

ORSAY  
n° d'ordre :

LAL 96-30  
Mai 1996

UNIVERSITÉ DE PARIS SUD  
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

*présentée  
pour obtenir*

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
de L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

*par*  
Pierpaolo REBECCHI

*sujet :*

**Optimisation de l'herméticité du détecteur DELPHI  
pour la recherche de particules supersymétriques à LEP2**

soutenue le 31 mai 1996 devant la Commission d'examen

MM. J. LEFRANÇOIS Président  
M. BAUBILLIER  
G.F. GIUDICE  
M. MAZZUCATO  
G. PARROUR  
F. RICHARD  
D. TREILLE

## Abstract

In new particles searches at LEP, for the ones characterised by missing energy, it is very important to have the best hermeticity in detecting particles in final states.

Photon counters were installed during 1994 and 1995 to cover the weak region in photon detection, between the central part and the end-caps of DELPHI. We discuss the working principles and the tests done on the counters. The optimisation of the counters and of the detectors already present in the other weak regions of DELPHI was examined. We estimate that the efficiency of detecting photons over all the useful solid angle changes from 97% to more than 99.6%. This was verified using the 1994 leptonic data of LEP at 95% confidence level.

A search for the lightest supersymmetric partners of the charged bosons (charginos) was done at LEP1.5. All the hermeticity detectors were used to reduce at minimum the contamination from radiative backgrounds. The theoretical motivations and the phenomenological description of the chargino are given. The search was done on the data collected at LEP in November 1995 at 130.4 and 136.3 GeV. We put different lower limits on the chargino mass which depend on the parameters of the theoretical model. They vary between 56.3 GeV and 66.8 GeV. One chargino candidate was found in the data, that is compatible with the prediction from background estimation.

Key words: LEP  
LEP1.5  
DELPHI  
Hermeticity  
Supersymmetry  
Chargino  
Mass degeneration

ORSAY  
n° d'ordre :

LAL 96-30  
Mai 1996

UNIVERSITÉ DE PARIS SUD  
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

*présentée  
pour obtenir*

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
de L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

*par*  
Pierpaolo REBECCHI

*sujet :*

**Optimisation de l'herméticité du détecteur DELPHI  
pour la recherche de particules supersymétriques à LEP2**

soutenue le 31 mai 1996 devant la Commission d'examen

MM. J. LEFRANÇOIS Président  
M. BAUBILLIER  
G.F. GIUDICE  
M. MAZZUCATO  
G. PARROUR  
F. RICHARD  
D. TREILLE



*A Paola, Renato, Andrea e Valentina*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>PARTIE I</b>	<b>3</b>
<b>1 Le détecteur DELPHI à LEP</b>	<b>5</b>
1.1 LEP	7
1.2 Le détecteur DELPHI	10
1.2.1 Détecteurs pour la reconstruction des traces chargées	11
1.2.1.1 TPC et l'identification des électrons	11
1.2.1.2 FCA	12
1.2.1.3 FCB	13
1.2.1.4 Les chambres à muons et l'identification de muons	13
1.2.2 Les calorimètres électromagnétiques	13
1.2.2.1 HPC	14
1.2.2.2 FEMC	15
1.2.2.3 STIC	15
1.2.3 Le calorimètre hadronique	16
1.3 Reconstruction des événements	17
<b>2 Fonctionnement et utilisation des détecteurs d'herméticité</b>	<b>23</b>
2.1 Introduction	25
2.2 Les compteurs à 40°	26
2.2.1 L'idée	27
2.2.2 Les tests	32
2.2.2.1 Test des tubes photomultiplicateurs dans un champ magnétique	32
2.2.2.2 Test des compteurs avec un faisceau de particules	35
2.2.2.3 Test des compteurs avec des rayons cosmiques	37
2.2.3 Les performances	38
2.2.3.1 Efficacité des compteurs dans la détection des jets	39
2.2.3.2 Efficacité des compteurs dans la détection des muons	39
2.2.3.3 Efficacité des compteurs dans la détection des électrons	40
2.3 Les compteurs à 90°	42
2.4 Les compteurs en phi	44

2.5	TOF . . . . .	45
2.6	FCB . . . . .	47
2.7	Les logiciels d'utilisation . . . . .	48
2.7.1	HERLIB . . . . .	48
2.7.2	TOFLIB . . . . .	49
2.8	Conclusion . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Vérification de l'herméticité avec les données de LEP1</b>	<b>53</b>
3.1	Introduction : État des régions inefficaces pour la détection des photons dans DELPHI . . . . .	55
3.2	Vérification expérimentale de l'herméticité . . . . .	56
3.3	Les coupures de présélection . . . . .	56
3.4	Les coupures de sélection . . . . .	57
3.5	Résultats . . . . .	58
3.5.1	Deux muons dans l'état final . . . . .	58
3.5.2	Deux jets à basse multiplicité . . . . .	60
3.6	Effets sur l'analyse des compteurs d'herméticité . . . . .	62
3.7	Conclusions . . . . .	69
A	Appendices . . . . .	70
A.1	Probabilité de perdre un photon . . . . .	70
<b>PARTIE II</b>		<b>73</b>
<b>4</b>	<b>Aspects théoriques et phénoménologiques des charginos</b>	<b>75</b>
4.1	La théorie grande unifiée (GUT) . . . . .	77
4.2	La supersymétrie (SUSY) et le modèle supersymétrique minimal standard (MSSM) . . . . .	78
4.2.1	La parité R . . . . .	81
4.2.2	Le spectre de masse de MSSM . . . . .	82
4.2.3	Charginos et neutralinos . . . . .	83
4.2.4	Le chargino, le squark top et $R_b$ . . . . .	86
4.3	La phénoménologie des charginos . . . . .	88
4.3.1	La masse et le mélange . . . . .	89
4.3.2	La section efficace . . . . .	93
4.3.3	Les canaux de désintégration . . . . .	98
4.3.3.1	Les rapports de branchement . . . . .	100
4.3.3.2	$\chi_2^0$ léger . . . . .	102
4.3.3.3	Cas des masses dégénérées . . . . .	103
4.4	Conclusions . . . . .	105
A	Appendices . . . . .	106
A.1	La diagonalisation des matrices de masse des charginos et neutralinos	106
A.2	La section efficace de production de $\chi_1^+ \chi_1^-$ . . . . .	109
A.2.1	Les corrections radiatives . . . . .	111



<b>5</b>	<b>La recherche des charginos à 130 et 136 GeV</b>	<b>115</b>
5.1	Introduction . . . . .	117
5.2	Etude des caractéristiques du signal . . . . .	118
5.2.1	La simulation du signal . . . . .	121
5.3	Etude des caractéristiques des processus de fond . . . . .	123
5.3.1	Événements $f\bar{f}\gamma$ . . . . .	124
5.3.2	Événements d'interaction à deux photons ( $\gamma\gamma$ ) . . . . .	124
5.3.3	Diffusion $e^+e^-$ . . . . .	125
5.3.4	Événements $W^*W, Z^*Z, We\nu, Zee$ . . . . .	125
5.3.5	La simulation des processus de fond . . . . .	126
5.4	Les coupures de présélection . . . . .	127
5.5	Les coupures de sélection . . . . .	127
5.5.1	Topologie $jj\ell$ . . . . .	128
5.5.1.1	Cas non dégénéré . . . . .	128
5.5.1.2	Cas dégénéré . . . . .	130
5.5.2	Topologie $jjjj$ . . . . .	132
5.5.3	Topologie $\ell\ell$ . . . . .	133
5.5.4	La visualisation graphique . . . . .	134
5.6	Efficacité de détection et réjection . . . . .	135
5.6.1	Topologie $jj\ell$ . . . . .	135
5.6.2	Topologie $jjjj$ . . . . .	137
5.6.3	Topologie $\ell\ell$ . . . . .	140
5.7	Les résultats . . . . .	141
5.7.1	Topologie $jj\ell$ . . . . .	141
5.7.2	Topologie $jjjj$ . . . . .	142
5.7.3	Topologie $\ell\ell$ . . . . .	145
5.7.4	Résultats finals . . . . .	147
5.8	Les limites dans l'espace des paramètres de MSSM . . . . .	149
5.8.1	La variation des limites en fonction du rapport de branchement leptonique du chargino . . . . .	160
5.9	Résumé . . . . .	162
A	Appendices . . . . .	163
A.1	Les distributions des variables utilisées dans l'analyse . . . . .	163
<b>Conclusions et perspectives</b>		<b>185</b>
1	L'herméticité de DELPHI . . . . .	187
2	La recherche des charginos à 130.4 et 136.3 GeV . . . . .	188
2.1	Perspectives . . . . .	189
<b>Ringraziamenti</b>		<b>195</b>



# Introduction

Le collisionneur  $e^+e^-$  LEP, a inauguré en novembre 1995 la montée en énergie avec les premières collisions à 130 et 136 GeV d'énergie dans le centre de masse. Cette phase (LEP1.5) est la première d'une série qui amènera, en trois années, le LEP à une énergie dans le centre de masse de  $\sim 192$  GeV en 1998 (LEP2).

Un des secteurs les plus explorés de la physique à haute énergie est et sera la recherche de nouvelles particules. La majorité de ces recherches est caractérisée par la présence de particules énergiques, parfois massives non détectées. Les événements de nouvelle physique à LEP1.5 et LEP2 peuvent donc être caractérisés par beaucoup d'énergie et de masse manquante. C'est le cas par exemple de la recherche de particules supersymétriques en supposant la conservation de la parité R ou la recherche du boson de Higgs dans le canal  $H\nu\bar{\nu}$ .

Pour réduire au minimum la contribution du fond dans ces recherches, il faut avoir le détecteur le plus hermétique possible. La perte d'une ou plusieurs particules énergiques peut simuler de la masse manquante et donc une des signatures les plus typiques de nouvelle physique. Comme exemple, on peut citer la perte de deux photons énergiques, un dans le conduit du faisceau et l'autre dans le détecteur. Les deux photons peuvent être rayonnés dans l'état initial qui permet un retour sur la résonance du Z.

La première partie de cette thèse est consacrée à l'optimisation de l'herméticité de DELPHI dans la détection des photons. L'optimisation a été obtenue par l'installation de compteurs plomb-scintillateur dans les régions de passage de câbles et avec une utilisation plus performante des détecteurs situés au voisinage de ces régions. La chambre FCB est un des détecteurs utilisé pour ce but. Le chapitre 1 contient la description des principaux détecteurs utilisés dans les deux analyses discutées dans cette thèse. Dans le chapitre 2 on décrit le fonctionnement et l'utilisation des détecteurs d'herméticité. On décrit les compteurs installés dans la région à  $40^\circ$ , depuis leur conception jusqu'aux méthodes de tests et d'étude des performances. Dans le même chapitre est contenue aussi une description du fonctionnement des compteurs dans les régions à  $90^\circ$  et en  $\phi$  entre certains modules du calorimètre HPC, et des scintillateurs de temps de vol de DELPHI utilisés ici comme détecteur de photons (le TOF). Le chapitre 2 se termine avec la description des logiciels développés pour utiliser les informations provenant des détecteurs d'herméticité, et avec une première estimation de l'efficacité de ces détecteurs. Le dernier chapitre

(ch. 3) de cette première partie est consacré à la vérification expérimentale de l'herméticité. La vérification a été faite avec des données réelles prises à LEP1 pendant l'année 1994. L'objectif est de vérifier que la probabilité de perte de photons est conforme à quelques  $10^{-3}$ .

La deuxième partie de la thèse est consacrée à la recherche du chargino le plus léger, le  $\tilde{\chi}_1^\pm$ , à LEP1.5. Tous les détecteurs d'herméticité introduits dans les chapitres précédents sont utilisés dans cette analyse. Pour motiver notre analyse et les conclusions obtenues, le chapitre 4 contient la description du modèle supersymétrique utilisé, le MSSM avec conservation de la parité R. Le chapitre décrit aussi en détail la phénoménologie des charginos les plus légers en soulignant les cas où leur détection peut être difficile. La recherche du canal  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  faite sur les données prises à 130.4 et 136.3 GeV est présentée dans le chapitre 4. Différentes limites d'exclusion sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et sur les paramètres de MSSM sont obtenues à la fin du chapitre. Un seul candidat  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  a été trouvé dans les données, ce qui est conforme au fond attendu.

# PARTIE I



# Chapitre 1

## Le détecteur DELPHI à LEP

## Table des matières du chapitre

---

<b>1.1</b>	<b>LEP</b> . . . . .	<b>7</b>
<b>1.2</b>	<b>Le détecteur DELPHI</b> . . . . .	<b>10</b>
1.2.1	Détecteurs pour la reconstruction des traces chargées . . . . .	11
1.2.1.1	TPC et l'identification des électrons . . . . .	11
1.2.1.2	FCA . . . . .	12
1.2.1.3	FCB . . . . .	13
1.2.1.4	Les chambres à muons et l'identification de muons . .	13
1.2.2	Les calorimètres électromagnétiques . . . . .	13
1.2.2.1	HPC . . . . .	14
1.2.2.2	FEMC . . . . .	15
1.2.2.3	STIC . . . . .	15
1.2.3	Le calorimètre hadronique . . . . .	16
<b>1.3</b>	<b>Reconstruction des événements</b> . . . . .	<b>17</b>

---



DELPHI est un des quatre détecteurs ayant opéré à LEP à partir de 1989. Dans ce chapitre l'anneau de collisions  $e^+e^-$  et les principes généraux de fonctionnement de DELPHI sont décrits. Concernant les détecteurs de DELPHI, des détails plus importants pour l'analyse qui suivra seront ensuite montrés.

## 1.1 LEP

LEP (Large Electron Positron collider) est le plus grand accélérateur au monde pour accumuler et collisionner deux faisceaux d'électrons et de positrons. Il est situé au CERN et sa circonférence est de 26.7 kilomètres.

