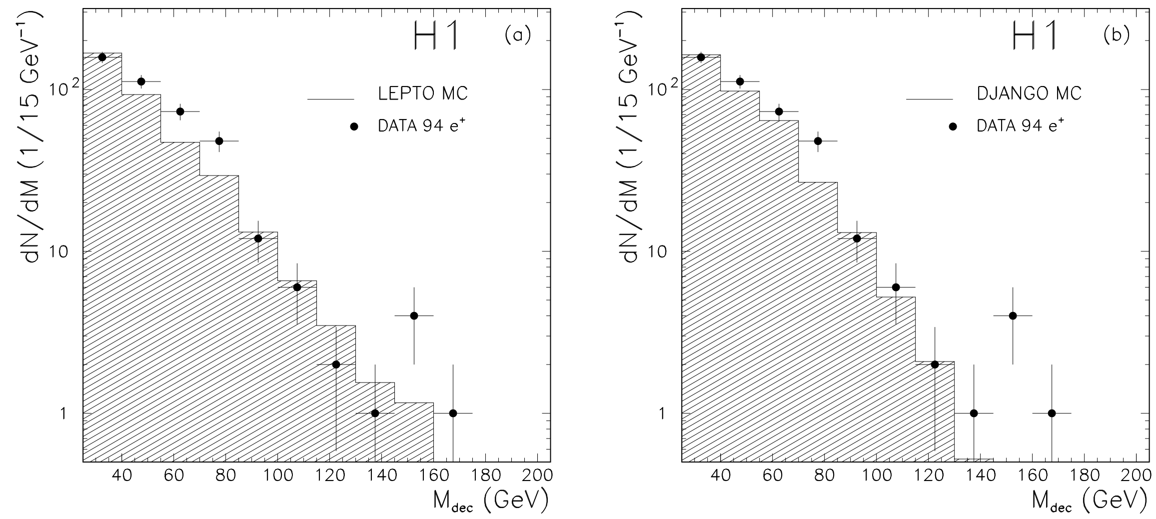


Figure 7.1: *Comparaison des données au Monte Carlo pour le canal* S3. *Les données sont comparées aux prédictions d'un Monte Carlo non radiatif sur la figure (a), à celles d'un Monte Carlo radiatif sur la figure (b).*

Rappelons que par contre, aucun excès n'est observé dans les canaux S1 et S2, et aucun candidat ne vérifie les critères de la sélection S4.

Il est intéressant de remarquer que la même analyse appliquée sur les données 1993 de l'expérience H1 (la machine tournait alors avec un faisceau d'électrons et non pas de positrons), montre qu'un excès est aussi observé autour de 70 GeV et 150 GeV , mais dans le canal S1 [1, 2]. Par ailleurs, les événements présents dans les bins où l'excès est observé sont situés à des valeurs en y_e plus élevées que celles qu'on attendrait pour des événements de diffusion profondément inélastique. Une analyse statistique de maximum de vraisemblance, en utilisant à la fois les variables M_e et y_e a été réalisée dans [1]. La Fig 7.2, extraite de [1], présente les contours du logarithme de vraisemblance dans le plan (masse, couplage), normalisée à l'hypothèse où on n'observe aucun signal. Cette figure montre des augmentations de la vraisemblance, par rapport à l'hypothèse sans aucun signal, entre 2 et 3 σ, dans les domaines de masse $[65; 80]$ GeV et $[125; 160]$ GeV .
Par contre, le spectre de masse observé à partir des données 1993 pour le canal S3 est en parfait accord avec les prédictions du Monte Carlo [1, 2].

L'étude du début de la prise de données de 1994, où HERA tournait avec des

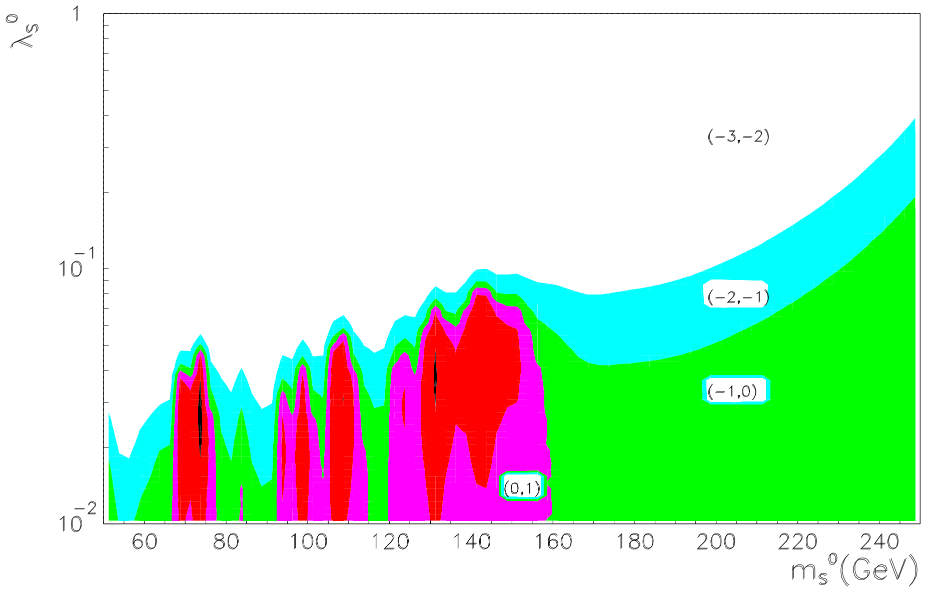


Figure 7.2: *Contour du logarithme de vraisemblance sur les données "électron" de 1993, dans l'hypothèse de l'existence d'un squark produit et se désintègrant en e^-q (canal* S1*).*

électrons, a aussi été réalisée. Le spectre de masse dans le canal S3 ne présente pas d'excès, et celui correspondant au canal S1 est présenté sur la Fig. 7.3. On n'observe aucun excès significatif dans ce spectre de masse, mais cette période ne représente que 0.39 pb^{-1}.

Remarquons que le fait d'observer des excès aux mêmes masses, mais dans des canaux différents suivant que le faisceau de leptons incidents est constitué de positrons ou d'électrons n'est pas nécessairement incompatible avec l'existence d'un signal. En effet, supposons que la désintégration d'un squark en χ_1^0 soit supprimée. Ceci peut arriver lorsqu'une des deux conditions suivantes est réalisée :

- la particule supersymétrique la plus légère est un chargino, et les neutralinos sont tous plus massifs que le squark, ce qui rend impossible cinématiquement la désintégration $\tilde{q} \rightarrow q\chi_i^0$;
- le neutralino le plus léger est de type higgsino. Ainsi, comme on l'a expliqué au chapitre 3, la largeur de désintégration $\tilde{q} \rightarrow q\chi_i^0$ est proportionnelle à m_q^2 et est donc négligeable.

Dès lors :

- lorsque le lepton incident est un **électron** : le squark qu'on produit de manière dominante (via λ'_{111} par exemple) est le $\tilde{d}_R$. On a vu que ce dernier ne peut

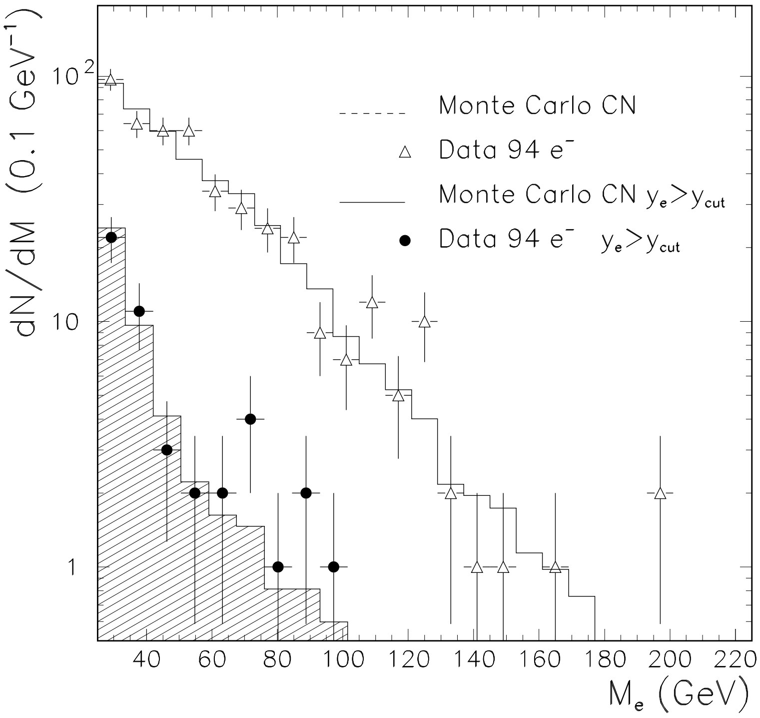


Figure 7.3: *Spectre de masse dans le canal* S1 *pour les données "électron" de 1994, avant et après la coupure en* y_e *optimisée.*

pas se désintégrer en chargino. Donc, si la désintégration en neutralino est supprimée pour une des raisons invoquées plus haut, le squark peut uniquement se désintégrer par violation de la R-parité, c'est-à-dire via les canaux S1 ou S2. Ainsi, on observerait un excès dans S1 et S2, mais rien dans les autres canaux.

- par contre, lorsque la machine tourne avec un faisceau de **positrons**, c'est essentiellement le squark $\tilde{u}_L$ qui peut être produit. Ce squark a la possibilité de se désintégrer en chargino, et c'est ce mode de désintégration qui va dominer tant que le couplage de $\not{R}_p$ n'est pas trop important. Ainsi, on ne verrait pas le signal dans les canaux S1 et S2, le canal S3 étant possible par l'intermédiaire du chargino. Le canal S4 ne serait pas à considérer car le chargino provenant du squark $\tilde{u}_L$ ne peut pas se désintégrer en e^-.

Détaillons un peu ce qui précède dans le cas où la désintégration d'un squark en neutralino est supprimée car le χ_1^0 est de type higgsino, et où le faisceau incident est constitué de positrons. Etant donné que les canaux S7 et S8 ne sont possibles que si le neutralino se désintègre à l'intérieur du détecteur, ils ne sont pas à considérer. Les seuls autres canaux de désintégration possibles sont alors S6 (l^+, 1 jet, $P_{T,miss}$) et S5 (plusieurs jets, $P_{T,miss}$). Il est intéressant de rappeler que c'est dans le cadre du canal S6, c'est-à-dire dans le cas où le χ_1^0 est de type higgsino, que l'événement $e^+p \to \mu^+X$ peut être interprété comme un événement supersymétrique. Notons cependant que la topologie de notre "événement μ" (en particulier le fait que $P_{T,h} \simeq 40$ GeV), est difficilement compatible avec la désintégration d'un squark de moins de 100 GeV .

L'analyse des données 1995 est en cours. Pour l'instant, compte tenu du fait qu'on ne dispose pas d'une simulation décrivant et les jets, et les corrections radiatives électromagnétiques, nous considérons que notre excès n'est pas dû à un signal. Notons par ailleurs qu'une simulation d'événements de DIP par courant neutre est en cours, incluant les radiations électromagnétiques dans l'état initial, et traitant le rayonnement QCD à l'aide du modèle des cascades de partons. Il sera très intéressant de reproduire notre analyse à partir de cette simulation.

Nous allons voir par la suite comment notre analyse, à défaut d'avoir mis un signal en évidence, peut permettre de dériver des limites de rejet sur la masse des nouvelles particules cherchées.