Plus précisément il est constitué de 8 sections rectilignes de 500 m de longueur chacune raccordée par 8 arcs de cercle de 3300 m de longueur chacun [1]. Ces dimensions proviennent de l'optimisation de deux facteurs : l'énergie irradiée par tour dans LEP par une particule chargée et le coût des oeuvres d'ingénierie des sections curvilignes. La formule suivante donne l'énergie rayonnée par tour par une particule de charge  $q$  et d'énergie au repos  $E_0$  :

$$E_{rad} = \frac{q^2 E^4}{3\epsilon_0 E_0^4 R} = \frac{q^2 \gamma^4}{3\epsilon_0 R} \quad (1.1)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule et  $R$  le rayon de courbure de sa trajectoire. Le paramètre fondamental dans cette formule est donc  $R$  : plus  $R$  est grand moins il y a d'énergie dissipée par radiation mais plus chère est la construction de l'accélérateur. Dans le cas de LEP l'équation 1.1 devient :

$$E_{rad} = 1.35 \left( \frac{E}{90} \right)^4 \quad \text{en GeV} \quad (1.2)$$

Pour  $E = 90$  GeV l'énergie irradiée par tour est  $\sim 1.5$  % de l'énergie du faisceau.

Les autres paramètres importants de LEP sont l'énergie et la luminosité.

LEP est un collisionneur d'électrons, donc toute l'énergie des faisceaux ( $2E$ ) est disponible dans le centre de masse : l'énergie au centre de masse  $\sqrt{s}$  est donnée par  $\sqrt{s} = 2E$  et le seuil en énergie est parfaitement défini. Ceci n'est pas le cas des collisionneurs hadroniques, ou seulement une fraction de l'énergie  $E$  est réellement disponible dans le centre de masse à cause de la structure interne des hadrons où le seuil en énergie n'est pas bien défini.

Entre les années 1989 et 1995, LEP a fonctionné avec une énergie de centre de masse voisine de la masse du  $Z^0$ , donc à peu près 45 GeV par faisceau, mais pendant le dernier mois du run de 1995, LEP a commencé la phase à haute énergie avec des faisceaux de 68 GeV. La montée en énergie durera trois années et amènera LEP à une énergie dans le centre de masse de 192 GeV en 1998.

Le nombre d'interactions par seconde est plus bas dans le cas d'un collisionneur que lorsque l'on travaille sur une cible fixe. La luminosité est définie par le rapport entre le

nombre d'événements produits par unité de temps et la section efficace de la réaction considérée.

Dans le cas d'un collisionneur la luminosité est donnée par :

$$L = \frac{N^2 f}{4\pi N_b \sigma_x \sigma_y} \quad (1.3)$$

où  $N$  est le nombre de particules stockées dans chacun des faisceaux,  $N_b$  est le nombre de paquets pour chaque faisceau,  $f$  est la fréquence de révolution,  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont les dimensions transverses des paquets supposés gaussiens.

Les valeurs nominales de LEP1 sont :

$$\begin{aligned} L &= 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\ N &= 1.7 \cdot 10^{12} \text{ particules} \\ N_b &= 4 \text{ paquets} \\ f &= 10.8 \text{ kHz} \\ \sigma_x &= 250 \text{ } \mu\text{m} \quad \sigma_y = 15 \text{ } \mu\text{m} \end{aligned}$$

La luminosité intégrée de LEP pour chaque année est montrée dans la figure 1.1. Les années 1993 et 1995 comprennent une période de balayage en énergie autour du  $Z^0$  et une montée en énergie.

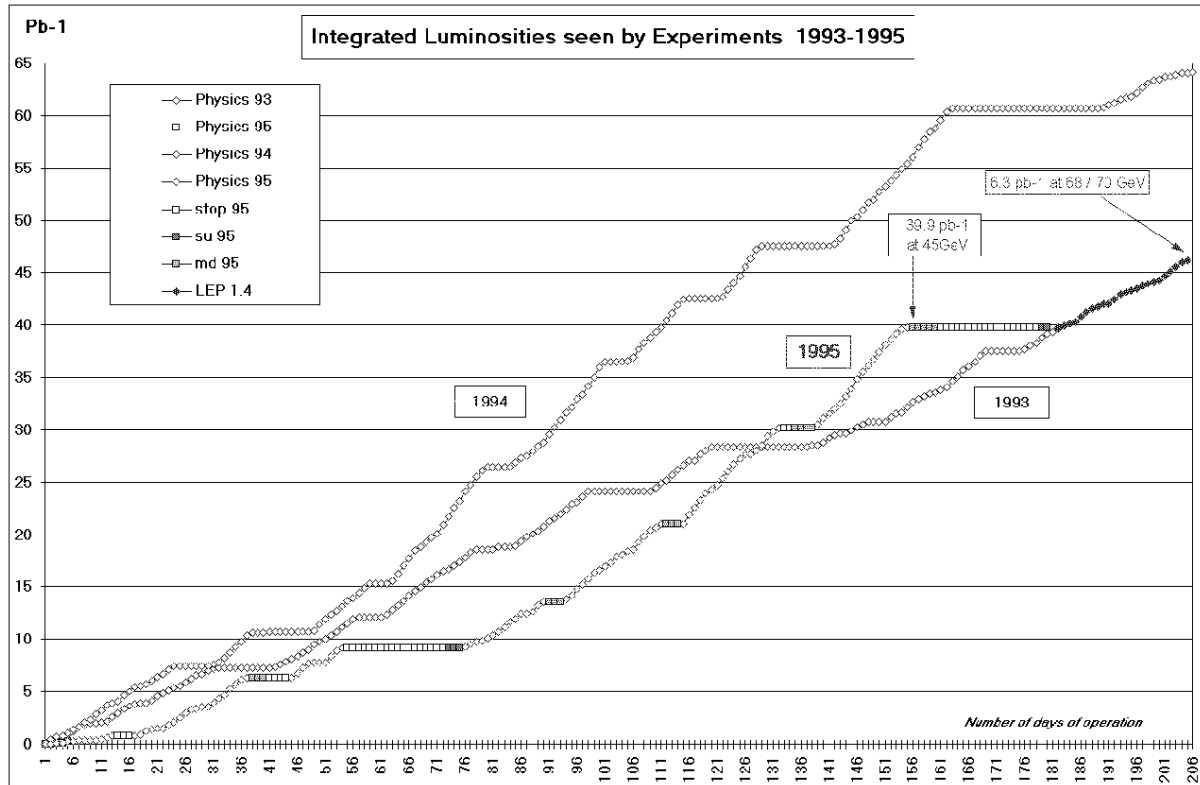


FIG. 1.1 – Luminosité intégrée donnée par LEP pendant les années 1993, 1994, 1995

La valeur moyenne de la durée de vie pour la luminosité de LEP1 a été de l'ordre de 16 heures. Cette valeur pourrait être très différente dans le cas de LEP2 car la luminosité est plus grande, de l'ordre de  $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

A LEP2 il faut distinguer deux cas, qui sont expliqués dans le texte suivant [2].

La valeur moyenne de la durée de vie pour les faisceaux dépend principalement de l'effet de bremsstrahlung entre positron et électron avec un angle de diffusion très petit et une perte d'énergie avec un photon dans l'état initial. La section efficace ( $\sigma_{\text{ff}}$ ) de ce processus ne dépend pas de l'énergie à LEP et elle est de l'ordre de 0.21 barn.

Pour des valeurs fixes des dimensions des faisceaux la luminosité est directement proportionnelle au carré du courant des faisceaux. Le courant est une fonction du temps :

$$I(t) = \frac{I_0}{1 + \frac{t}{\tau_0}} \quad (1.4)$$

avec  $I(0) = I_0$  et  $I(\tau_0) = I_0/2$ ,  $\tau_0 \sim 10$  h. L'équation pour la luminosité est donc :

$$L(t) = \frac{L_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^2} \quad (1.5)$$

avec  $L(0) = L_0$ . La valeur moyenne de la durée de vie de la luminosité (réduction de 1/e) est alors :

$$\tau_{\text{efficace}} = \tau_0 \left(e^{\frac{1}{2}} - 1\right) \sim 6.5 \text{ h} \quad (1.6)$$

Avec un courant par paquet supérieur à une valeur fixe les dimensions des paquets du faisceau commencent à augmenter à cause de l'interaction faisceau-faisceau ("beam-beam limit") dans laquelle chaque particule interagit avec le faisceau qui vient de l'autre direction. L'interaction faisceau-faisceau change les fréquences de résonance  $\nu_x$  et  $\nu_y$  de LEP. Le déplacement dû à cette interaction est directement proportionnel à  $\frac{I}{\sigma_x \gamma}$  et  $\frac{I}{\sigma_y \gamma}$  où  $\sigma_{x,y}$  et  $I$  sont respectivement les dimensions et le courant du faisceau. A ces conditions correspond donc (Eq. 1.3) une dépendance de la luminosité linéaire en fonction du courant et de l'équation qui donnent la valeur moyenne de la durée de vie de la luminosité qui est la suivante :

$$\frac{1}{\tau_{\text{efficace}}} = 4 e \sigma_{\text{ff}} f_{\text{revolution}} \frac{L}{I} \quad (1.7)$$

Pour des valeurs typiques  $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et  $I \sim 7$  mA et en incluant d'autres effets possibles (comme les photons thermiques, le gaz du faisceau, le Bremsstrahlung, etc.). On obtient la valeur moyenne de la durée de vie de la luminosité suivant :

$$\tau_{\text{efficace}} \sim 10 \text{ h} \quad (\text{limite faisceau - faisceau}) \quad (1.8)$$

La limite faisceau-faisceau sera probablement obtenue à LEP2, dans ces conditions la durée de vie de la luminosité est donc comparable à celle obtenue à LEP1.

## 1.2 Le détecteur DELPHI

DELPHI (Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification) est un des quatre détecteurs en fonction à LEP.

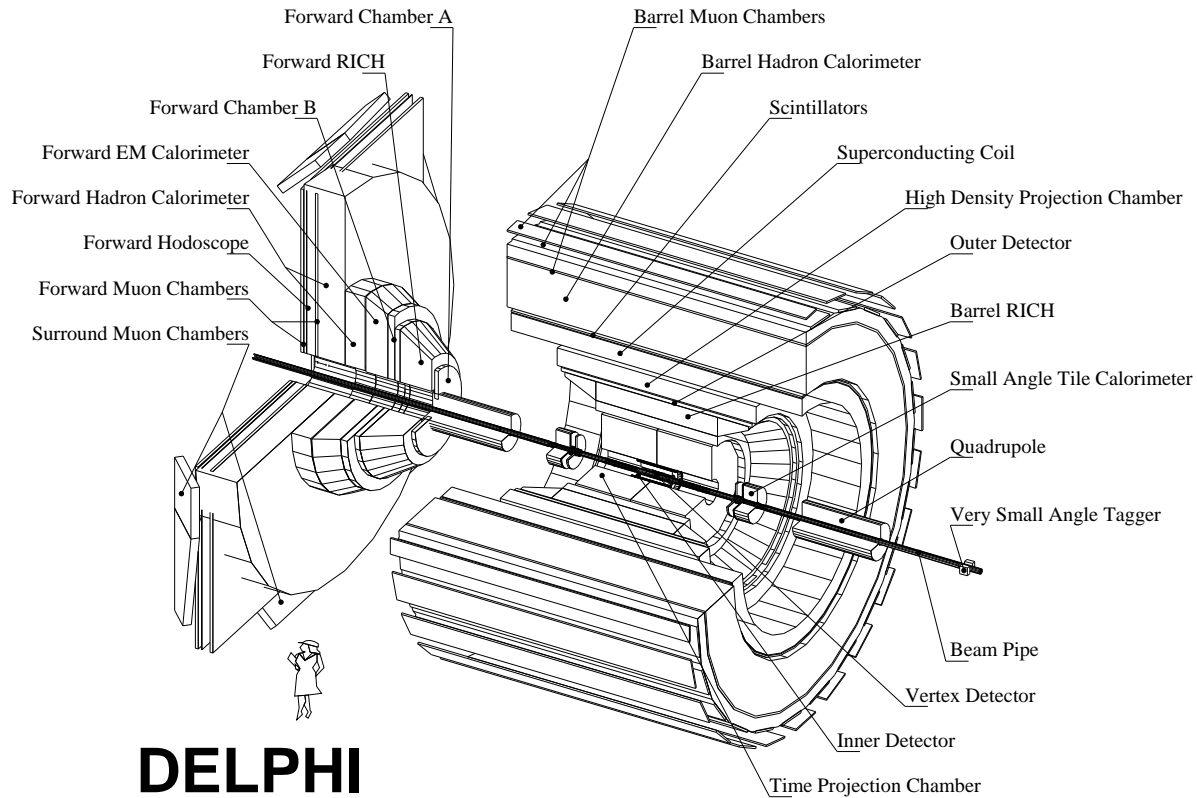


FIG. 1.2 – Structure schématique de DELPHI

Il s'agit d'un détecteur couvrant un angle solide de  $\sim 4\pi$  par rapport au point d'interaction. L'objectif principal est une identification complète des particules, pour les événements hadroniques et leptoniques. Les caractéristiques principales de DELPHI sont les suivantes [3] :

- capacité de mesures tridimensionnelles, pour la plupart de ses composants ;
- mesure de l'énergie électromagnétique et hadronique des photons et des hadrons neutres avec des calorimètres à haute granularité ;

- utilisation des chambres à muons pour l'identification des muons ;
- utilisation des détecteurs RICH (Ring Imaging CHerenkov counters) pour l'identification des particules chargées ;
- détermination précise des vertex (en particulier avec l'utilisation du détecteur de vertex aux microstrips de silicium).

Comme il est possible de le voir dans la figure 1.2, DELPHI est composé de deux parties : une partie centrale (le baril) couvrant 70 % de l'angle solide et de deux parties à petits angles (les bouchons). Un solénoïde supraconducteur produit un champ magnétique d'une intensité de 1.2 T dirigé suivant l'axe des faisceaux. Trois systèmes de coordonnées sont utilisés dans DELPHI : un point P peut être représenté par ses coordonnées cartésiennes  $P=(x,y,z)$ , par ses coordonnées polaires  $P=(r,\phi,\theta)$ , ou par ses coordonnées cylindriques  $P=(r,\phi,z)$ . L'axe z est parallèle à l'axe du faisceau.