7.2 Dérivation de limites de rejet

On va décrire ici la méthode employée pour obtenir, pour une masse de squark donnée, une valeur maximale sur le couplage de $\not{R}_p$ permettant la production de ce squark. En effet, si ce couplage est très élevé, la section efficace de production d'un squark doit l'être aussi. Ainsi, l'inobservation d'un signal permet de définir, pour une masse de squark donnée, une valeur maximale du couplage de $\not{R}_p$ au-dessus de laquelle on aurait dû voir un signal.

Cas simple avec un seul canal

Commençons par étudier le cas simple où un squark n'aurait qu'un seul canal de désintégration (par exemple $\tilde{q} \to e^+q$). Après application de critères pour sélectionner les événements cherchés, on considère que ce que l'on observe dans les données contient deux composantes :

- une de fond (par exemple la diffusion profondément inélastique par courant neutre);
- une de signal

On suppose que chacune de ces deux composantes obéit à une statistique de Poisson. Soit μ_B le paramètre de Poisson de la distribution correspondant au bruit de fond. Ce paramètre μ_B peut être estimé à l'aide d'un Monte Carlo pour le processus de bruit de fond : on applique les critères de sélection sur les événements de ce Monte Carlo, le nombre d'événements survivant N_{fond} après ces coupures est notre estimé de μ_B. En toute rigueur, du fait de la statistique finie du Monte Carlo, μ_B n'est pas connu exactement mais est distribué suivant une Gaussienne, centrée autour de N_{fond} et d'écart type $\sqrt{N_{fond}}$. On considère néanmoins, pour simplifier, que le fond est connu exactement, c'est-à-dire que $\mu_B = N_{fond}$. Alors, le processus total (somme du fond et du signal) suit une loi de Poisson de paramètre $\mu_B + N$, où N est le paramètre de Poisson (inconnu) pour le signal. Ainsi, la probabilité d'observer au moins n événements est donnée par :

$$P = \frac{1}{n!} e^{-(\mu_B+N)} (\mu_B + N)^n.$$

Considérons maintenant le problème inverse. Ayant observé n_0 événements, la densité de probabilité pour le paramètre de Poisson de la composante de signal est donnée, d'après le théorème de Bayes, par :

$$g(a) = N_1 \frac{1}{n_0!} e^{-(a+\mu_B)} (a + \mu_B)^{n_0},$$

où N_1 est une constante de normalisation telle que :

$$\int_0^\infty g(a)da = 1.$$

On cherche alors une limite supérieure sur le paramètre de Poisson du signal : on cherche A tel que, à un certain niveau de confiance (CL, pour Confidence Level en Anglais, par exemple 95%), le paramètre de Poisson du signal soit inférieur ou égal à A. A partir de la densité g précédente, A est obtenu en résolvant l'équation :

$$CL = \int_0^A g(a)da.$$

Posons $g(a) = N_1 h(a)$. N_1 est alors donné par :

$$N_1 = \frac{1}{\int_0^\infty h(a)da}.$$

L'équation permettant de trouver A s'écrit alors :

$$CL = \frac{\int_0^A h(a)da}{\int_0^\infty h(a)da} \tag{7.1}$$

En intégrant h par parties, on obtient :

$$CL = 1 - \frac{e^{-(\mu_B+A)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{1}{n!} (\mu_B + A)^n}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{1}{n!} {\mu_B}^n} \tag{7.2}$$

Les sommations qui interviennent dans l'équation précédente peuvent s'écrire au moyen d'intégrales, à l'aide d'une fonction χ^2 à $2(n_0 + 1)$ degrés de liberté. En effet :

$$e^{-n} \sum_{k=0}^{k=N} \frac{n^k}{k!} = \int_{2N}^\infty \chi^2(2(n+1))$$

L'équation (7.2) s'écrit alors :

$$\int_{2(N_{fond}+A)}^\infty \chi^2(2(n_0 + 1)) = (1 - CL) \int_{2N_{fond}}^\infty \chi^2(2(n_0 + 1))$$

L'intérêt de cette manipulation est de permettre l'utilisation de fonctions qui calculent et qui inversent l'intégrale d'une fonction χ^2. Par exemple à l'aide des fonctions disponibles dans le librairie Cernlib, on obtient :

$$A = \frac{1}{2}\left\{CHISIN\left[1-(1-CL)PROB(2N_{fond}, ndf), ndf\right]\right\} - N_{fond}$$

où $ndf = 2(n_0+1)$. Ayant trouvé A, la section efficace limite pour le signal s'en déduit selon :

$$A = \mathcal{L}\varepsilon\sigma \qquad ,$$

où ε est l'efficacité de sélection sur le signal. Notons que la relation (7.2) peut se réécrire en remplaçant A par le produit εA. La section efficace limite s'obtient alors par :

$$A = \mathcal{L}\sigma \qquad .$$

De même, si le squark a plusieurs modes de désintégration mais que l'on souhaite utiliser uniquement l'information d'un canal pour dériver une limite, il suffit de remplacer dans les équations précédentes A par le produit $A\varepsilon R$, où R est le rapport d'embranchement du squark dans le canal regardé.
La Fig. 7.4 représente le nombre limite d'événements de signal en fonction du nombre d'événements attendus, pour différentes valeurs du nombre observé. On peut faire

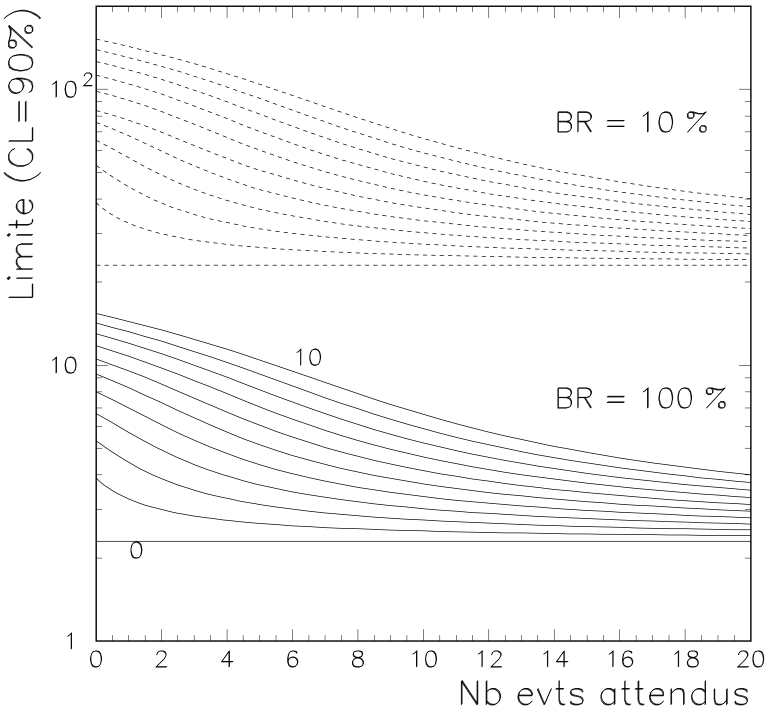


Figure 7.4: *Limite supérieure à 90% de confiance sur le nombre d'événements de signal, lorsque le nombre d'événements observés varie de 0 à 10.*

à partir de cette figure quelques remarques simples :

- la limite obtenue sur le signal est d'autant meilleure (c'est-à-dire le nombre limite d'événements de signal est d'autant plus faible) que la différence entre l'observation et ce qu'on attend est faible;
- lorsque les nombres d'événements observés et attendus sont importants, le signal peut être noyé dans les fluctuations statistiques : la limite est donc d'autant meilleure que ces nombres sont faibles;
- naturellement, si on utilise uniquement l'information contenue dans un canal qui a un faible rapport d'embranchement, on ne sait pas dire grand chose sur le signal.

Les squarks ayant en général plusieurs canaux de désintégration, et aucun de ces canaux n'étant partout dominant par rapport aux autres, il est plus intéressant d'utiliser toute l'information contenue dans les données et de combiner les différents canaux, plutôt que de dériver une limite à l'aide d'un seul canal.

Généralisation à plusieurs canaux

La généralisation à plusieurs canaux se fait en remplaçant dans la définition (7.1) du niveau de confiance la fonction $h(a)$ par le produit des probabilités :

$$P_N(a) = \Pi_{k=0}^{N} \frac{1}{n_k!} (\varepsilon_k a R_k + B_k)^{n_k} e^{-(\varepsilon_k a R_k + B_k)} \tag{7.3}$$

où on a noté N le nombre de canaux considérés, n_k et B_k les nombres d'événements observés et attendus dans le canal k, ε_k et R_k les efficacité et rapport d'embranchement du canal k. L'équation (7.1) est alors résolue numériquement.
La Fig. 7.5 représente la valeur du nombre limite lorsque deux canaux sont considérés, chacun ayant une efficacité de 100%. Le rapport d'embranchement du premier canal est pris égal à 50%, et on suppose que 10 événements sont observés dans le canal 1. Pour le deuxième canal, on suppose qu'aucun événement n'est vu ni attendu. Le rapport d'embranchement du canal 2 varie de 0 à 50%. On voit sur la figure que plus ce canal contribue, plus la limite est meilleure.
A nouveau, on peut faire quelques remarques immédiates :

- soit un squark se désintègrant avec le même rapport d'embranchement dans deux canaux C_1 et C_2. Si il y a un désaccord important entre ce qu'on observe et ce qu'on attend dans le canal C_1, mais un bon accord pour le canal C_2, la limite obtenue en combinant sera meilleure que celle obtenue en utilisant uniquement C_1, mais moins bonne que celle qu'on aurait eue avec uniquement le canal C_2;
- un canal dont le rapport d'embranchement ou l'efficacité tend vers zéro ne contribue pas dans la dérivation de la limite.

Obtention d'une limite sur le couplage

Ayant le nombre limite d'événements de signal, on en déduit par simple rapport à la luminosité des données une limite supérieure sur la section efficace du processus