Dans cette thèse portant sur l'herméticité de DELPHI et sur la recherche de nouvelles particules, on considère seulement les détecteurs concernés par ce type d'étude. Ce sont essentiellement la chambre à projection temporelle pour la reconstruction de traces dans le baril, les chambres à multi-fils pour la reconstruction de traces dans les bouchons, les chambres à muons pour l'identification des muons, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques pour une bonne mesure de l'énergie globale de l'événement. Les compteurs d'herméticité seront considérés dans le chapitre 2.

## 1.2.1 Détecteurs pour la reconstruction des traces chargées

### 1.2.1.1 TPC ET L'IDENTIFICATION DES ÉLECTRONS

La TPC (Time Projection Chamber) est le principal détecteur de traces de DELPHI : la reconstruction de traces à partir d'éléments de traces commence généralement avec la TPC. Les autres détecteurs utilisés pour la reconstruction des traces dans la région centrale de DELPHI sont le OD (Outer Detector), le ID (Inner Detector) et le VD (Vertex Detector).

La TPC est une grande chambre à dérive où le champ électrique est parallèle au champ magnétique de DELPHI (Fig. 1.3) ; les charges produites sont recueillies par des chambres proportionnelles à multi-fils à 16 rangées circulaires de pavés mises aux extrémités de la chambre à dérive. Elles fournissent les coordonnées x et y, alors que la coordonnée z est prise à partir de temps de dérive des charges.

Le détecteur fournit donc 16 points spatiaux pour les traces ayant un angle polaire entre  $39^\circ$  et  $141^\circ$ , et moins de 16 points pour les traces à petits angles (jusqu'à  $\theta = 20^\circ$ ). Des lasers sont utilisés pendant la prise des données pour surveiller la vitesse de dérive. La précision relative sur la mesure du temps de dérive est de l'ordre de  $2 \times 10^{-4}$ , valeur qui est directement corrélée avec la précision de reconstruction en z du vertex au

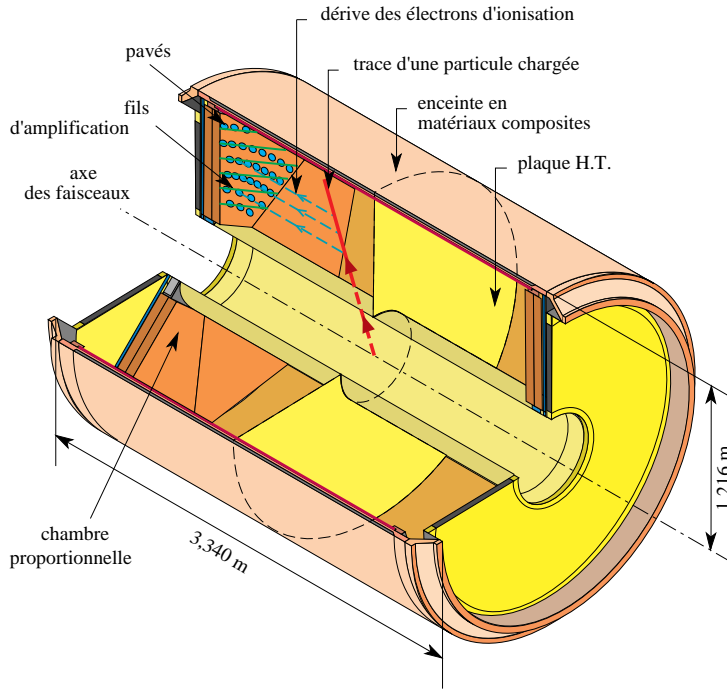


FIG. 1.3 – Schéma de la chambre à projection temporelle (TPC)

point d'interaction donc important pour ce qui concerne l'alignement. La précision sur les points mesurés par la TPC est de  $250 \mu\text{m}$  en  $R\phi$  et  $880 \mu\text{m}$  en  $z$  pour des traces hadroniques. La précision sur les éléments de traces est limitée par les distorsions : elle est de  $150 \mu\text{m}$  en  $R\phi$  et  $600 \mu\text{m}$  en  $Rz$ .

La TPC est aussi utilisée pour l'identification des électrons. La quantité utilisée pour séparer les électrons des hadrons est le  $dE/dX$ . La valeur du plateau de Fermi, normalisée à la valeur de la courbe de  $dE/dX$  au minimum de ionisation, est de 1.52 unités. La résolution moyenne de la mesure de  $dE/dX$  est de 5.5 % pour particules isolées (muons) et de 7.4 % pour particules dans un jet. La séparation  $e$  et  $\pi$  est donc supérieure à  $3\sigma$  pour impulsions inférieures à 4.5 GeV et supérieure à  $2\sigma$  pour impulsions entre 4.5 et 20 GeV.

#### 1.2.1.2 FCA

FCA (Forward Chamber A) est une chambre multi-fils à dérivation installée dans les bouchons de DELPHI (Fig. 1.2). Elle est utilisée pour le déclenchement et pour la reconstruction de traces à petits angles.

FCA est constituée par trois modules montés aux extrémités de la TPC, à une distance du point d'interaction de  $\sim 160 \text{ cm}$  en  $z$ . Les chambres couvrent les angles polaires  $11^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$  et  $148^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$ . La résolution sur les éléments de traces est  $\sigma_x=290 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_y=240 \mu\text{m}$  et  $\sigma_\theta=8.5 \text{ mrad}$ .

### 1.2.1.3 FCB

FCB (Forward Chamber B) est aussi une chambre à dérive. Elle est constituée par 12 plans situés à  $\sim 275$  cm du point d'interaction en  $z$ . FCB couvre les angles polaires  $11^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$  et  $144^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$ . La résolution sur les éléments de traces est  $\sigma_x=150 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_y=150 \mu\text{m}$  et  $\sigma_\theta=3.5$  mrad.

### 1.2.1.4 LES CHAMBRES À MUONS ET L'IDENTIFICATION DE MUONS

Les chambres à muons [4] sont situées à  $\sim 4.5$  m de distance du point d'interaction. Il s'agit de chambres à dérive avec une ligne de retard, et elles sont installées dans et immédiatement après le calorimètre hadronique. Elles se répartissent en trois catégories : MUB (Muon chambers Barrel) dans le baril, SMC (Surrounded Muon Chambers) dans la région à  $40^\circ$  et MUF dans les bouchons (Muon chambers Forward) comme il est possible de le voir dans la figure 1.2. La couverture géométrique est très bonne :  $9^\circ < \theta < 181^\circ$ .

L'identification des muons est faite en utilisant le principe suivant : la plupart des hadrons sont arrêtés par le fer de l'aimant de DELPHI avant d'arriver aux chambres à muons alors que presque tous les muons avec une énergie supérieure à 2 GeV arrivent à pénétrer dans ces chambres. En réalité la situation est plus compliquée parce qu'il y a aussi des hadrons qui donnent un signal dans les chambres à muons (par exemple avec les particules produites dans l'interaction nucléaire du hadron avec le calorimètre). Les deux facteurs qui permettent de résoudre ce type d'ambiguïtés sont les suivants :

1) la distribution longitudinale de l'énergie déposée dans un calorimètre par un hadron n'est pas uniforme ;

2) si on extrapole la trace d'un muon à partir de l'information des détecteurs de traces aux chambres à muons alors la position du signal dans les chambres à muons coïncide avec l'extrapolation de la trace ; ce qui n'est pas le cas pour les interactions nucléaires.

L'efficacité d'identification des muons de 45 GeV est de  $94.8 \pm 0.1$  % pour un étiquetage faible et de  $76.0 \pm 0.2$  % pour un étiquetage serré. Les fractions de fausses identifications sont respectivement  $5.4 \pm 0.2$  % et  $0.4 \pm 0.1$  %.

## 1.2.2 Les calorimètres électromagnétiques

Le système de calorimétrie électromagnétique de DELPHI est composé d'un calorimètre dans le baril, HPC, de deux calorimètres dans les bouchons, FEMC, et de deux calorimètres à très petits angles, STIC et VSAT.

Les deux premiers calorimètres sont utilisés pour la mesure de l'énergie électromagnétique et pour l'identification des électrons. L'identification des électrons est faite en comparant la valeur de l'impulsion  $p$  mesurée par les détecteurs de trace (TPC dans le baril et FCA et FCB plus une petite partie de la TPC dans les bouchons) avec la valeur de l'énergie  $E$  mesurée par les calorimètres électromagnétiques. La valeur de  $E/p$  doit être proche à 1 indépendamment de l'énergie de l'électron. L'efficacité et la pureté de

l'identification dépendent beaucoup de la quantité de matière en face des calorimètres électromagnétiques.

Le STIC et le VSAT sont utilisés essentiellement pour des mesures de luminosité, bien que le STIC permette de séparer les photons des particules chargées. Le STIC est de plus un très bon détecteur pour étiqueter les événements avec beaucoup d'énergie à petits angles, comme les diffusions  $e^+e^-$  ou les interactions à deux photons. Ci-après sont décrits de façon plus détaillée HPC, FEMC et STIC.

### 1.2.2.1 HPC

HPC (High density Projection Chamber)[7], le calorimètre électromagnétique dans le baril, est une application du principe de la projection temporelle au calorimètre. Il est formé par 144 modules groupés en 6 anneaux dans le champ magnétique. Chaque anneau est constitué par 24 modules coaxiaux distribués autour de l'axe de faisceau avec un rayon interne de 208 cm et externe de 260 cm. Chaque module HPC est une petite TPC, avec des couches de plomb dans un volume de gaz (Fig. 1.4). Ces couches sont constituées par des fils de plomb utilisés comme matériel de conversion et donnant dans le même temps le champ de dérive.

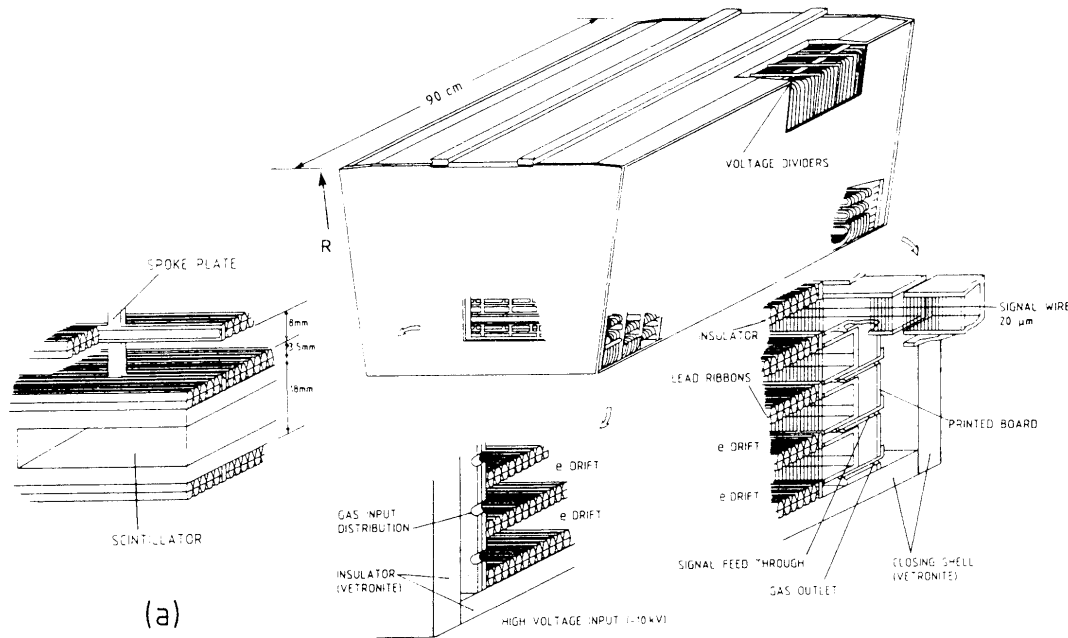


FIG. 1.4 – Exemple de module HPC

L'épaisseur totale de conversion est  $18X_0/\sin(\theta)$ , la granularité est de 4 mm en Z et de  $1^\circ$  en azimut. La résolution spatiale varie en z entre 0.13 cm et 0.31 cm et est constante en  $\theta$ : 0.6 mrad (pour des photons avec une énergie plus grande de 10 GeV). La résolution en  $\phi$  est de 3.1 mrad. La précision sur la mesure de l'énergie est paramétrisée avec la formule suivante [4]:



$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{E}} \quad (\text{E en GeV}) \quad (1.9)$$

Les régions mortes de la HPC sont situées à  $90^\circ$  en  $\theta$  avec  $\Delta\theta \sim 2^\circ$  et à valeurs périodiques en  $\phi$  de  $15^\circ$  à partir de  $\phi = 7.5^\circ$  avec  $\Delta\phi \sim 2^\circ$  (Fig. 1.2).

### 1.2.2.2 FEMC

FEMC (Forward Electromagnetic Calorimeter) est constitué de deux groupes ( $z = \pm 284$  cm) des 4532 blocs de verre au plomb. Le FEMC couvre la région  $8^\circ < \theta < 35^\circ$  et  $145^\circ < \theta < 172^\circ$ . Ces blocs sont des pyramides tronquées : les dimensions de la base mineure et majeure sont respectivement de  $5.0 \times 5.0$  cm<sup>2</sup> et de  $5.6 \times 5.6$  cm<sup>2</sup>, la profondeur est de 40 cm pour une longueur totale de radiation de  $20 X_0$ . Pour réduire au minimum les régions mortes entre deux blocs, chaque bloc pointe au point d'interaction avec un angle de déviation de  $\sim 1^\circ$ . La lumière Cherenkov est lue par des triodes, qui sont essentiellement des photo-tubes avec un seul étage de multiplication et qui opèrent très bien dans un champ magnétique intense.

La résolution sur la mesure de l'énergie de diffusion Bhabha est de 4.8 %. La précision relative sur l'énergie mesurée est paramétrisée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.03 \oplus \frac{0.112}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.11}{E} \quad (\text{E en GeV}) \quad (1.10)$$

La précision moyenne en x, y sur la position reconstruite d'une gerbe neutre avec une énergie plus grande de 2 GeV est de  $\sim 0.5$  cm.