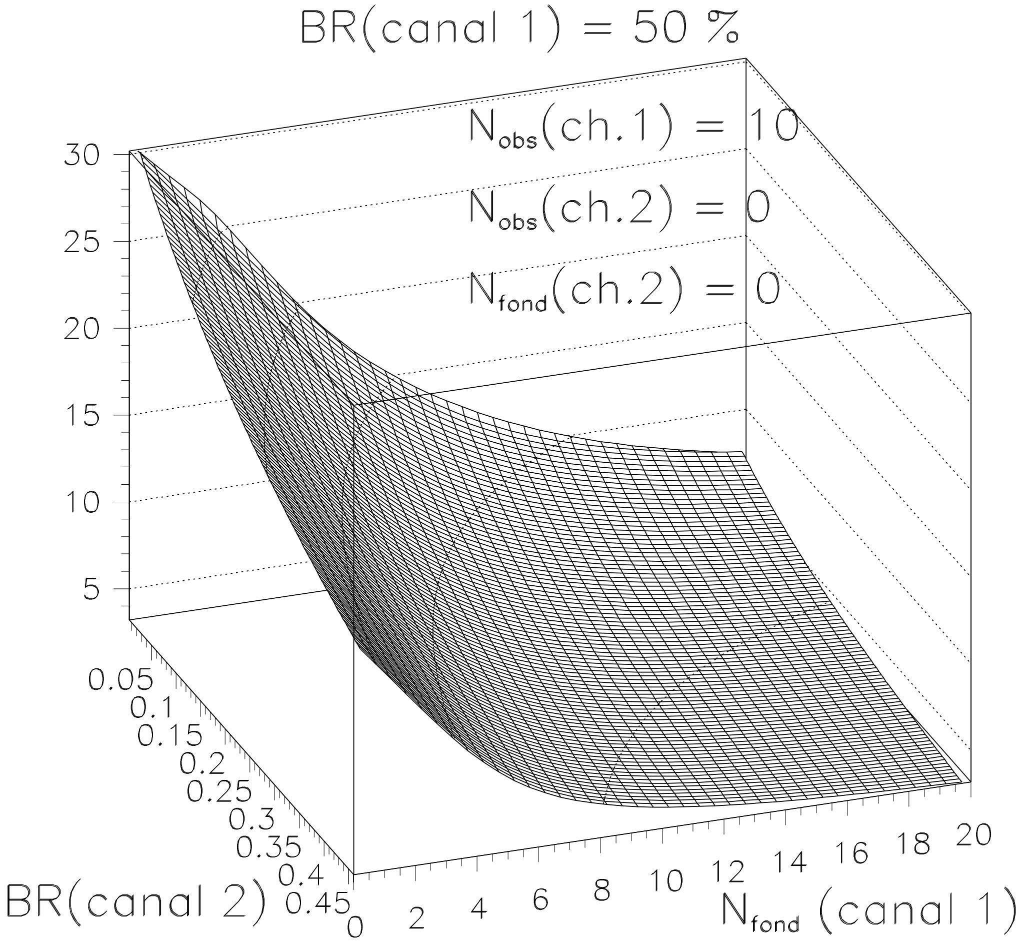


Figure 7.5: *Nombre limite en combinant deux canaux.*

recherché. On suppose dans la dérivation des limites (par exemple sur λ'_{111}), que les squarks $\tilde{u}$ et $\tilde{d}$ sont dégénérés en masse. Le processus considéré est donc la production d'un squark de première génération, de section efficace $\sigma_{\tilde{u}} + \sigma_{\tilde{d}}$. Afin de déduire de cette section efficace limite une limite sur le couplage de $R\!\!\!/_p$, on définit une grille dans le plan (masse,couplage). Pour chaque point de la grille, la section efficace de production d'un squark par l'intermédiaire du couplage λ'_{111} a été intégrée à l'aide du Monte Carlo LEGO. La grille a été réalisée en prenant des pas de 25 GeV en masse de squark. Pour chaque masse, la section efficace a été calculée pour quatre valeurs de couplages, situées autour de la limite de sensibilité qu'on attend sur le couplage, compte tenu de la luminosité accumulée. Connaissant alors la section efficace limite de production à une masse de squark donnée, on en déduit le couplage limite λ'_{111} en interpolant dans cette grille. On verra plus loin comment une limite sur λ'_{111} peut servir à établir des limites sur les autres couplages λ'_{1jk}.
Notons de plus que les erreurs statistiques et systématiques sont prises en compte dans la dérivation des limites de rejet. L'incertitude sur les échelles d'énergie élec-

tromagnétique et hadronique conduit à une incertitude de $\simeq 10\%$ sur le nombre d'événements attendus dans le Monte Carlo. L'erreur sur la luminosité est de 1.5%, et l'erreur sur la section efficace du signal, dûe au choix de la densité de partons et à l'échelle à laquelle elle est évaluée, est de l'ordre de 7%.

7.3 Limites de rejet pour λ'_{111}

On a vu dans la section précédente comment, pour une masse de squark donnée, on peut obtenir de l'analyse des données une limite supérieure sur la valeur du couplage de $\not{R}_p$. Ainsi, nos limites de rejet seront représentées par une courbe dans le plan (masse du squark, couplage de $\not{R}_p$). On va présenter ici les résultats obtenus pour le couplage de $\not{R}_p$ λ'_{111}, permettant de produire un squark $\tilde{u}_L$ ($\bar{\tilde{d}}_R$) par fusion entre le positron initial et un quark d ($\bar{u}$) du proton. Seules les données "positron" de l'année 1994 ont été utilisées ici.
Afin d'obtenir ces limites de rejet en combinant les différents canaux possibles de désintégration des squarks, il nous faut connaître les rapports d'embranchement de chacun de ces canaux. Ceux-ci dépendent de la masse du squark, du couplage λ'_{111}, mais aussi, comme on l'a vu au chapitre 3, des valeurs des paramètres du modèle μ, M_2 et $\tan\beta$. On sait que la phénoménologie est différente suivant la nature du neutralino le plus léger. On va donc distinguer plusieurs cas, suivant la nature du χ_1^0.

Cas d'un χ_1^0 dominé par sa composante photino.

Supposons que le χ_1^0 est de type "photino". Ceci contraint les paramètres μ, M_2 et $\tan\beta$ comme on l'a vu au chapitre 3. Par ailleurs, on sait que lorsque le χ_1^0 est de type photino, le rapport d'embranchement $\chi_1^0 \to e^{\pm} 2$ jets ne varie pas trop (par exemple, ce rapport est entre $\simeq 60\%$ et 88% pour $\tan\beta = 1$). De même, les valeurs des couplages aux vertex squark-quark-neutralino/chargino ne dépendent pas trop du point choisi dans l'espace des paramètres, une fois définie la composante principale du neutralino χ_1^0. Ainsi, c'est surtout par les masses du χ_1^0 et du χ_1^+ (et naturellement par le couplage de $\not{R}_p$), que les rapports d'embranchement dans les différents canaux diffèrent d'un point à l'autre de l'espace des paramètres. Par ailleurs, les courbes de masse du chapitre 3 montrent que dans la zone "photino" et la zone "zino", la masse du χ_1^+ est grossièrement le double de celle du χ_1^0. On a donc choisi, pour représenter les limites, de procéder comme suit :

- on fixe une masse de χ_1^0, ce qui définit une courbe dans le plan (M_2, μ) à $\tan\beta$ fixe;
- le long de cette courbe, on choisit un point tel que $M(\chi_1^+) \simeq 2M(\chi_1^0)$.

La Fig. 7.6 repésente les valeurs limites obtenues à 95% de confiance sur le couplage λ'_{111} en fonction de la masse du squark, dans les cas suivants :

- $\mu = -200$ GeV , $M_2 = 30$ GeV et $\tan\beta = 1$, ce qui correspond à $M(\chi_1^0) \simeq 20$ GeV et $M(\chi_1^+) \simeq 56$ GeV ;

- $\mu = -160$ GeV , $M_2 = 60$ GeV , $\tan\beta = 1$, soit $M(\chi_1^0) \simeq 40$ GeV , $M(\chi_1^+) \simeq 87$ GeV ;
- $\mu = -140$ GeV , $M_2 = 160$ GeV et $\tan\beta = 1$, d'où $M(\chi_1^0) \simeq 80$ GeV et $M(\chi_1^+) \simeq 161$ GeV ;
- $\mu = -300$ GeV , $M_2 = 300$ GeV et $\tan\beta = 1$, soit $M(\chi_1^0) \simeq 160$ GeV et $M(\chi_1^+) \simeq 311$ GeV .

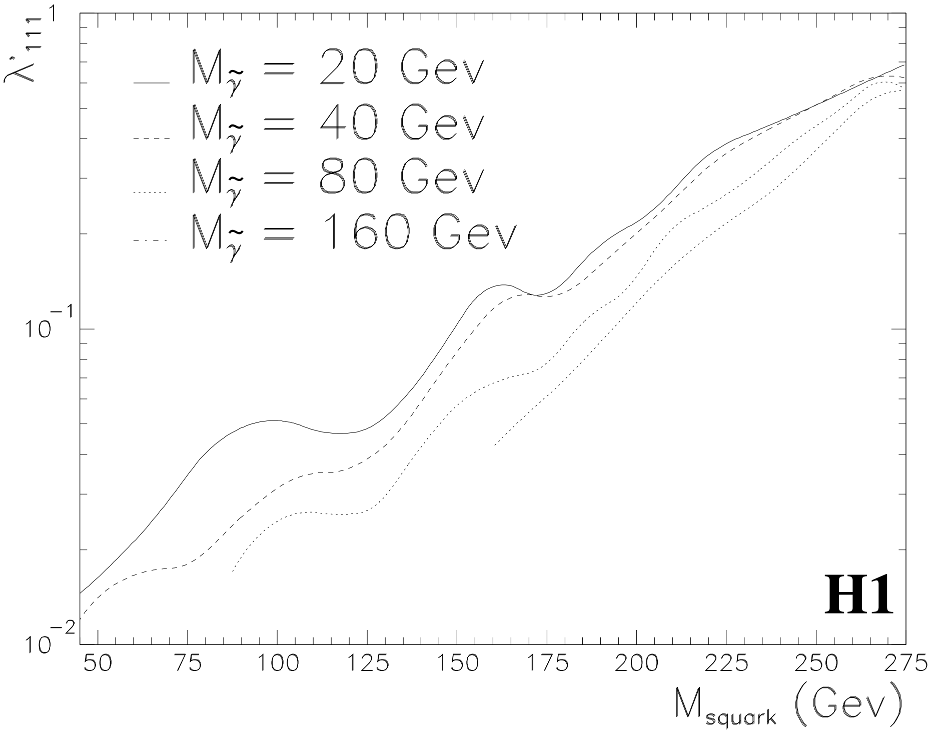


Figure 7.6: *Limites d'exclusion pour la production de squarks produits par λ'_{111}, dans l'hypothèse où le χ_1^0 est dominé par sa composante photino. Les domaines situés au-dessus des courbes sont exclus à 95% de confiance.*

Remarquons que les points de l'espace des paramètres en lesquels on a choisi de dériver les limites sont en-dehors de la région exclue par la largeur du Z [6]. Les points du plan $(\lambda'_{111}, M_{\tilde{q}})$ situés au-dessus des courbes sont exclus : pour une masse donnée de squark, un couplage λ'_{111} au-dessus du couplage limite donnerait une section efficace telle qu'un signal aurait dû être observé. Un tel couplage est donc exclu puisque le signal recherché n'a pas été mis en évidence. Ainsi, pour un couplage λ'_{111} de l'ordre du couplage électromagnétique ($\lambda'^2_{111}/4\pi = \alpha_{EM}$, soit $\lambda'_{111} \simeq 0.3$), des squarks de première génération plus légers que $\simeq$ 240 GeV sont exclus par notre analyse. De plus, on a vu au chapitre 3 que le processus dominant est la production de $\tilde{u}$: pour $M_{\tilde{q}} \gtrsim 150$ GeV , la section efficace de production du squark $\tilde{u}$ est dix fois celle du $\bar{\tilde{d}}$. Ainsi, c'est essentiellement le squark $\tilde{u}$ que nous sondons, de sorte que les limites précédentes s'appliquent au squark $\tilde{u}$, sans supposer ce dernier dégénéré avec le $\tilde{d}$. De même, les précédentes limites obtenues en 1993 (avec un faisceau d'électrons), s'appliquaient essentiellement au $\tilde{d}$.

On constate que les limites sont meilleures à mesure que la masse du neutralino augmente. En effet, plus cette masse est élevée, plus nos efficacités de sélection le sont aussi. Par ailleurs, les quatre courbes se rejoignent à grande masse de squark. Ceci s'explique par le fait que, à grande masse, nous ne sommes sensibles qu'à de grands couplages de $\not{R}_p$. Ainsi, ce sont les désintégrations qui violent la R-parité qui sont dominantes à grande masse (canaux S1 et S2), les efficacités dans ces canaux étant naturellement indépendantes de la masse du χ_1^0.
Afin de mieux suivre ce qui se passe, nous avons représenté sur les Fig. 7.7 et 7.8 les rapports d'embranchement dans les canaux S1 à S8 en fonction de la masse du squark.