### 1.2.2.3 STIC

STIC (Small angle Tile Calorimeter) : le STIC est un calorimètre électromagnétique plomb-scintillateur [8] (technique dite du "Shashlik") où la lumière est collectée par des fibres traversant perpendiculairement les plans de scintillateurs. Le STIC est constitué de deux détecteurs cylindriques (Fig. 1.5 gauche) situés dans la région à petits angles des bouchons, à une distance du point d'interaction de 2200 mm. Il couvre une région en  $\theta$  entre 29 et 185 mrad (rayon entre 65 et 420 mm) (Fig. 1.2). L'épaisseur totale du détecteur est de  $27X_0$ .

La résolution sur l'énergie mesurée est paramétrisée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.0152 \pm 0.01 \oplus \frac{0.135 \pm 0.001}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.11}{E} \quad (\text{E en GeV}) \quad (1.11)$$

L'énergie déposée par une MIP est séparée du piédestal de 4 déviations standards [4].

Pour mieux comprendre le contenu des prochains chapitres il est très important de bien définir l'acceptance du STIC. On peut définir l'acceptance fiducielle dans le cas où la particule traverse le calorimètre en entier, l'acceptance normale dans le cas où on parle de la couverture géométrique. Dans le deuxième cas la particule peut se trouver aux limites

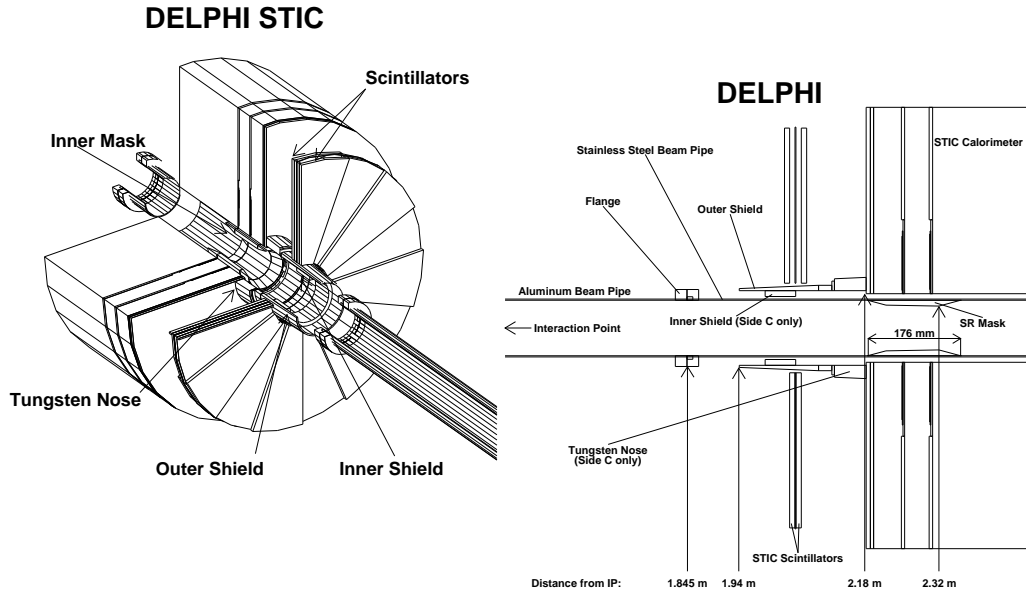


FIG. 1.5 – Schéma (gauche) et section transversale (droit) du STIC

du STIC, donc traverser une petite fraction du détecteur et déposer une quantité d'énergie insuffisante pour une bonne mesure, mais suffisante pour voir le passage de la particule.

L'acceptance fiducielle est utilisée pour la mesure de luminosité : les angles minimal et maximal sont de 43.5 mrad et 128 mrad du coté C ( $z < 0$ ) et 32 mrad et 141 mrad du coté A ( $z > 0$ ). Ces valeurs sont définies par l'anneau de 17 longueurs de radiation de tungstène appelé "nose" installé seulement dans le coté C et par le rayon de construction du calorimètre, qui est de 28 cm (Fig. 1.5 droit).

L'acceptance normale définit l'herméticité de ce détecteur, elle a donc une grande importance pour les études faites dans cette thèse, et elle sert à étiqueter les événements à petits angles, par exemple les interactions à deux photons. L'acceptance normale du STIC est entre 29 mrad et 185 mrad, ce qui est exactement la couverture géométrique du calorimètre.

### 1.2.3 Le calorimètre hadronique

Le HCAL [9] (Hadron CALorimeter) est un détecteur à échantillonnage à gaz incorporé dans la carcasse de l'aimant (Fig. 1.2 et 1.6), la partie du baril couvre l'angle polaire entre  $42.6^\circ$  et  $137.4^\circ$  (HAB : Barrel Hadron Calorimeter), et deux parties dans les bouchons qui couvrent entre  $11.2^\circ$ - $48.5^\circ$  et  $131.5^\circ$ - $168.8^\circ$  (HAF : Forward Hadron Calorimeter). Les détecteurs utilisés sont des tubes en plastique opérant dans le régime "streamer" limité insérés entre des couches de fer de 5 cm d'épaisseur. La longueur d'un tube varie entre 34 cm et 4.1m. Les tubes sont collés en groupes de 4,5 ou 7 sur des circuits imprimés faits de façon à former des "pads". Les dimensions moyennes d'un "pad" sont de  $20 \times 30$  cm. Les "pads" sont à la fin connectés électriquement en groupes de cinq dans la direction radiale en formant les tours.

La précision sur la mesure de l'énergie dans le baril ( $52^\circ < \theta < 128^\circ$ ) est paramétrisée

avec la formule suivante [4] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV}) \quad (1.12)$$

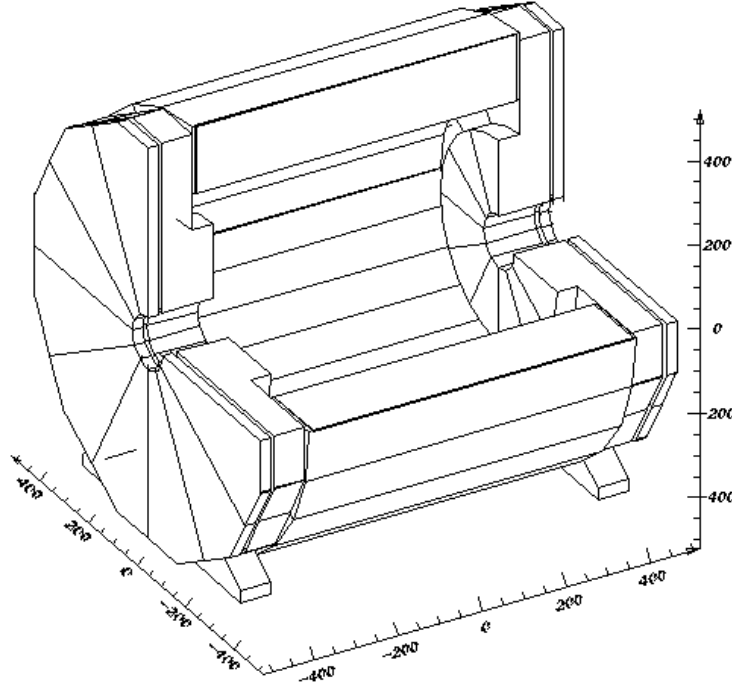


FIG. 1.6 – Schéma du HCAL

Avant 1994, les “streamer” tubes ont été lus en groupes de plusieurs détecteurs par le même canal électronique. Pour augmenter la granularité un nouveau système indépendant a été mis en place. Il s’agissait de lire individuellement les cathodes de chaque “streamer” tube. L’amélioration dans la granularité est d’un facteur 3 en  $\phi$  et 5 en R. Avec l’utilisation combinée des deux systèmes de lecture on améliore la séparation  $\pi/\mu$ , la détection de particules neutres à longue vie, la séparation entre deux gerbes et la précision de mesure de l’énergie. Ce nouveau système fonctionne déjà dans le baril dès 1995, il fonctionnera aussi dans les bouchons à partir de 1996.

### 1.3 Reconstruction des événements

La chaîne de reconstruction des événements dans DELPHI est montrée dans la figure 1.7. Elle est divisée en deux parties : la partie **A** *analyse* a été opérante pendant toutes les années de prise de données (1989→1995), la partie **B** *étiquetage des événements* a été mise en place pour le run à 130 GeV de novembre 1995 (période P3 de LEP).

La partie haute du diagramme est commune : il s’agit du “processing” des données online (RAW data) par DELANA [10]. DELANA fait la reconstruction globale de l’évén-

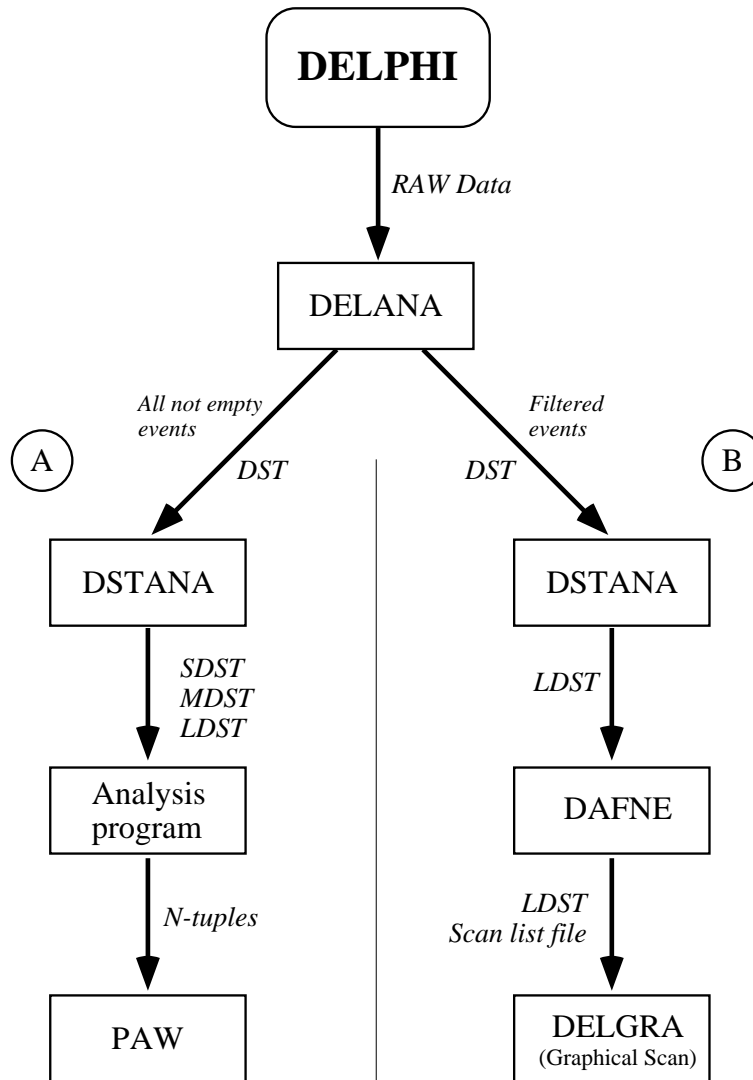


FIG. 1.7 – Diagramme représentant les deux différentes chaînes d’analyse de données

nement. Sa sortie est la DST qui contient les informations sur l’événement reconstruit, comme les traces reconstruites, l’identification de particules, les informations brutes des détecteurs de DELPHI les plus importants. Dans le diagramme sont montrés deux canaux de sortie de DELANA : l’un (A) est constitué de tous les événements exceptés ceux ayant été identifiés comme vides [11], dans l’autre (B) il y a une présélection qui rejette les événements à petits angles (comme les interactions à deux photons). Les événements qui ne sont pas vides ou étiquetés comme cosmiques et qui ont une impulsion manquante dans le plan transverse supérieure à 1.9 GeV ou une énergie visible dans le plan transverse supérieure à 11.0 GeV passent dans le flux B. Le facteur de réduction de ces coupures sur l’ensemble des déclenchements est  $\sim 270$ . Le taux de déclenchement dans le flux B a été de 1200 événements par jour [12]. DSTANA (DST ANALysis software)[13] est une collection de logiciels pour une identification sophistiquée des particules utilisant toutes les connaissances sur DELPHI. En plus dans DSTANA vient d’être fait l’étiquetage

des particules de beauté et des corrections de deuxième niveau. Sa sortie peut être MDST (Mini DST), SDST (Short DST) ou LDST (Long DST). La Mini DST et la Short DST contiennent des informations résumées de l'événement alors que la Long DST est constituée de la DST et de l'ensemble des informations d'identification de DSTANA.

Après DSTANA les deux flux de données sont traités différemment :

- A** *analyse* : la sortie de DSTANA est lue par un programme d'analyse plus traditionnel qui crée par exemple des n-tuples (informations très condensées et spécifiques à l'analyse). Les n-tuples sont ensuite lus avec PAW (Physics Analysis Workstation)[14] de façon à faire de l'analyse interactive ce qui signifie produire des histogrammes et appliquer les coupures d'analyse directement sur les données ;
  
- B** *étiquetage des événements* : le but ici est d'identifier le maximum d'événements et pouvoir confirmer avec la visualisation graphique les candidats de nouvelle physique. La sortie de DSTANA est lue par DAFNE (Delphi Analysis For New Events) [15] qui étiquette les événements et produit des listes alphanumériques des événements avec leurs différentes étiquettes d'identification. Les résultats de DAFNE sur toutes les données de P3 sont résumés dans le tableau 1.1. Ces listes sont utilisées dans le scan graphique pour aider l'opérateur à mieux identifier l'événement. Le logiciel utilisé pour faire le scan graphique est DELGRA (DELphi GRAphics for interactive event viewing)[16]. Le taux journalier d'événements analysés graphiquement pendant P3 a été de 200.

Nombre total d'événements étiquetés par DAFNE	23965 (L=5.5pb <sup>-1</sup> )	
Type d'étiquette	Candidats	%
<b>Total des étiquettes de nouvelle physique</b>	<b>3460</b>	
Événements sans étiquetage	1281	37.00 %
Événements avec de l'énergie manquante	1564	45.00 %
Événements topologiques	716	21.00 %
Événements avec quatre jets ou plus	243	7.00 %
Événements $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans le canal $jj\ell$	4	0.11 %
Événements $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans le canal $jjjj$	26	0.75 %
Événements $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans le canal $ll$	8	0.23 %
Événements $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$	14	0.40 %
Événements avec un seul lepton	21	0.60 %
Événements H standard dans le canal $jj\nu\bar{\nu}$	26	0.75 %
Événements H standard dans le canal $jj\ell\bar{\ell}$	1	0.04 %
Événements $H^+H^-$	78	2.30 %
Événements hA	33	0.95 %
Événements de lepton excité	172	5.00 %
Événements à deux fermions et deux photons	6	0.17 %
<b>Total des étiquettes de physique standard</b>	<b>20505</b>	
Événements Compton	507	2.50 %
Événements à deux photons	13796	67.00 %
Événements de retour radiatif ou $Z^0$	746	3.60 %
Événements à deux fermions	8543	42.00 %
Événements avec seulement un photon	35	0.17 %
Événements cosmiques	3452	17.00 %

TAB. 1.1 – Résultats d'étiquetage de DAFNE sur toutes les données du run de novembre 1995 (P3). Un événement peut avoir plusieurs étiquettes. Tous les événements des nouvelles physiques ont été analysés avec la visualisation graphique et classifiés comme événements de physique standard.

# Bibliographie

- [1] LEP storage ring, technical notebook, CERN 1989.
- [2] G. Altarelli et al., “Physics at LEP2”, CERN-96-01 ;  
F. Richard, “LEP2 Workshop Physics/Machine Interface”, talk at the final LEP200 workshop general meeting, 22 November 1995 ;  
J. Gareyte, “LEP2 Parameters and Performances”, talk at 1996 Chamonix conference.
- [3] DELPHI collaboration, “The DELPHI Detector at LEP”, Nucl. Instr. and Meth., **A303**(1991)233-276.
- [4] DELPHI collaboration, “Performance of the DELPHI detector”, CERN-PPE/95-194.
- [5] DELPHI collaboration, “DELPHI progress report”, CERN/LEPC 84-16 (1984).
- [6] Brand et al., Nucl. Instr. and Meth. **A283**(1989)567.
- [7] M. Berggren et al., Nucl. Instr. and Meth. **225**(1984) 477 ;  
A. Cattai et al., Nucl. Instr. and Meth. **A235**(1985)310 ;  
V. Gracco et al., Nucl. Instr. and Meth. **A252**(1986)572 ;  
F.L. Navarria et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257**(1987)499 ;  
H.G. Fischer, Nucl. Instr. and Meth. **A265**(1988)218 ;  
A. Algeri et al., CERN-PPE/95-04 (1995).
- [8] DELPHI collaboration, “Proposal for the Replacement of the Small Angle Calorimeter of DELPHI”, CERN/LEPC/92- 6, 1992 ;  
S.J. Alvsvaag et al., “The DELPHI Small Angle Tile Calorimeter”, contribution to the IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Norfolk, USA, 1994, Submitted to IEEE Trans. Nucl. Sci. (DELPHI 94- 157/CAL 120) ;  
DELPHI collaboration, “Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP”, contributed paper eps0528 to the EPS-HEP Conference, Brussels 1995 (DELPHI 95-68/PHYS 503).
- [9] M. Ellila, Acta Polytechnica Scandinavica, Appl. Phys. Se. 159 (1988) ;  
N.A. Filatova, Nucl. Instr. and Meth. **A243**(1986)91 ;  
G.D. Alekseev et al., Nucl. Instr. and Meth. **A269**(1988)652.
- [10] DELPHI collaboration, DELANA user’s guide, DELPHI 89-44 PROG 137 (1989).

- [11] J. Wickens, "DELANA Tags for 1991 Data", DELPHI 91-20/PHYS 91 - PROG 160.
- [12] P. Rebecchi, Presentation at P3 meeting, 18 October 1995.
- [13] DST Analysis Libraries Writeup, DELPHI Analysis Software Task Groups, 14 July 1994.
- [14] Application Software Group, "PAW Physics Analysis Workstation", CERN Program Library Long Writeup Q121.
- [15] S. Navas, P. Rebecchi, A. Trombini, "DAFNE program description", DELPHI 96-46 PROG 215.
- [16] D. Bertrand, F. Carena, F. Giacomini, J-C. Marin, L. Pape, M. Witek, DELGRA DELPHI Graphics for Interactive Event Viewing, User Manual 9 October 1995, Ver. 0.93.



## Chapitre 2

# Fonctionnement et utilisation des détecteurs d'herméticité

## Table des matières du chapitre

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>25</b>
<b>2.2</b>	<b>Les compteurs à 40°</b>	<b>26</b>
2.2.1	L'idée	27
2.2.2	Les tests	32
2.2.2.1	Test des tubes photomultiplicateurs dans un champ magnétique	32
2.2.2.2	Test des compteurs avec un faisceau de particules	35
2.2.2.3	Test des compteurs avec des rayons cosmiques	37
2.2.3	Les performances	38
2.2.3.1	Efficacité des compteurs dans la détection des jets	39
2.2.3.2	Efficacité des compteurs dans la détection des muons	39
2.2.3.3	Efficacité des compteurs dans la détection des électrons	40
<b>2.3</b>	<b>Les compteurs à 90°</b>	<b>42</b>
<b>2.4</b>	<b>Les compteurs en phi</b>	<b>44</b>
<b>2.5</b>	<b>TOF</b>	<b>45</b>
<b>2.6</b>	<b>FCB</b>	<b>47</b>
<b>2.7</b>	<b>Les logiciels d'utilisation</b>	<b>48</b>
2.7.1	HERLIB	48
2.7.2	TOFLIB	49
<b>2.8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>49</b>

---

Le contenu de ce chapitre est une description détaillée des détecteurs installés dans DELPHI afin d'améliorer l'herméticité de détection des photons énergiques.

La description a été divisée en deux parties : la première porte sur l'installation et le fonctionnement de chaque détecteur, la seconde sur les logiciels développés pour l'utilisation des détecteurs d'herméticité.

## 2.1 Introduction

Avant la naissance du projet d'amélioration de l'herméticité de DELPHI au cours de l'année 1990, la situation des régions faibles au niveau de la détection des particules neutres est la suivante (Fig.1.2) :

- Dans la région à  $40^\circ$  : à  $40^\circ$  et  $140^\circ$  en  $\theta$ , entre la HPC et le FEMC. C'est la région entre le baril et les bouchons où normalement sont installés les câbles des détecteurs plus internes. La zone est de  $\sim 5^\circ$  en  $\theta$ .
- Dans la région à  $90^\circ$  : à  $90^\circ$  en  $\theta$ , il y a une région de  $\pm 1.29^\circ$  d'inefficacité de détection de tous les types de particules sur toute la rangée de  $\phi$ . Les seuls détecteurs qui couvrent cette région sont le VD et l'OD.
- Zones en  $\phi$  : entre les modules de la HPC. Ils sont de l'ordre de  $2^\circ$  en  $\phi$  et sont répétés chaque  $15^\circ$  en  $\phi$  à partir de  $7.5^\circ$ .

La dimension totale des zones est à peu près de 2.31 stéradians, soit 18.5 % de la couverture géométrique de DELPHI. Voir le tableau 2.1 pour les contributions des différentes régions faibles dans l'entière acceptation géométrique de DELPHI.

Région faible	$\Delta\Omega$	% de la couverture géométrique de DELPHI
à $40^\circ$	0.75 stéradians	6.0 %
à $90^\circ$	0.28 stéradians	2.3 %
en $\phi$	1.28 stéradians	10.2 %
<b>Total de régions faibles</b>	<b>2.31 stéradians</b>	<b>18.5 %</b>

TAB. 2.1 – Liste des régions faibles et aux dimensions

Ces régions inefficaces dans la détection de photons ont été couvertes par l'installation de compteurs d'herméticité et par l'utilisation de détecteurs déjà utilisés dans DELPHI pour un objectif différent.

Les compteurs d'herméticité sont :

- les compteurs à  $40^\circ$  ;
- les compteurs à  $90^\circ$  ;
- les compteurs en  $\phi$ .

Les détecteurs déjà installés dans DELPHI mais utilisés pour améliorer l'herméticité sont :

- TOF
- FCB

Les logiciels développés pour décoder les informations provenant des détecteurs d'herméticité et utilisés pour étiqueter les événements avec des photons perdus dans les régions faibles sont :

- HERLIB
- TOFLIB

## 2.2 Les compteurs à $40^\circ$

La première tentative pour couvrir la région inefficace dans la détection de photons entre la HPC et le FEMC<sup>1</sup> a été effectuée dans l'hiver 1992. Elle consiste en l'insertion d'un sixième d'anneau de plomb entre l'ID et la TPC, à  $\theta = 40^\circ$  [1]. Le principe était que l'anneau augmente la probabilité d'interaction d'un photon avec la matière, et augmente donc le développement d'une gerbe électromagnétique facilitant la détection du passage du photon. L'application de ce principe n'a pas été complètement positive et l'installation de l'anneau a causé quelques détériorations dans la reconstruction des traces par la TPC plutôt que des améliorations dans la détection des photons. Le projet a donc été abandonné et l'anneau démonté dans l'hiver 1993.

Les difficultés pour couvrir la région à  $40^\circ$  sont essentiellement au nombre de deux : le manque d'espace pour l'installation d'un éventuel calorimètre électromagnétique et la présence de beaucoup d'obstacles<sup>2</sup> dans les lieux d'installation.

La solution a été d'installer des compteurs de photons dont le but est simplement de voir le passage des photons et non plus de mesurer l'énergie. Les compteurs sont petits et modulaires pour couvrir le mieux possible tout l'espace disponible.

La collaboration qui a permis la réalisation de ce projet est constituée par Bologne, Cern, Genova, Orsay, Paris VII et Stockholm.

---

<sup>1</sup>: Il s'agit d'une région de  $5^\circ$  en  $\theta$ , 6 % de la couverture géométrique de DELPHI

<sup>2</sup>: Par exemple des détecteurs, câbles, connecteurs, etc.

### 2.2.1 L'idée

Les compteurs à  $40^\circ$  sont destinés à étiqueter des photons qui s'échappent dans la région entre la HPC et le FEMC.

Chaque compteur est formé par un absorbeur en plomb de 2 cm d'épaisseur et un scintillateur de 1 cm d'épaisseur. Le détecteur de lumière utilisé est un tube photomultiplicateur (PMT) à grille fine<sup>3</sup>, fonctionnant dans le champ magnétique de DELPHI de 1.2 Tesla. La différence principale d'un "fine mesh" PMT par rapport à un PMT conventionnel est que les dynodes sont constituées par des grilles très fines (Fig. 2.1) : les grilles permettent au PMT de bien travailler même dans un intense champ magnétique. Le gain typique est de l'ordre de  $10^4$ , valeur que l'on peut obtenir avec une inclinaison de PMT par rapport à la direction du champ magnétique de  $30^\circ$  [3].

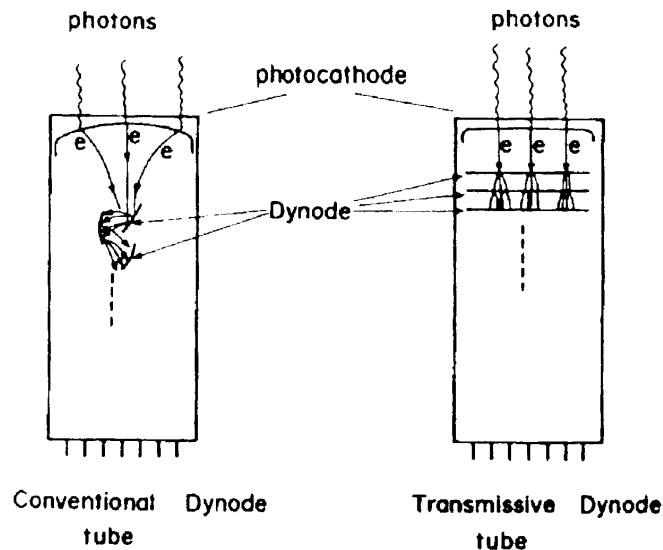


FIG. 2.1 – Schéma d'un tube photomultiplicateur traditionnel à gauche et à grilles fines à droite

La solution alternative à l'installation de PMTs dans le champ magnétique serait de lire la lumière produite par le scintillateur hors de DELPHI en utilisant de très longues fibres optiques. L'inconvénient est la très grande fragilité des fibres.

Les compteurs ont été installés pendant les arrêts 1993-94 et 1994-95 [2] en trois anneaux concentriques, comme il est montré dans la figure 2.2.

L'anneau extérieur est constitué par les compteurs de type A qui sont plongés dans la structure de support du RICH (Fig. 2.3). L'anneau intermédiaire est constitué par les compteurs B qui ont un côté courbe pour augmenter la couverture géométrique. Les compteurs C forment l'anneau intérieur. Les compteurs B et C sont installés sur les supports des câbles qui passent entre le bouchon et le baril de DELPHI (Fig. 2.4).