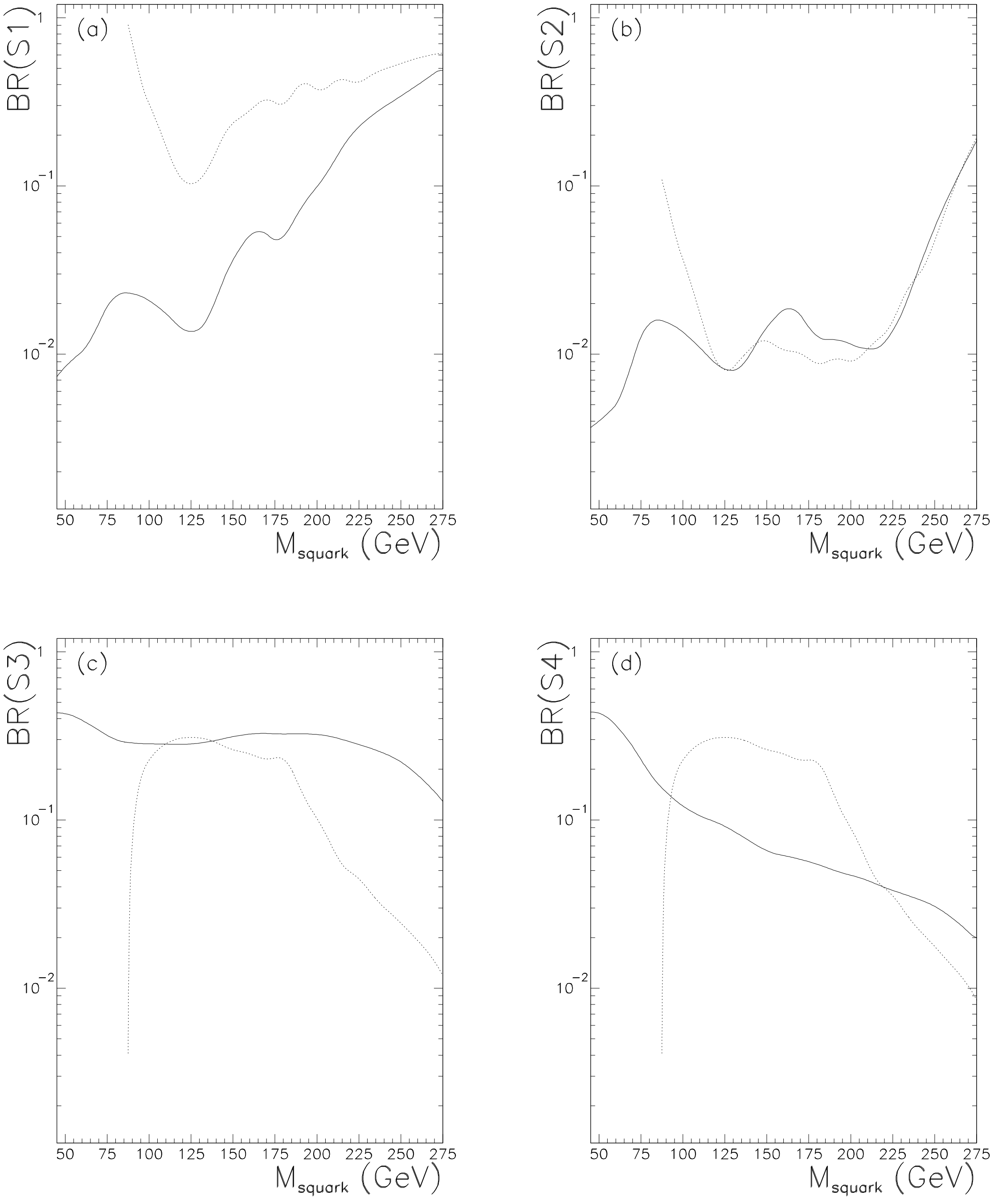


Figure 7.7: *Rapports d'embranchement dans les canaux* S1 *à* S4*, pour* $M(\chi_1^0) =$ 20 GeV *(ligne pleine) et* $M(\chi_1^0) = 80$ GeV *(ligne pointillée).*

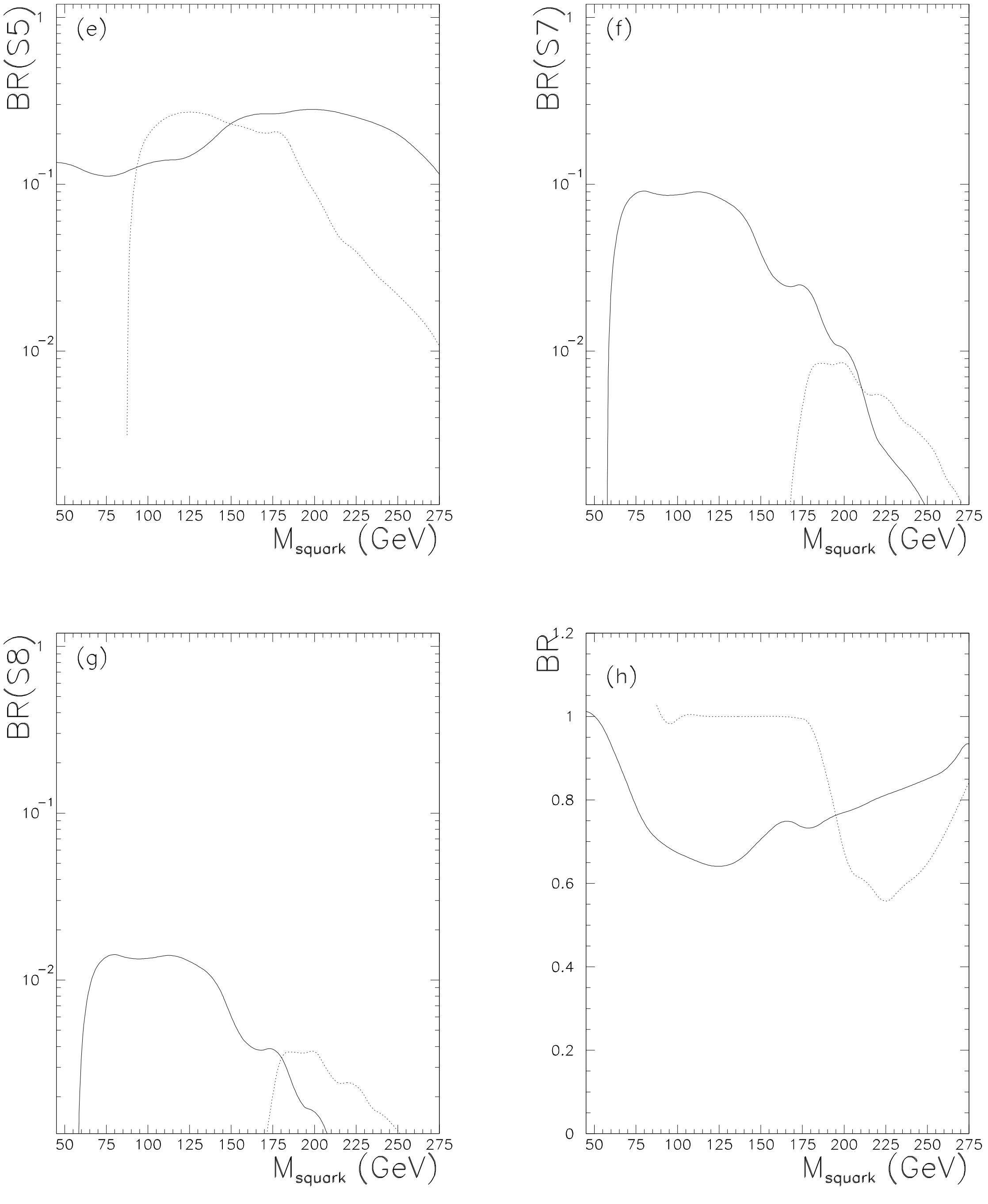


Figure 7.8: *Rapports d'embranchement dans les canaux* S5, S6 *et* S8, *ainsi que la somme des rapports d'embranchements obervés (figure h), pour* $M(\chi_1^0) = 20$ GeV *(ligne pleine) et* $M(\chi_1^0) = 80$ GeV *(ligne pointillée).*

Pour chaque masse de squark, le couplage pris pour calculer ces rapports est le couplage limite présenté sur la courbe précédente. La Fig. 7.7(a) montre que le rapport d'embranchement dans la voie $\tilde{q} \to e^+q'$ tend vers 1 lorsque la masse du squark augmente. Le canal S2 est partout moins probable que le canal S1, car seul le squark $\tilde{d}_R$ peut se désintégrer via S2, et ce squark est produit moins facilement que le $\tilde{u}_L$.
On voit de plus sur les Fig. 7.7(c) et (d) que le rapport d'embranchement dans le canal S3 est supérieur à celui de S4. En effet, pour aller en S3, le squark peut passer soit par un neutralino, soit par un chargino, alors que seule une désintégration en neutralino peut mener à S4. Par ailleurs, lorsque le χ_1^0 est lourd ($M_{\chi_1^0} = 80$ GeV), la désintégration du squark en χ_1^+ est limitée par l'espace de phase. Par conséquent, le chargino ne contribue pas trop à S3, ce qui explique que le rapport d'embranchement dans S3 est plus important avec un χ_1^0 léger qu'avec un χ_1^0 lourd.
Les canaux S7 et S8 impliquent de passer par le χ_1^+, donc ils contribuent peu lorsque le χ_1^0 est très massif. Enfin, le canal S8 correspond au cas où le neutralino venant de la désintégration du χ_1^+ se désintègre en neutrino, ce qui est peu probable lorsque le χ_1^0 est de type photino. Ainsi, la canal S8 est moins probable que S7, comme le montrent les Fig. 7.8(f) et (g).

Les "grandes" masses de squarks mises à part, c'est essentiellement le canal S3 qui est dominant. Au contraire, en 1993, la plus faible luminosité ne permettait pas de sonder des valeurs du couplage λ'_{111} assez faibles pour que les désintégrations $\not{R}_p$ des squarks ne soient pas dominantes. Ainsi, avec l'augmentation de la luminosité, on est de plus en plus sensible à des topologies d'événements distinctes de la diffusion inélastique à l'ordre le plus bas. Notons que les irrégularités observées sur les courbes de limites autour de 80 et 150 GeV reflètent la fluctuation observée dans le canal S3 autour de ces masses.
La Fig. 7.8(h) représente la somme des rapports d'embranchement dans tous les canaux étudiés. Cette somme n'est pas égale à un car on ne regarde pas les désintégrations des squarks en neutralinos ou charginos "lourds", c'est-à-dire autres que le χ_1^0 ou le χ_1^+. Comme on l'a déjà signalé au chapitre 3, on considère que ces désintégrations sont possibles, mais que les états finals résultants sont détectés avec une efficacité supposée nulle de manière conservative. On voit que la fraction du signal considérée est toujours supérieure à environ 60%, ce qui nous assure que les désintégrations qu'on ne regarde pas ne sont pas dominantes.

Limites de rejet pour différentes sortes de χ_1^0

On vient de voir ci-dessus comment varient nos limites de rejet pour un χ_1^0 de type photino, lorsque la masse de celui-ci varie. On va considérer maintenant un χ_1^0 de masse fixe, et étudier la dépendance des courbes de limite en fonction des valeurs de paramètres du MSSM, et plus précisément en fonction de la nature de χ_1^0.
Lorsque le χ_1^0 est dominé par sa composante zino, les canaux possibles sont les mêmes que dans le cas photino. Les rapports d'embranchement sont néanmoins différents. Entre autres, la probabilité pour que le χ_1^0 se désintègre en un lepton chargé ($e^\pm$) et deux jets est $\simeq 20\%$, alors qu'elle est bien plus élevée pour un χ_1^0 de type photino. Par ailleurs, lorsque le χ_1^0 est de type higgsino, le canal S6 est possible, mais les

canaux S7 et S8, qui exigent la désintégration du χ_1^0 à l'intérieur du détecteur, ne le sont pas.