<sup>3</sup> Hamamatsu R5505

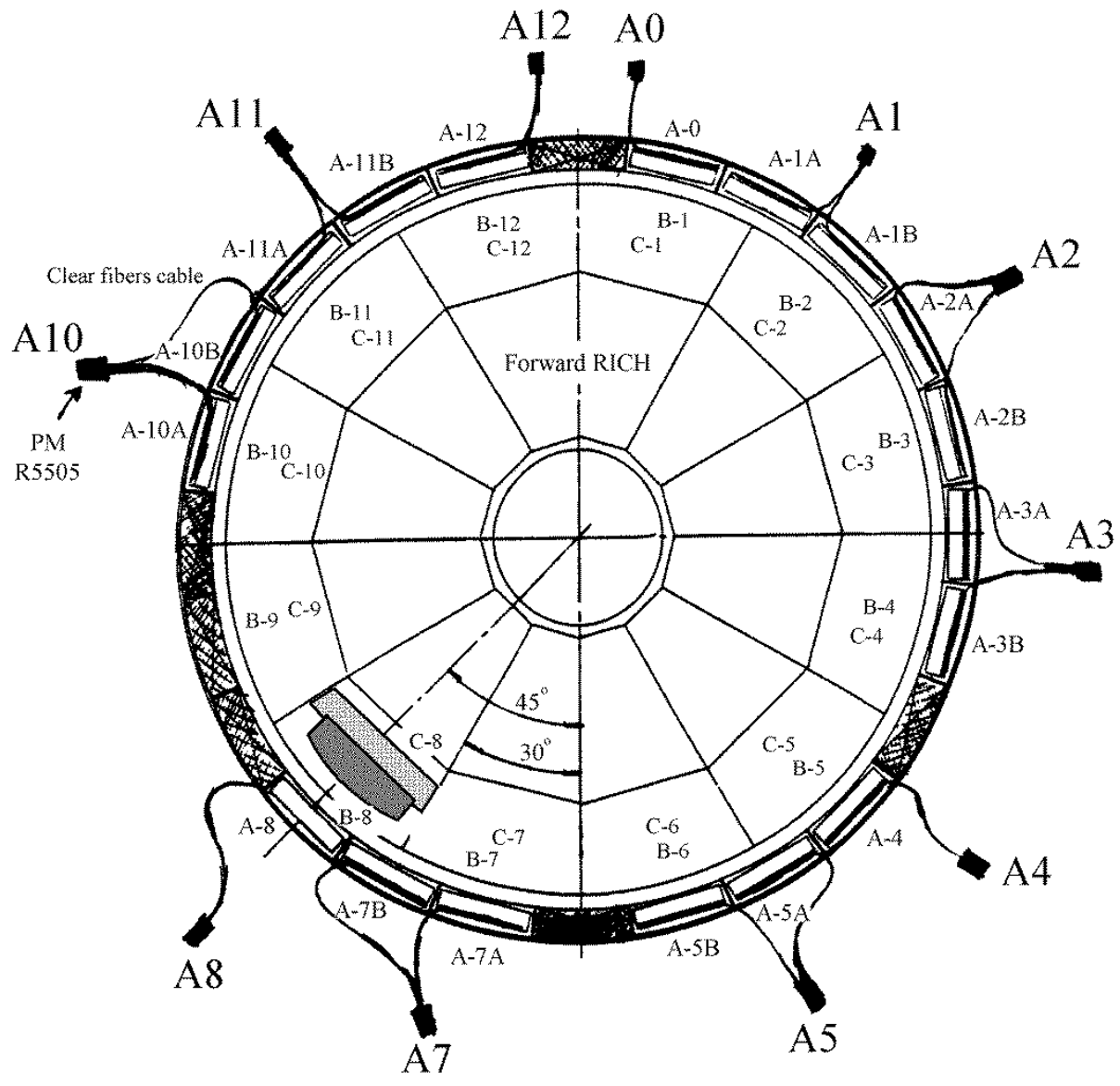


FIG. 2.2 – Position des compteurs à 40 ° dans le plan transverse

La forme et les dimensions de chaque compteur sont montrées dans la figure 2.5. Les compteurs sont équipés avec des fibres vertes “wave length shifters”. Les fibres vertes changent la longueur d’onde de la lumière produite par le scintillateur vers l’acceptance de la fenêtre optique de la photo-cathode du PMT. Les fibres sont collées sur le côté plus étroit des compteurs (Fig.2.6). L’extrémité des fibres la plus proche au compteur est alluminisée pour améliorer la collection de lumière, l’autre extrémité des fibres est équipée avec des connecteurs optiques.

La position et les dimensions d’un compteur dans le système de référence de coordonnées de DELPHI sont montrées dans le tableau 2.2.

Type Compteur	$\theta_{\text{centre}}$	$\phi_{\text{centre}}$	$z_{\text{centre}}$ (cm)	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$
A 40°	40.57°	75.00°	217.02	1.98°	12.59°
B 40°	38.63°	75.00°	188.19	2.37°	21.83°
C 40°	38.32°	75.00°	180.21	2.34°	30.63°

TAB. 2.2 – Position et dimensions du centre d’un compteur à 40° dans le système des coordonnées de DELPHI dans le coté C. Les autres compteurs sont reproduits en variant  $\phi$  de 15° en 15°. Le coté A est complémentaire au coté C

Comme le montrent les figures 2.2 et 2.3 il n’a pas été possible d’installer les PMTs à côté des compteurs A en raison d’un manque d’espace. La solution a été de prolonger les câbles optiques des compteurs avec d’autres câbles optiques de 1 m de longueur. Les câbles et les connecteurs ont été fabriqués au CERN et au Coimbra (Portugal). Les compteurs A sont lus par deux pour réduire au minimum le nombre des PMTs sans trop détériorer la granularité.

La figure 2.7 montre la structure de support particulièrement complexe des compteurs B et C. Les raisons de cette complexité sont : le petit espace disponible et la nécessité d’installer le tube photomultiplicateur avec une inclinaison de 30° par rapport à la direction du champ magnétique. Un compteur B et un compteur C sont lus par un seul PMT et un connecteur particulier à deux demi-coquilles a été développé pour brancher facilement les fibres au PMT. La figure 2.8 montre ce type de connecteur et la localisation de PMT.

Des LEDs (Light Emission Diodes) ont été installés dans les scintillateurs et dans les câbles à fibres optiques. Ces LEDs sont utilisés de façon automatique pour contrôler la stabilité de gain des PMTs.

L’électronique utilisée consiste en deux stades d’amplification (Fig. 2.9) : le premier est directement branché au PMT et produit à la sortie un signal bipolaire. Un transport de signal bipolaire permet l’élimination du bruit capté par le long câble du signal<sup>4</sup>. La soustraction est faite au niveau du deuxième stade d’amplification, dans le “line receiver”.

---

<sup>4</sup> 30 m dans notre cas

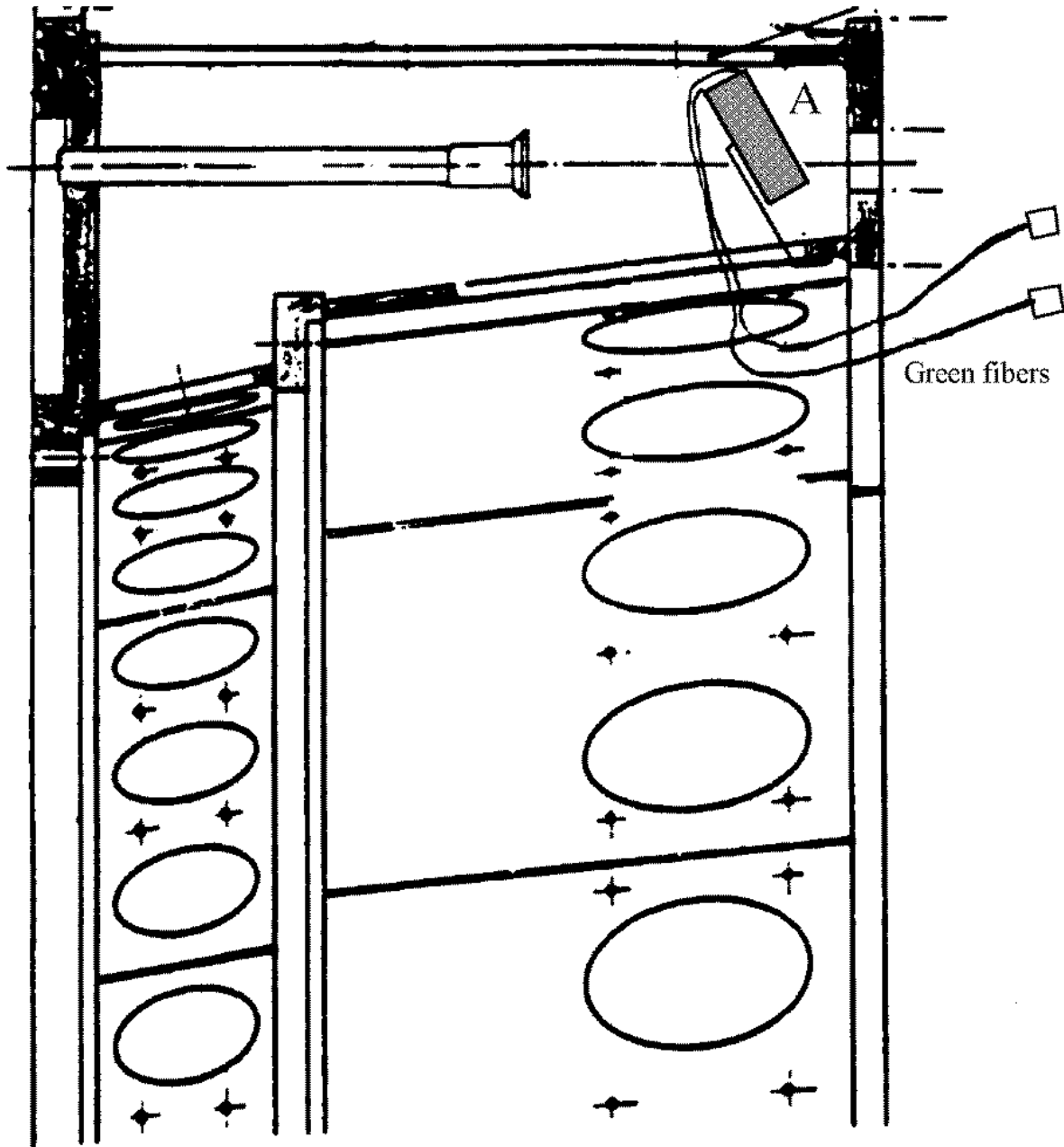


FIG. 2.3 – Position des compteurs à  $40^\circ$  du type A dans la structure de support du RICH



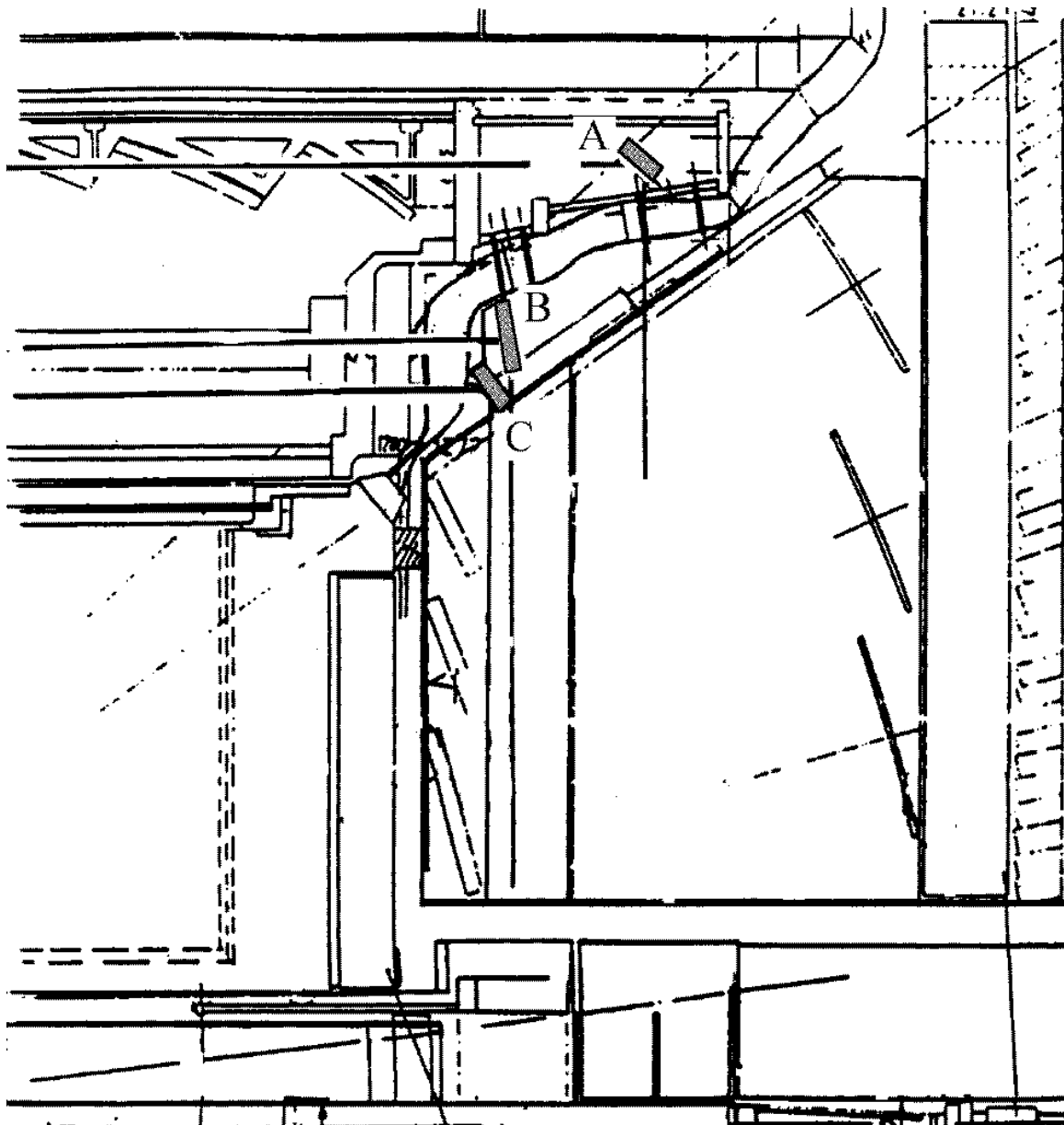


FIG. 2.4 - Position des compteurs à 40° dans le plan longitudinal

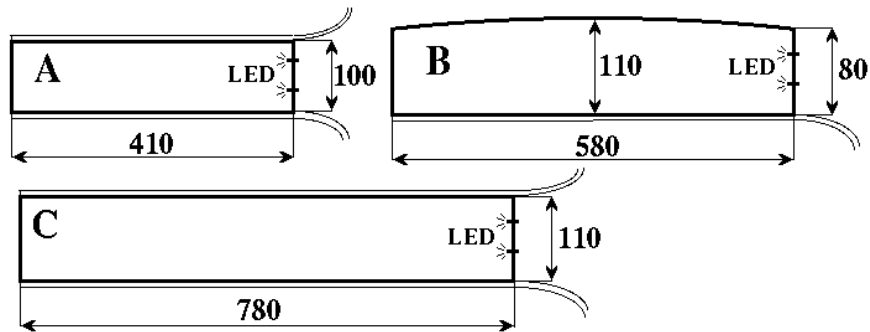


FIG. 2.5 – Forme et dimensions des compteurs à 40°

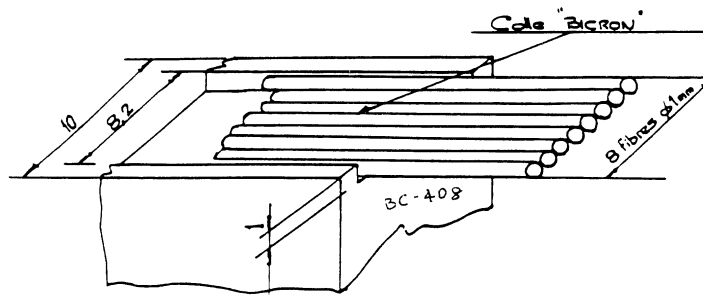


FIG. 2.6 – Détail du bord d'un compteur à 40° avec en évidence le système de collage des fibres

Le "line receiver" a aussi la fonction de mise en forme du signal. Un convertisseur analogique/digital (ADC) termine la chaîne électrique. Le standard de la chaîne utilisé est le FASTBUS.