Afin d'étudier la variation des limites en fonction du type de χ_1^0, nous avons choisi de fixer la masse du χ_1^0 à 40 GeV . Les points choisis pour dériver les limites correspondent aux valeurs suivantes des paramètres du modèle :

- $\mu = 150$ GeV , $M_2 = 150$ GeV et $\tan\beta = 1$. Avec ces valeurs des paramètres, la masse du chargino le plus léger est de $\simeq 70$ GeV , et le χ_1^0 est dominé par sa composante zino;
- $\mu = -44$ GeV , $M_2 = 72$ GeV et $\tan\beta = 1$. Le neutralino le plus léger est alors de type higgsino, et on a $M(\chi_1^+) \simeq 72$ GeV .

Là encore, les points de l'espace des paramètres en lesquels les limites ont été dérivées ont en-dehors de la région exclue par la largeur du Z [6]. Les valeurs limites du couplage λ'_{111} en fonction de la masse du squark sont représentées sur la Fig. 7.9. On a laissé sur la figure la courbe obtenue précédemment, correspondant à un χ_1^0 de 40 GeV dominé par sa composante photino. Le domaine situé au-dessus des courbes est exclu à 95% de confiance. Comme sur la Fig. 7.6, on constate que les

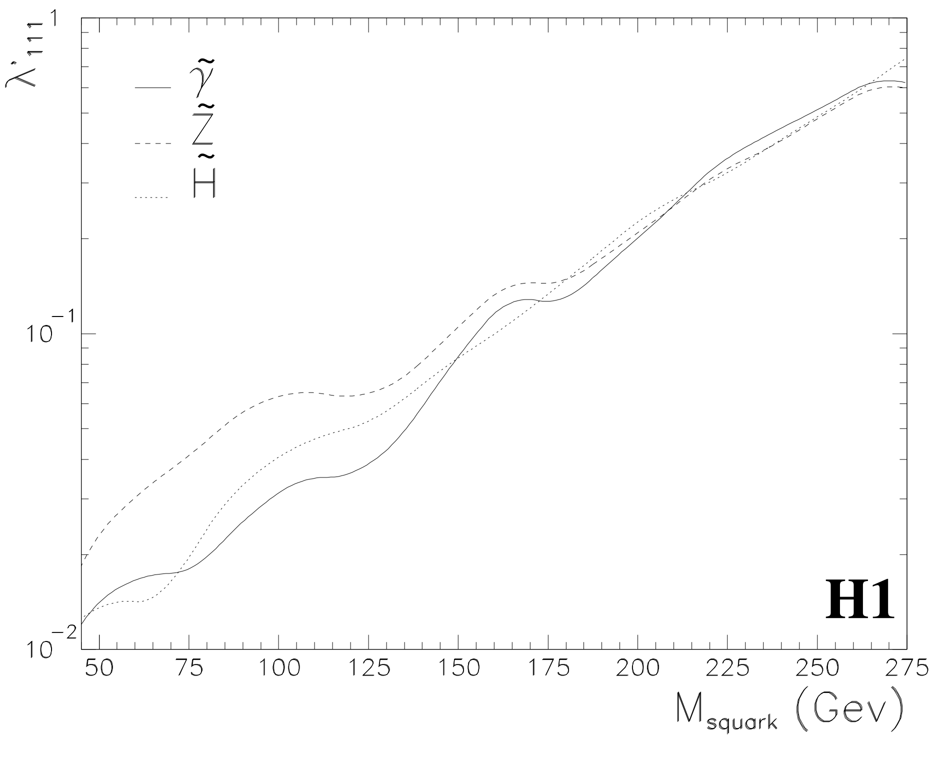


Figure 7.9: *Limites d'exclusion pour la production de squarks produits par* λ'_{111}*, pour différentes hypothèses sur la nature du* χ_1^0*. La masse du* χ_1^0 *est prise égale à* 40 GeV .

courbes se rejoignent à grande masse de squark, là où les désintégrations par violation de R-parité sont dominantes.
Pour de petites masses de squarks, les limites obtenues sur le couplage sont moins bonnes dans le cas d'un χ_1^0 de type zino que dans celui d'un χ_1^0 dominé par sa composante photino. En effet, dans le cas $\chi_1^0 \simeq \tilde{Z}$, le canal S5 contribue davantage que le canal S3, car la désintégration $\chi_1^0 \to \nu$ 2 jets est dominante. Or, on a vu au chapitre précédent que l'efficacité dans ce canal est faible pour $M_{\tilde{q}} \lesssim 125$ GeV . On est donc moins sensible au signal pour $\chi_1^0 \simeq \tilde{Z}$ que pour $\chi_1^0 \simeq \tilde{\gamma}$, dans le domaine des faibles masses de squark.
Dans le cas où le χ_1^0 est de type higgsino, les désintégrations $\tilde{q} \to \chi_1^0 q$ sont largement supprimées par le facteur au vertex. Tant que le squark est plus léger que le χ_1^+, seules les désintégrations par violation de la R-parité sont possibles (canaux S1 et S2). Quand le squark devient plus massif, les désintégrations en chargino peuvent conduire aux autres canaux. Par ailleurs, alors que pour un χ_1^0 de type photino ou zino les désintégrations en neutralino χ_i^0 $(i \geq 2)$ sont défavorisées au profit de $\tilde{q} \to \chi_1^0 q$, ici elles peuvent contribuer de manière non négligeable. Néanmoins, le long de la courbe limite, le rapport d'embranchement "vu" est toujours supérieur à $\simeq 42\%$, de sorte que la partie du signal regardé est loin d'être marginale.

Les deux paragraphes précédents donnent une idée de la variation de nos limites de rejet en fonction des valeurs des paramètres μ et M_2 du modèle. L'étendue du domaine exclu par notre analyse peut être représentée dans le plan (μ, M_2), une fois fixés $\tan\beta$, λ'_{111} et $M_{\tilde{q}}$. Pour $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV et $\tan\beta = 1$, ce domaine est représenté sur la Fig. 7.10, pour trois valeurs du couplage λ'_{111} proches de notre limite de sensibilité. On a également représenté sur cette figure le domaine exclu par la mesure de la largeur du Z. On voit ainsi que, dans le cadre du modèle considéré, notre analyse permet de couvrir un large domaine nouveau.
Notons de plus que ces limites ne dépendent pas trop de $\tan\beta$: lorsque $\tan\beta$ varie de 1 à 40, la limite se dégrade un peu à basse masse de squark (de $\simeq 30\%$ à $M_{\tilde{q}} = 45$ GeV), mais reste quasiment inchangée à grande masse.

7.4 Extension à λ'_{1jk}

On va voir dans cette section comment, à partir des limites obtenues sur le couplage λ'_{111}, on peut extraire une limite sur les autres couplages λ'_{1jk}.
Reprenons la table 3.1 du chapitre 3. Le couplage λ'_{111} permet de former un squark $\tilde{u}_L$ ou $\bar{\tilde{d}}_R$. La section efficace de production d'un squark par ce couplage s'obtient en sommant :

- la convolution de la section efficace $e^+ d \to \tilde{u}_L$ par la densité de quarks d dans le proton;
- la convolution de la section efficace $e^+ \bar{u} \to \bar{\tilde{d}}_R$ par la densité de quarks $\bar{u}$.

Le couplage λ'_{121} par exemple permet de former les squarks $\tilde{c}_L$ et $\bar{\tilde{d}}_R$. Les densités de partons à considérer sont celles du d et celle du $\bar{c}$. Pour des valeurs données des

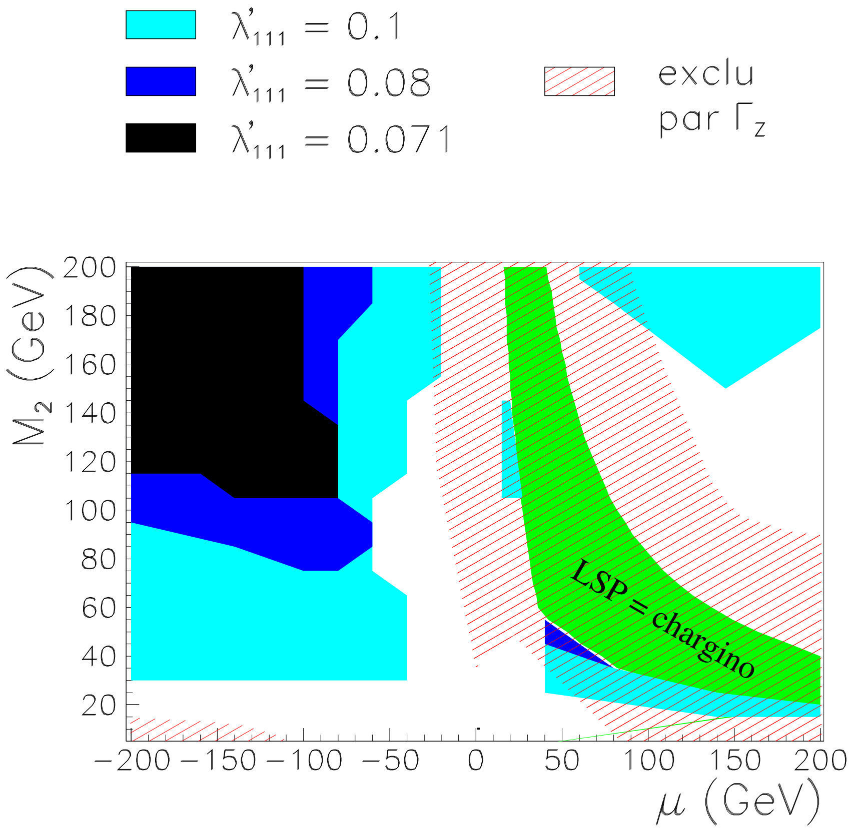


Figure 7.10: *Domaines exclus à 95% de confiance dans le plan* (μ, M_2)*, pour* $M_{\tilde{q}} =$ 150 GeV *. Le domaine exclu par la mesure de* Γ_Z *est également représenté.*

paramètres du modèle, et à masse de squark fixée, les rapports d'embranchement dans les différents canaux des squarks produits via le couplage λ'_{121} sont les mêmes que ceux des squarks $\tilde{u}_L$ et $\bar{\tilde{d}}_R$ produits par λ'_{111}. Ainsi, les sections efficaces limites de production de squarks via λ'_{111} et via λ'_{121} sont les mêmes.
Pour une masse M de squark donnée, on connaît le couplage limite λ'^{lim}_{111}. On peut alors calculer, à l'aide du générateur LEGO :

- $\sigma_{111}(\lambda'^{lim}_{111})$, la section efficace de production de squarks via λ'_{111}, évaluée en λ'^{lim}_{111};
- $\sigma_{121}(\lambda'^{lim}_{111})$, la section efficace de production de squarks via λ'_{121}, évaluée en λ'^{lim}_{111};

Au couplage limite λ'_{121} cherché, on a :

$$\sigma_{111}(\lambda'^{lim}_{111}) = \sigma_{121}(\lambda'^{lim}_{121}) = \sigma_{121}(\lambda'^{lim}_{111})\frac{\lambda'^2_{121}}{\lambda'^2_{111}}$$

la dernière partie de l'équation ci-dessus venant du fait que les sections efficaces de production varient comme le carré du couplage. On a donc :

$$\lambda'_{121} = \lambda'_{111}\sqrt{\frac{\sigma_{111}(\lambda'^{lim}_{111})}{\sigma_{121}(\lambda'^{lim}_{111})}}$$

Cette procédure permet donc d'obtenir une limite sur λ'_{121} par exemple. Compte tenu du fait que les sections efficaces de production de squarks via λ'_{111} et λ'_{121} sont très similaires, les limites obtenues sur ces deux couplages sont proches. Ceci est illustré sur la Fig. 7.11, où on a pris $\mu = -160$ GeV , $M_2 = 60$ GeV et $\tan\beta = 1$, ce qui correspond à un χ^0_1 de 40 GeV , dominé par sa composante photino.