## 2.2.2 Les tests

Beaucoup de tests ont été faits avant et pendant la mise en fonctionnement des compteurs. Les plus intéressants sont les suivants :

### 2.2.2.1 TEST DES TUBES PHOTOMULTIPLICATEURS DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE

Le test des PMTs a été fait dans un champ magnétique variant entre 0 et 0.9 Tesla. Des faisceaux de muons et d'électrons ont été utilisés.

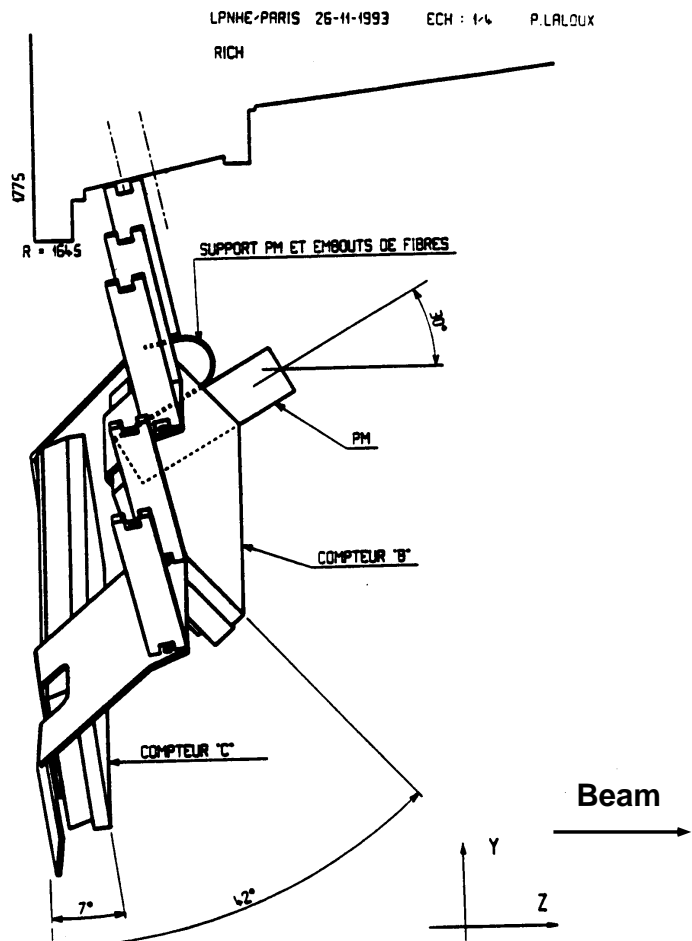
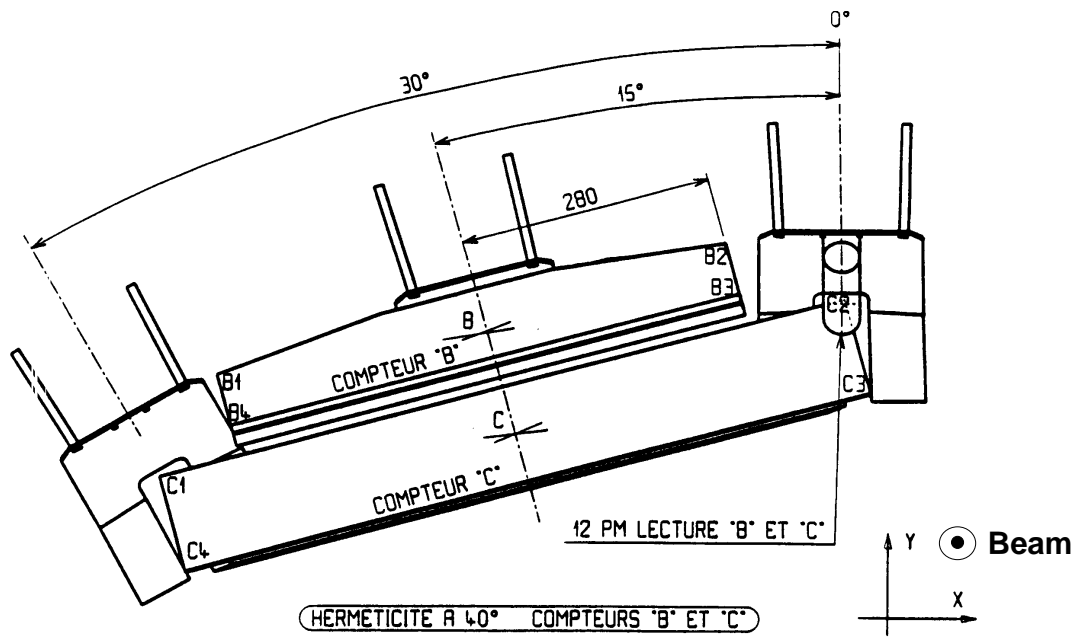


FIG. 2.7 – Structure de support pour les compteurs à 40° du type B et C

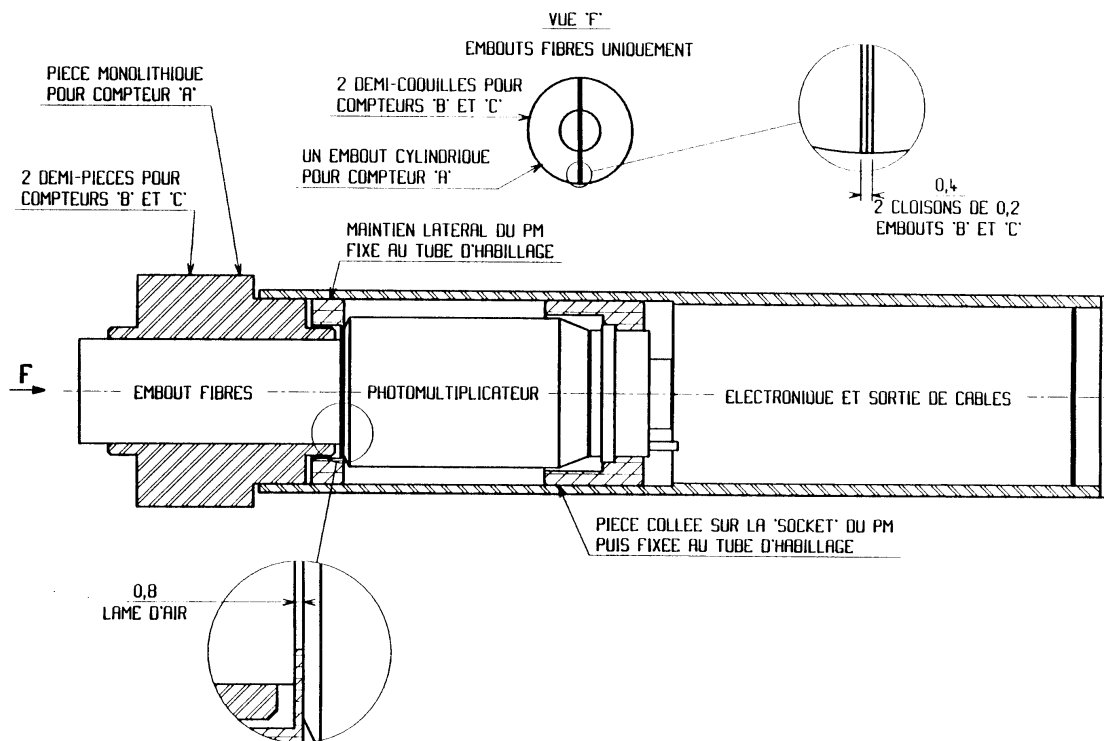


FIG. 2.8 – Section transversale d'un boîtier de photomultiplicateur pour les compteurs à 40° ; le connecteur optique est aussi montré

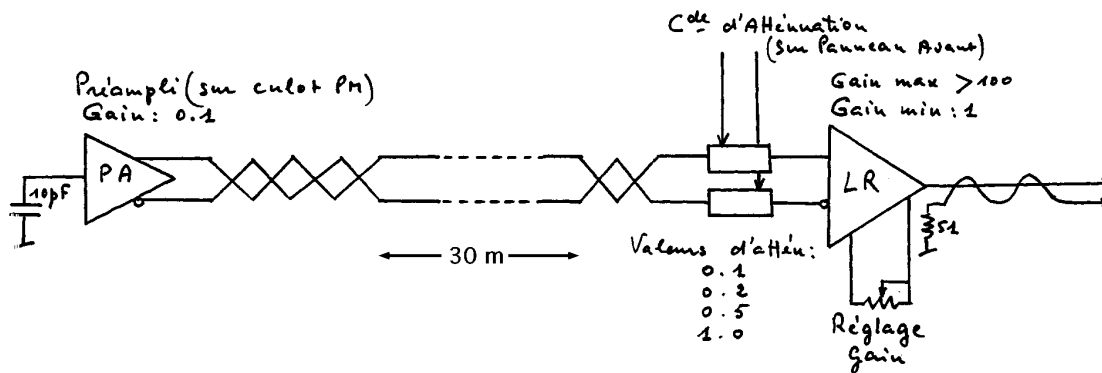


FIG. 2.9 – Schéma électronique d'amplification en deux stades des compteurs à 40°

Le premier résultat obtenu est l'équation suivante :

$$R(V) = \left( \frac{V}{V_0} \right)^{6.9} \quad (2.1)$$

où  $R(V)$  est le facteur de changement du signal d'un PMT R5505 à une tension d'alimentation  $V$  par rapport au signal à la tension  $V_0$ . La paramétrisation obtenue ne dépend pas de la valeur du champ magnétique.

Un test élaboré [4] a été fait pour déterminer le facteur de réduction du nombre de photo-électrons (NPE) et du signal en fonction de l'intensité du champ magnétique. La réduction de NPE est causée par la réduction de la zone photosensible du PMT, laquelle commence à partir de la région plus externe. La réduction de signal est causée par la réduction de NPE et par la perte de photo-électrons entre les différentes dynodes. Pour étudier ces effets un PMT R5505 a été installé dans un aimant et illuminé avec des LEDs par plusieurs fibres optiques disposées concentriquement pour un total de 3 cercles. Le cercle plus intérieur ( $R < 1.75$ ) cm est illuminé avec le LED1, le cercle intermédiaire ( $2.5 < R < 3.6$  cm) par le LED2, le plus extérieur ( $5.5 < R < 6.5$  cm) par le LED3.

Un des résultats de ce test est montré dans la figure 2.10 : la réduction du nombre de photo-électrons en fonction de l'intensité du champ magnétique est linéaire. En effet la réduction est plus rapide à l'extérieur du photocathode qu'à l'intérieur comme le montre le coefficient angulaire plus grand pour le LED3 que pour le LED1 (voir figure). En extrapolant à 1.2 Tesla on obtient le résultat suivant<sup>5</sup> :

$$\text{Facteur de réduction de NPE pour } B = 0 \rightarrow 1.2\text{T} = 3.2 \quad (2.2)$$

La figure 2.11 montre la réduction du signal en fonction de l'intensité du champ magnétique. On y montre les résultats indépendants obtenus à DELPHI et à DESY[3]. L'extrapolation à 1.2 Tesla donne les résultats suivants :

$$\text{Facteur de réduction de signal pour } B = 0 \rightarrow 1.2\text{T} = 20.0 \quad (2.3)$$

En conclusion on perd dans le signal un facteur  $\sim 3.2$  par réduction de NPE et un facteur  $\sim 6.3$  par la réduction de gain dans la multiplication des électrons par les dynodes.

#### 2.2.2.2 TEST DES COMPTEURS AVEC UN FAISCEAU DE PARTICULES

Des faisceaux de pions à différentes énergies ont été utilisés pour étudier le signal des compteurs en fonction de l'énergie de la particule[5]. Dans la réalisation du test sur faisceaux on a cherché à reproduire le plus possible les mêmes conditions expérimentales que celles que l'on trouve dans DELPHI.