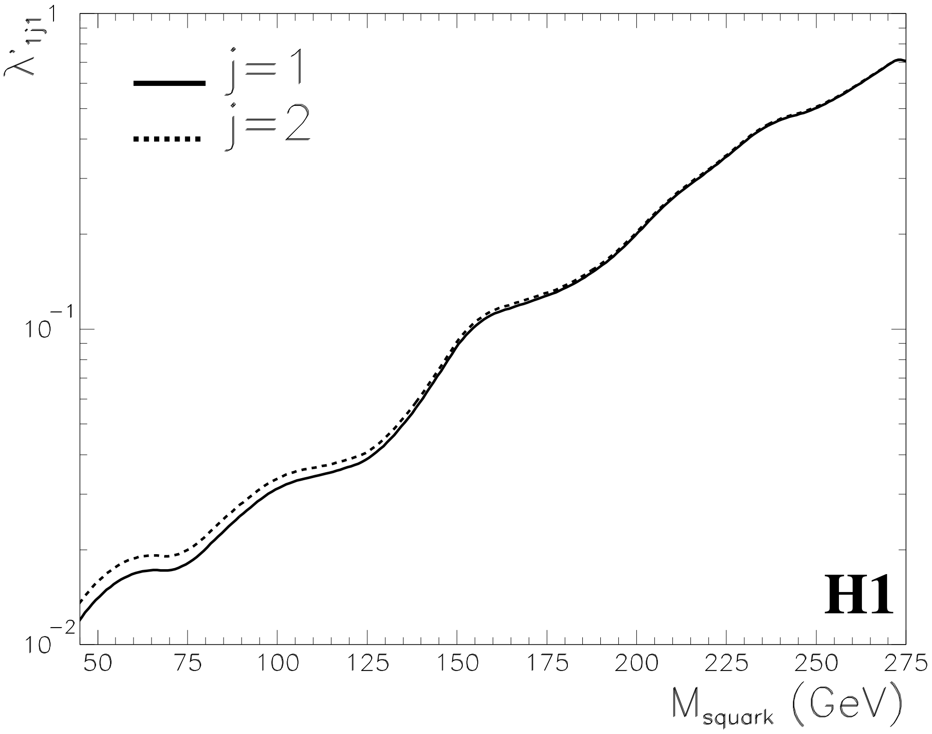


Figure 7.11: *Comparaison des limites d'exclusion à 95% de confiance pour la production de squarks via* λ'_{111} *et* λ'_{121}.

Pour les couplages faisant intervenir un quark de la troisième génération (les couplages λ'_{1jk} avec $j = 3$ ou $k = 3$), cette extrapolation est valable moyennant certaines restrictions. En effet, pour pouvoir prendre la section efficace limite égale à celle obtenue pour λ'_{111}, il faut que les différents rapports d'embranchement soient égaux. La masse du quark b, qui intervient au carré dans $\tilde{b} \rightarrow b\chi^0_1$, ne peut plus être négligée. Ainsi, afin de pouvoir déduire une limite à partir de celle sur λ'_{111}, nous allons supposer que le χ^0_1 n'a pas de composante higgsino. De plus, nous allons interdire la désintégration $\tilde{q} \rightarrow \chi^+_1 q'$, car là aussi les composantes higgsino du chargino peuvent intervenir. Nous supposerons donc que le squark est plus lourd que le χ_1^+.

Les résultats obtenus, pour $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV et pour un neutralino de 80 GeV , de type photino ou zino, avec $M(\chi_1^+) = 160$ GeV , sont donnés dans la table 7.1.

Tableau 7.1: *Limites de rejet à 95% de confiance sur les couplages* λ'_{1jk} *pour* $M_{\tilde{q}} = 150$ GeV *et* $M_{\chi_1^0} = 80$ GeV . *Lorsque* $k = 3$, *le* χ_1^0 *est supposé ne pas avoir de composante higgsino.*

λ'_{1jk}	λ'_{lim} cas $\tilde{\gamma}$	λ'_{lim} cas $\tilde{Z}$
λ'_{111}	0.056	0.048
λ'_{112}	0.14	0.12
λ'_{113}	0.18	0.15
λ'_{121}	0.058	0.048
λ'_{122}	0.19	0.16
λ'_{123}	0.30	0.26
λ'_{131}	0.05	0.05
λ'_{132}	0.19	0.19
λ'_{133}	0.48	0.48

7.5 Limites des autres expériences et limites indirectes

Les seules limites expérimentales sur la masse des squarks, dans un modèle où la R-parité est violée par un opérateur $LQ\bar{D}$, proviennent du Tevatron [3]. Les données dilepton de CDF ont été interprétées pour donner des limites sur les masses des squarks et des gluinos dans un tel modèle. Des squarks plus légers que $\simeq 100$ GeV sont exclus indépendamment de la valeur du couplage λ'_{ijk}. Néanmoins, cette limite n'est valide que dans le cas où le neutralino le plus léger est un pur photino. De plus, le résultat a été dérivé en supposant que les cinq squarks autres que le stop sont dégénérés. Si un squark est substantiellement plus léger que les autres, la section efficace de production diminue d'un facteur 5, et la limite obtenue est alors proche $\simeq 64$ GeV [4]. Notons par ailleurs que l'expérience ALEPH a récemment mené une analyse [5, 6] concernant un modèle où la R-parité est violée par un opérateur $LL\bar{E}$. Aucun signal n'ayant été observé, le domaine exclu s'étend jusqu'à $M_Z/2$, indépendamment du couplage λ car c'est via le Z que les particules supersymétriques sont formées. Ces limites sont donc complémentaires des nôtres, puisque ce n'est pas le même couplage qui est étudié.

Limites indirectes

On trouvera dans [7] une revue des principaux processus qui contraignent indirectement le modèle auquel on s'est intéressé. On va citer ici les limites qui sont le plus contraignantes.
Si un opérateur $L_i Q_j \bar{D}_k$ brise la R-parité, par exemple avec $i = j = k = 1$, la valeur de couplage λ'_{111} est limitée pour ne pas violer l'universalité des courants chargés. En effet, le nouveau couplage permet des contributions supplémentaires

pour le processus $u \to de\nu_e$ (voir Fig. 7.12). En demandant que les mesures expérimentales de l'unitarité de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa soient en accord à moins de 2σ avec les prédictions du modèle supersymétrique considéré, on

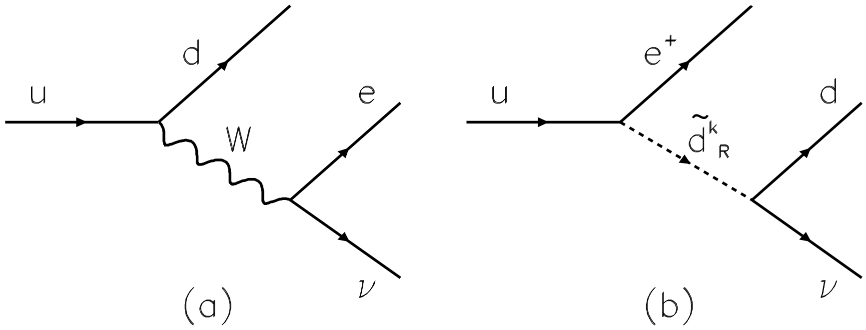


Figure 7.12: *Contributions du Modèle Standard (a) et de l'opérateur $LQ\bar{D}$ au processus $u \to de\nu$.*

obtient la contrainte suivante :

$$\lambda'_{11k} \leq 0.03 \left(\frac{M_{\tilde{d}^k_R}}{100 \text{ GeV}} \right) \tag{7.4}$$

Par ailleurs, les opérateurs $LQ\bar{D}$ peuvent contribuer aux asymétries avant-arrière mesurées dans les collisions e^+e^-. Ceci apporte les contraintes :

$$\lambda'_{12k} \leq 0.45 \left(\frac{M_{\tilde{d}^k_R}}{100 \text{ GeV}} \right) \qquad k = 1, 2, 3$$

$$\lambda'_{123} \leq 0.26 \left(\frac{M_{\tilde{c}_L}}{100 \text{ GeV}} \right)$$

De plus, la mesure de la violation de la parité atomique conduit à la limite :

$$\lambda'_{131} \leq 0.26 \left(\frac{M_{\tilde{t}_L}}{100 \text{ GeV}} \right)$$

Récemment, des limites indirectes contraignantes sur λ'_{111} ont été déduites des résultats expérimentaux concernant la désintégration double-beta du germanium ^{76}Ge sans émission de neutrinos [8]. En effet, dans un modèle supersymétrique où la R-parité est violée par $L_1Q_1\bar{D}_1$, on a des contributions à la désintégration $0\nu\beta\beta$ mettant en jeu des particules supersymétriques. Un exemple de ces contributions est représenté sur la Fig. 7.13. De la limite inférieure expérimentale sur le taux de désintégration $0\nu\beta\beta$ du ^{76}Ge, on déduit :

$$\lambda'_{111} \leq 3.9 \times 10^{-4} \left(\frac{m_{\tilde{q}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{g}}}{100 \text{ GeV}} \right)^{1/2}$$

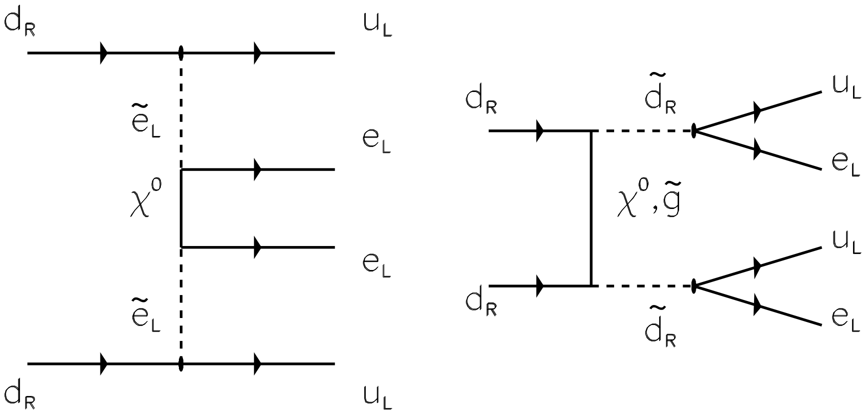


Figure 7.13: *Contributions supersymétriques à la désintégration* $0\nu\beta\beta$*, lorsque* $\lambda'_{111} \neq 0$*.*

Ainsi, sauf si les gluinos sont extrêmement massifs, ces limites excluent largement la zone de couplage que l'on peut sonder à HERA sur λ'_{111}. Par contre, aucune limite sur un autre couplage λ'_{1jk} ne peut être déduite de ce processus.

Ainsi, nos limites directes sur λ'_{121} et λ'_{131} sont nettement meilleures que les limites indirectes existantes.

7.6 Limites de rejet pour la production de stop

La recherche d'un stop léger a été menée en supposant qu'un couplage de $\not R_p$ λ'_{13k}, avec $k = 1$ ou $k = 2$, est non nul. Le stop peut alors être produit :

- ou bien par résonance, par fusion entre le positron incident et un quark venant du proton;
- ou bien par paire, par fusion photon-gluon.

De plus, l'analyse a été conduite en supposant que le stop se désintègre uniquement par violation de la R-parité. On a vu au chapitre 3 que cette hypothèse est peu restrictive, tant qu'un couplage λ'_{13k} est non nul.

Dans le cas où le stop est produit par résonance, l'analyse est simplifiée par rapport au cas général de production résonante de squarks. En effet, seul le canal S1 est alors à considérer. Le spectre de masse dans le canal S1 ne présentant pas d'excès par rapport aux prédictions du Modèle Standard, une limite dans le plan (masse du stop, couplage λ'_{131}) a été dérivée. Le domaine exclu à 95% de confiance est situé au-dessus de la courbe en trait plein représentée sur la Fig. 7.14. Cette limite est valide tant que le stop est plus léger que le chargino χ_1^+, et tant que :

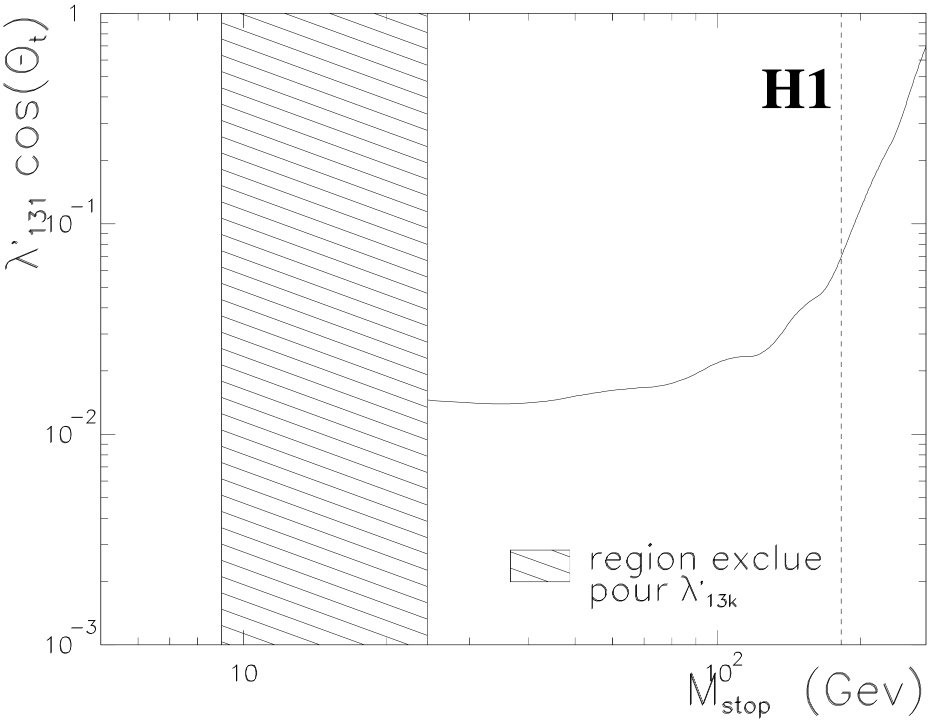


Figure 7.14: *Limites d'exclusion pour la production de stop se désintégrant par violation de R-parité.*

$$m_{\tilde{t}_1} \leq M_{top} + M_{\chi_1^0} \quad ,$$

de sorte que la désintégration $\tilde{t}_1 \to t\chi_1^0$ soit interdite cinématiquement. Ainsi, si $m_{\tilde{t}_1} \geq M_{top} \simeq 180$ GeV , c'est-à-dire si on est au-delà de la ligne pointillée représentée sur la figure précédente, il faut que le neutralino χ_1^0 soit suffisamment massif pour que notre courbe limite reste valide.

La recherche d'un stop léger produit par paire, par fusion photon-gluon, permet d'étendre le domaine exclu pour les très basses masses. En effet, la section efficace de ce processus ne dépend pas du couplage λ'_{13k}. On peut donc exclure une plage de masses pour le stop, indépendamment du couplage de $\not{R}_p$. La zone exclue par cette analyse correspond au domaine hachuré sur la Fig. 7.14. Ainsi, un stop de masse 9 GeV $\leq m_{\tilde{t}_1} \leq$ 24.4 GeV est exclu à 95% de confiance, si il se désintègre par $\not{R}_p$. Vers les basses masses, on est limité par l'efficacité de notre sélection, de sorte qu'un stop de masse comprise entre 0 et 9 GeV n'est pas exclu par notre analyse. A plus "grande" masse, c'est la section efficace de production d'une paire de stops qui est rédhibitoire.

Comparaison aux limites existantes

Des recherches de stop léger ont été menées auprès des expériences du LEP. Dans ces analyses, l'hypothèse de conservation de la R-parité est adoptée. Or, on a vu au chapitre 3 que si le stop peut se désintégrer par $\not{R}_p$, c'est ce mode de désintégration qui sera dominant. Dès lors, les limites obtenues par les expériences du LEP, en cherchant le stop via sa désintégration $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$, ne peuvent pas être comparées à celles présentées ici. Néanmoins, la limite obtenue sur la masse du stop provenant de la largeur du Z est toujours applicable, que la R-parité soit conservée ou non. Cette limite est présentée sur la Fig. 7.15, en fonction de l'angle θ_t de mélange des stops, défini au chapitre 3. On voit que pour une large plage de valeurs de l'angle de mélange θ_t, aucune limite n'est donnée par le LEP pour le stop se désintégrant par violation de la R-parité. En effet, on a vu au chapitre 3 que le couplage du Z à une paire stop-antistop s'annule pour une certaine valeur de θ_t (pour $\theta_t = 0.98$ rad). Autour de cette valeur en θ_t, la section efficace de production d'une paire stop-antistop via le Z est trop faible pour qu'un stop, même très léger, puisse être exclu.
Ainsi, notre analyse a permis d'exclure un domaine qui ne l'était pas auparavant.

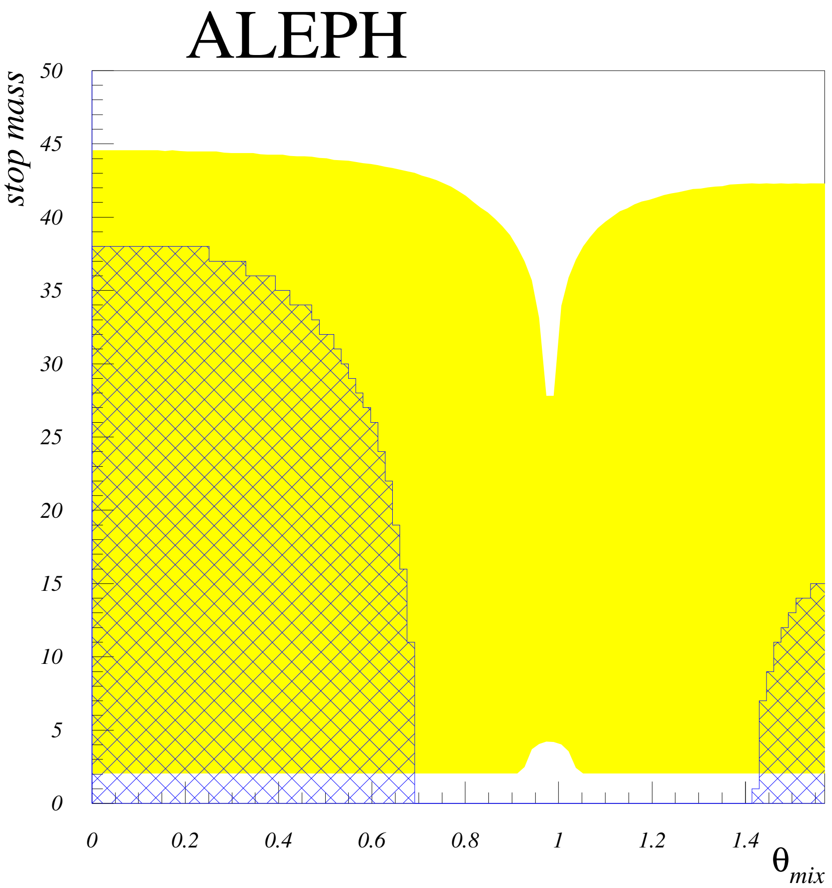


Figure 7.15: *Limites d'exclusion pour la production de stop obtenues par l'expérience ALEPH. Les régions hachurées correspondent à la zone interdite du fait des contraintes sur la largeur du boson Z. La région grisée est exclue pour un stop se désintégrant en $c\chi_1^0$.*

Bibliographie

[1] Ch. Thiebaux, Thèse de Doctorat, Université de Paris 11 (Avril 1995)

[2] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Z. Phys. C64 (1994) 545.

[3] D.P. Roy, Phys. Lett. B283 (1992) 270.

[4] J. Butterworth et H. Dreiner, Nucl. Phys. B397 (1993) 3.

[5] M. Jacquet, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris 6 (Décembre 1995)

[6] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., Phys. Lett. B349 (1995) 238.

[7] V. Barger, G.F. Giudice, T. Han, Phys. Rev. D40 (1989) 2987.

[8] M. Hirsch, H.V. Klapdor-Kleingrothaus et S.G. Kovalenko, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 17.

Conclusions et perspectives

L'étude présentée dans cette thèse concerne une extension supersymétrique du Modèle Standard où la R-parité n'est pas conservée. On va ici rappeler les principaux résultats obtenus, voir comment cette analyse peut être généralisée, et ce qu'on pourra attendre avec davantage de luminosité. On verra ensuite quel est le potentiel de HERA pour d'autres processus de production de particules supersymétriques. Enfin, une rapide revue sur l'avenir proche des recherches de la supersymétrie est présentée en conclusion.

Conclusion sur l'analyse présentée

Nous avons recherché des squarks produits par résonance dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal, avec violation de la R-parité. Cette recherche porte sur les données accumulées par l'expérience H1 en 1994, correspondant à une luminosité de $\simeq 2.8$ pb^{-1}. Les différents modes de désintégration des squarks, conservant ou non la R-parité, ont été étudiés, chacun donnant lieu à une analyse particulière. Un excès d'événements, concentrés à des masses invariantes de l'ordre de 70 GeV , est observé dans le canal e^+ +jets. Cet excès peut être mis en parallèle avec l'excès observé sur les données de 1993, dans le canal e^- + 1 jet, autour de la même valeur de masse invariante.
De plus, un candidat intéressant $e^+P \rightarrow \mu^+X$ a été observé, de cinématique compatible avec l'hypothèse d'un squark se désintégrant en chargino.
L'excès observé dans le canal e^+ +jets est intéressant, mais pas suffisamment significatif, compte tenu de notre connaissance du bruit de fond de diffusion profondément inélastique à des ordres élevés en α_S, pour permettre de mettre en évidence un signal.
Des limites de rejet dans le plan $(M_{\tilde{q}}, \lambda')$, λ' étant le couplage violant la R-parité et permettant de former un squark par résonance dans les collisions eP, ont été dérivées. Pour un couplage λ' de l'ordre du couplage électromagnétique, l'existence de squarks de première génération de masse $M_{\tilde{q}} \gtrsim 240$ GeV sont exclus à 95% de confiance. Pour la dérivation de ces limites de rejet, une étude en fonction des paramètres du modèle a été réalisée. Elle montre que les limites obtenues ne dépendent pas trop des valeurs de ces paramètres. De plus, des limites sur les couplages violant la R-parité et permettant de former des squarks de 2^{ieme} ou 3^{ieme} génération ont également été obtenues, élargissant considérablement le domaine exclu par les recherches indirectes.
Nous avons également étudié la production de stops légers, produits par paire par fusion boson-gluon, et se désintégrant par violation de la R-parité. Aucun signal n'a été observé, et des limites de rejet sur la masse du stop ont été dérivées. Ces limites

sont complémentaires de celles obtenues par la recherche de squarks produits par résonance, car la section efficace de production de paires de squarks ne dépend pas du nouveau couplage λ'. Ainsi, des masses de stop 9 GeV $\leq M_{\text{stop}} \leq$ 24.4 GeV sont exclues à 95% de confiance, tant que le couplage λ' n'est pas trop faible de sorte que le stop se désintègre uniquement par violation de la R-parité. Cette analyse étend le domaine exclu par les autres expériences, car, pour certaines valeurs de l'angle de mélange des deux états du stop, aucune limite n'est donnée par le LEP pour des stops se désintégrant par violation de la R-parité.

Perspectives

Nous avons vu en quoi la phénoménologie de la supersymétrie avec violation de la R-parité dépend de la nature du faisceau de leptons incidents. Dans le cas où HERA délivre des électrons, l'analyse est simplifiée et, en l'absence de signal, les limites de rejet que l'on peut espérer sont meilleures que celles attendues avec un faisceau de positrons, à luminosité équivalente. Néanmoins, si les leptons incidents sont des positrons, des topologies très spectaculaires sont attendues : il serait plus facile de mettre en évidence la supersymétrie avec des e^+ qu'avec des e^-. Comme il est prévu de continuer à prendre des données avec un faisceau de positrons, il sera très intéressant de reproduire cette analyse avec davantage de luminosité. Par ailleurs, il est prévu [1] de généraliser cette analyse aux cas où la particule supersymétrique n'est pas un neutralino. Les cas où la LSP est un gluino, un chargino ou un squark seront envisagés.

Signalons qu'avec la luminosité accumulée en 1994, une recherche de production associée de squarks et de sleptons a pu être menée pour la première fois à HERA, dans le cadre du MSSM avec conservation de la R-parité [2]. Aucun signal n'a été observé, mais les limites de rejet obtenues étendent le domaine exclu par les autres expériences.

Notons de plus que si les squarks sont très lourds, mais les sleptons assez légers, il n'est pas exclu de voir un signal à HERA. Des sleptons légers ne peuvent pas être produits à HERA par violation de la R-parité (les termes violant la R-parité doivent être invariants de jauge, donc entre autres conserver la couleur, ce qui interdit de former un slepton par résonance entre un quark et un lepton). De telles particules ne seraient donc produites [3] que par un processus conservant la R-parité. Mais si celle-ci est violée par un opérateur $L_1 Q_j \bar{D}_k$ (ce qui est le couplage "de prédilection" de HERA), les sleptons peuvent ensuite se désintégrer via $\not{R}_p$, en deux jets. La production associée d'un slepton et d'un neutralino ou d'un chargino donnerait alors des états finals multijets, similaires à ceux étudiés au chapitre 6. Malheureusement, il faudrait attendre une luminosité de $\simeq$ 100 pb^{-1} pour mettre en évidence un tel signal dans le cas où la masse du selectron est $\simeq$ 70 GeV . Il est alors probable que de tels sleptons aient été mis en évidence avant, par exemple à LEP200.

Une motivation pour la recherche de sleptons se désintégrant via λ' peut être la suivante. Lors de la prise de données du LEP à $\sqrt{S}$ = 136 GeV , correspondant à une luminosité de 5.7pb^{-1}, l'expérience ALEPH a observé un excès d'événements à quatre jets pour lesquels les masses des paires de "dijets" sont concentrées autour de 55 GeV [4] (les jets sont apariés de sorte que la différence entre la masse invariante de la première paire et de la seconde soit minimale). Si la R-parité est violée par un couplage λ'_{111}, de telles signatures peuvent venir des processus représentés sur la figure suivante. A priori, ce processus est possible pour un slepton quelconque (un sélectron ou un sneutrino). Néanmoins, si un tel excès est dû à la production de $\tilde{e}_L$, on s'attend aussi à ce que des paires de sélectrons **droits** soient produites, puisque la masse de sfermions droits est inférieure à celle des sfermions gauches. Le $\tilde{e}_R$ ne pouvant pas se désintégrer via λ'_{111}, il se désintègrerait en électron et neutralino. On devrait donc voir des événements présentant un électron, un positron et de l'énergie manquante dans l'état final (dans le cas où le neutralino se désintègre en dehors du détecteur), ou bien des événements multi-leptons et multi-jets, ce qui n'est pas le cas. L'interprétation est donc plus "solide" si on suppose que des sneutrinos sont produits. En effet, le sneutrino est nécessairement gauche. Si le sélectron est plus massif que le sneutrino, on pourrait donc observer un excès d'événements dans le canal multi-jets, et pas d'excès dans les autres canaux.

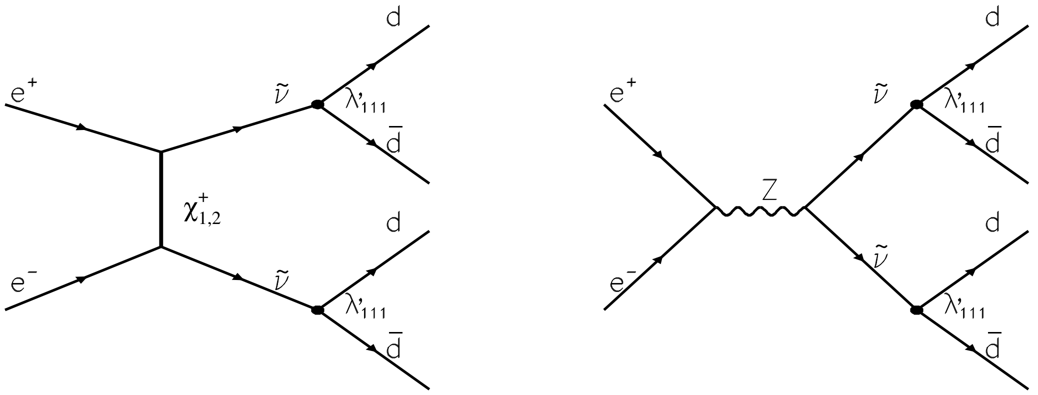


Figure 7.16: *Processus possibles pour obtenir des événements à quatre jets en collision* e^+e^-.

On trouvera dans [5] les éléments de matrice correspondant au processus $e^+e^- \to \tilde{\nu}\tilde{\nu}$, pour les trois familles de sneutrinos. La section efficace de ce processus, en fonction de la masse du sneutrino et pour différentes valeurs de $\sqrt{s}$, est représentée sur la page suivante (la figure est extraite de [5]). Notons de plus que tant que $\sqrt{s} \leq 160$ GeV , le bruit de fond WW est relativement supprimé devant la production de sneutrinos pas trop massifs.

Cet excès d'événements n'ayant pas pour l'instant donné lieu à une publication, nous ne savons pas si cette interprétation peut être éliminée trivialement, par des distributions angulaires par exemple. Signalons par ailleurs que les autres expériences du LEP n'observent pas un tel excès localisé en masse de dijets.

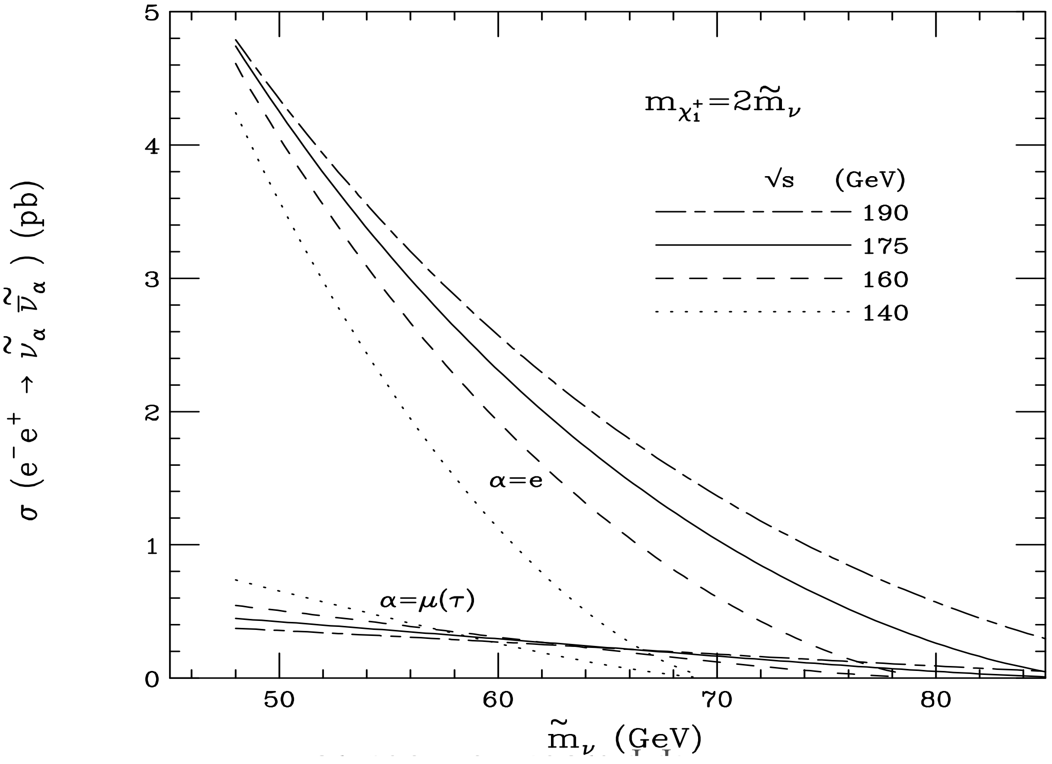


Figure 7.17: *Section efficace de production de $\tilde{\nu}_\alpha$ en collisions e^+e^-.*

Perspectives auprès des futures expériences

C'est essentiellement dans le cadre où la R-parité est conservée que des études ont été réalisées, concernant l'avenir de la supersymétrie auprès des futures expériences. Au LHC, c'est essentiellement la recherche de gluinos qui sera intéressante. A $\sqrt{S} = 16$ TeV, le domaine que l'on pourra sonder en masse de gluinos avec une luminosité de $\simeq 10^3$ pb^{-1} s'étend jusqu'à 1.5 TeV !

Notons que, avant la mise en service du LHC, des traces d'une nouvelle physique pourraient se manifester dans les mesures de précision effectuées au LEP par exemple. Les tests effectués au CERN, dans leur majorité, confirment avec une grande précision les prédictions du Modèle Standard. Seules les valeurs de R_b (le rapport de la largeur de désintégration du Z en $b\bar{b}$ à la largeur hadronique totale du Z) et de R_c dévie notablement du Modèle Standard. Cette déviation pourrait être dûe à l'identification des quarks b, mais, si elle persiste, pourrait aussi signer l'existence d'une physique au-delà du Modèle Standard. En particulier, l'addition de contributions supersymétriques à $\Gamma(Z \to b\bar{b})$ permet de rapprocher la valeur théorique de la valeur expérimentale. Ainsi, la confirmation éventuelle de cette déviation incitera à rechercher activement des particules supersymétriques auprès des accélérateurs.

Bibliographie

[1] H. Dreiner, E. Perez et Y. Sirois à paraître dans les Proceedings du Workshop HERA 1996.

[2] H1 Collaboration, S. Aid et al., "First Search for the Minimal Supersymmetric Model at HERA", Contribution à International Europhysics Conference on High Energy Physics, 27 Juil.-2 Aout 1995 Bruxelles, EPS-0463.

[3] T. Wohrmann, H. Fraas "Associated slepton-neutralino/chargino at LEP×LHC" Preprint hep-ph/9501377

[4] ALEPH Collaboration, preprint CERN PPE/96-052, Avril 1996

[5] V. Barger, W.Y. Keung et R.J.N. Phillips, "Possible sneutrino-pair signatures with R-parity breaking", hep-ph/9507426 (Juillet 1995)