---

<sup>5</sup>: Moyenne sur la surface de la photo-cathode

## Number of PhotoElectrons reduction due to magnetic field

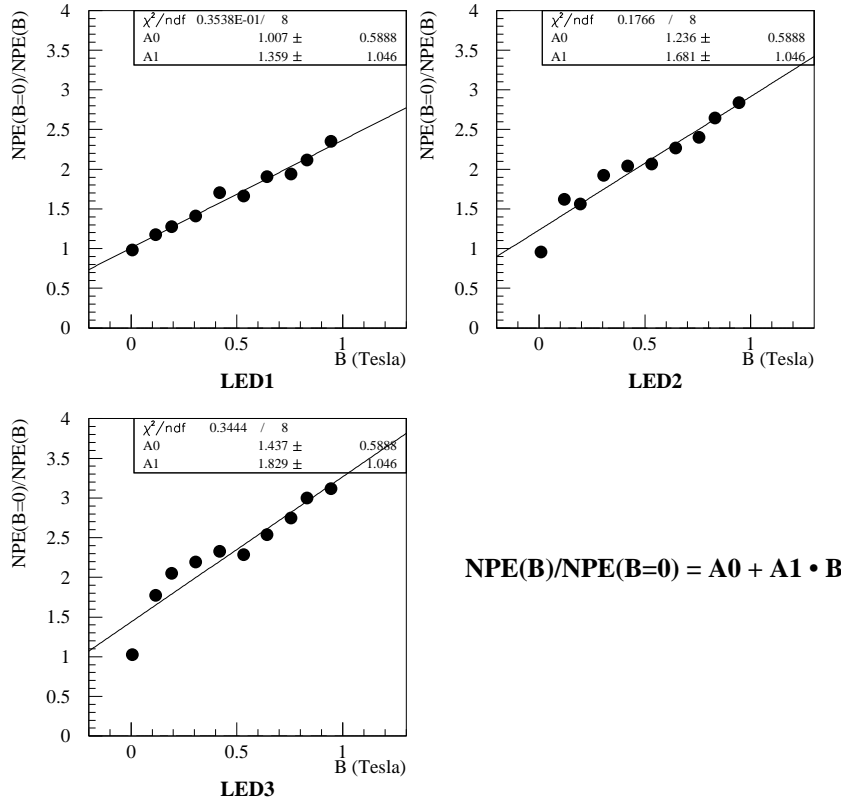


FIG. 2.10 – Compteurs à  $40^\circ$  : réduction sur le nombre de photo-électrons en fonction de l'intensité du champ magnétique. Voir le texte pour des explications plus détaillées

Le principal résultat de ce test sur faisceaux est montré dans la figure 2.12 avec le signal calculé en nombre de particules au minimum de ionisation en fonction de l'énergie des faisceaux. Il y a trois groupes de courbes : le groupe du milieu montre les moyennes, les groupes supérieur et inférieur montrent les valeurs moyennes  $\pm$  l'incertitude. Chaque groupe contient trois courbes, une pour chaque type de compteurs, donc A, B et C. Pour le compteur A, les résultats avec champ magnétique nul et avec  $B = 0.9$  Tesla sont montrés.

Le changement dû au champ magnétique est négligeable, et indique que le développement de la gerbe avant et dans le compteur n'est pas influencé par le champ magnétique. La figure montre aussi la résolution très basse sur la mesure de l'énergie<sup>6</sup> : il n'est pas possible d'utiliser les compteurs à  $40^\circ$  comme un calorimètre, donc la fonction primaire est d'étiqueter le passage d'un photon.

<sup>6</sup> La résolution est au niveau de 75 % pour des particules de 10 GeV

## Signal reduction due to magnetic field

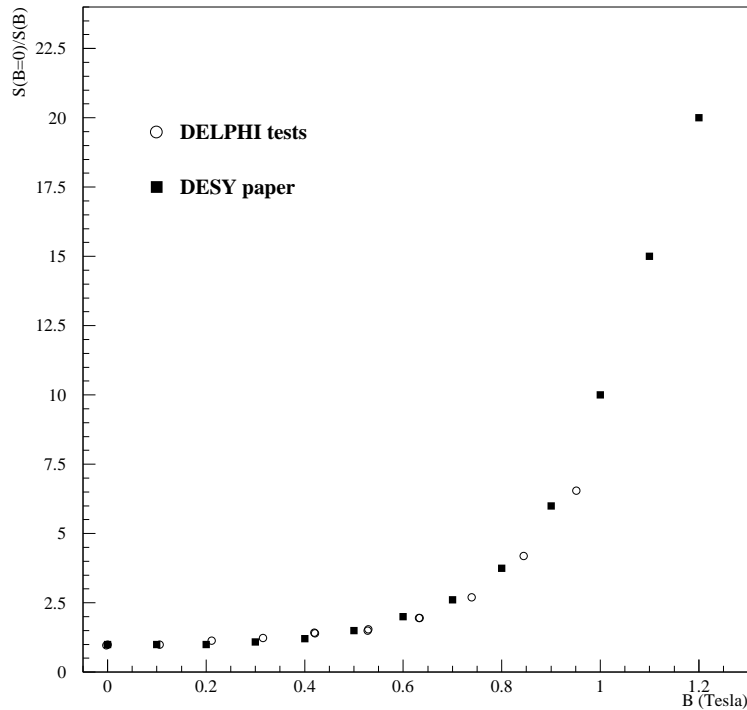


FIG. 2.11 – Compteurs à  $40^\circ$  : réduction sur le signal en fonction de l'intensité du champ magnétique

### 2.2.2.3 TEST DES COMPTEURS AVEC DES RAYONS COSMIQUES

Des tests systématiques utilisant des rayons cosmiques ont été faits sur tous les compteurs installés dans DELPHI. Ces tests sont nécessaires pour contrôler que la réponse soit uniforme entre les trois différents types de compteurs et entre les compteurs du même type.

La réponse des compteurs a été testée avec des PMT Hamamatsu H3165 qui sont bien différents des PMT R5505 installés dans DELPHI. Les résultats n'ont donc pas une signification absolue mais seulement relative (à cause par exemple du différent rendement quantique entre les deux PMT).

Le nombre moyen de photo-électrons vus par chaque type de compteur a été :

- Compteurs A :  $22.0 \pm 0.6$  ;
- Compteurs B :  $53.4 \pm 1.3$  ;
- Compteurs C :  $47.6 \pm 1.1$ .

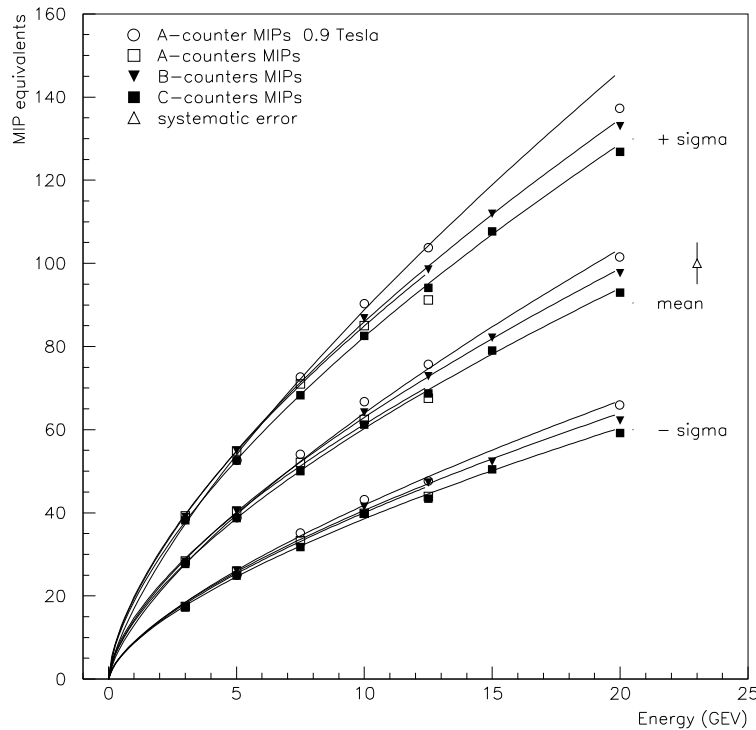


FIG. 2.12 – Compteurs à  $40^\circ$  : relation entre l'énergie mesurée et le nombre des particules au minimum de ionisation

Le nombre de photo-électrons vus par les compteurs B et C est plus grand pour deux raisons : la première est un effet géométrique, la longueur plus grande du bord de compteur avec les fibres pour les compteurs B et C comporte une meilleure collection de lumière car l'angle solide de ce bord par rapport au centre du compteur est supérieur pour B et C ainsi que pour A. La deuxième raison est la longueur supérieure des fibres et la présence de connecteurs optiques pour les compteurs A.

### 2.2.3 Les performances

Des données réelles prises pendant les années 1994 et 1995 ont été utilisées pour évaluer les performances des compteurs à  $40^\circ$  [6].

Plusieurs études ont été faites, mais les plus importantes sont décrites dans le texte qui suit.

Une première analyse d'évaluation d'efficacité de détection d'énergie électromagnétique dans les jets a été faite pour avoir une première et grossière évaluation de fonctionnement des compteurs. Cette analyse est aussi utilisée en temps réel pour contrôler le fonctionnement des compteurs.

La deuxième analyse décrite est l'évaluation de l'efficacité de détection de muons de



45 GeV. Cette analyse sert pour déterminer la réponse de compteurs au MIPs et pour mesurer l'acceptance géométrique de compteurs.

Le troisième et le plus important test est le calcul de l'efficacité de détection des électrons de différentes énergies. Ce test montre que les compteurs sont suffisamment performants pour détecter de l'énergie électromagnétique échappée dans la région à  $40^\circ$ .

Dans toutes les études, la soustraction des piédestaux a été faite avec la méthode de soustraction de bruit cohérent. On parle de bruit cohérent quand le bruit de chaque compteur vient de la même source. La contribution de ce bruit sur un compteur qui a donné un signal peut être évaluée en faisant la moyenne des signaux vus dans les compteurs vides restants. L'utilisation de cette méthode a permis de réduire efficacement le taux des faux signaux dans les compteurs.

### 2.2.3.1 EFFICACITÉ DES COMPTEURS DANS LA DÉTECTION DES JETS

Seuls les événements avec deux jets et avec un jet dans l'acceptance d'un des compteurs ont été sélectionnés. L'acceptance est définie en  $\theta$  comme  $\theta_{\text{centre de compteur}} \pm 2.5^\circ$  et en  $\phi$  comme  $\phi_{\text{centre de compteur}} \pm 15^\circ$  pour les compteurs B et C et  $\phi_{\text{centre de compteur}} \pm 7.5^\circ$  pour les compteurs A. L'efficacité est définie comme le rapport du nombre de fois que le compteur a donné un signal quatre fois supérieur à la largeur du piédestal et le nombre total de jets avec l'axe dans l'acceptance du compteur. Le niveau de faux signaux est défini comme le rapport entre le nombre des signaux<sup>7</sup> non corrélés à la présence d'un jet et le nombre des signaux corrélés aux jets. Les résultats sont les suivants :

Efficacité moyenne pour les compteurs A = 66 %  
Taux de faux signaux pour les compteurs A = 1-2 %

Efficacité moyenne pour les compteurs BC = 80 %  
Taux de faux signaux pour les compteurs BC = 1-2 %

Le calcul de l'efficacité de détection des jets est une évaluation grossière de la vraie efficacité de détection d'énergie électromagnétique des compteurs. L'efficacité de détection de jets est un bon instrument pour contrôler le fonctionnement des compteurs en temps réel grâce à la grande statistique d'événements hadroniques. Il faut rappeler que les jets contiennent aussi des hadrons neutres qui ne sont pas détectés par les compteurs. Un autre facteur est la définition de l'acceptance géométrique qui n'est pas très précise dans le cas de jets.

### 2.2.3.2 EFFICACITÉ DES COMPTEURS DANS LA DÉTECTION DES MUONS

La sélection des événements a été la suivante : on demande deux particules chargées dans l'événement qui proviennent du vertex primaire ; l'angle entre les deux particules

---

<sup>7</sup>. Toujours quatre fois la largeur du piédestal

chargées doit être supérieur à  $179^\circ$ . Les deux particules chargées doivent être identifiées comme muons ; l'identification est faite avec les chambres à muons et le calorimètre hadronique, avec un veto sur l'énergie électromagnétique de 10 GeV.

L'angle  $\phi$  du muon est utilisé pour prédire le compteur. Une fois le compteur trouvé, on demande à la direction polaire du muon d'être entre  $37^\circ$  et  $40^\circ$  (compteurs BC) ou entre  $39^\circ$  et  $42^\circ$ . La même chose est faite dans l'hémisphère opposé. Les figures 2.13a et 2.13b montrent la bonne corrélation entre la position en  $\theta$  et  $\phi$  des muons et la position des compteurs (Tab. 2.2). L'efficacité et le taux de faux signaux sont définis de la même façon que pour les jets. Les valeurs moyennes de l'efficacité de détection de muons et de taux de faux signaux sont les suivantes (Fig. 2.13c et 2.13d) :

Efficacité moyenne pour les compteurs A = 37.5 %  
Taux de faux signaux pour les compteurs A = 0.1 %

Efficacité moyenne pour les compteurs BC = 51 %  
Taux de faux signaux pour les compteurs BC = 0.04 %

### 2.2.3.3 EFFICACITÉ DES COMPTEURS DANS LA DÉTECTION DES ÉLECTRONS

La sélection est inclusive afin de mieux étudier l'efficacité en fonction de l'impulsion de l'électron. Les coupures sont les suivantes : on considère les événements avec une seule particule chargée dans la région  $30^\circ < \theta < 50^\circ$  et dans l'hémisphère opposé, et un angle d'isolation par rapport à la particule la plus proche supérieure à  $30^\circ$  ; la particule doit provenir du vertex primaire et avoir une impulsion entre 1 GeV et 50 GeV. Cette particule est ensuite identifiée comme électron en utilisant les critères suivants : l'absence de signal des chambres à muons, une énergie hadronique plus petite que 2 GeV, une identification utilisant  $dE/dx$  de la TPC.

Les sources de ce type d'électrons sont des interactions à deux photons, des événements Compton<sup>8</sup> des désintégrations de tau, des désintégrations radiatives du  $Z^0$  en deux électrons.

La définition de l'acceptance, de l'efficacité et des taux de faux signaux est la même qu'avec les muons. L'efficacité obtenue en fonction de l'impulsion de l'électron et avec une coupure sur le signal de quatre fois la largeur du piédestal est montrée dans la figure 2.14.

Pour une impulsion supérieure à 10 GeV on obtient les résultats suivants :

Efficacité moyenne pour les compteurs A  $\geq$  90 %  
Taux de faux signaux pour les compteurs A = 0.1 %

Efficacité moyenne pour les compteurs BC  $\geq$  95 %  
Taux de faux signaux pour les compteurs BC = 0.04 %

---

<sup>8</sup> Il s'agit de l'interaction d'un électron du faisceau avec un photon virtuel émit par un positron de faisceau opposé. Après l'interaction, le positron reste dans le conduit du faisceau, l'électron est dévié à grand angle dans le baril de DELPHI et rayonne un photon à petit angle dans le bouchon

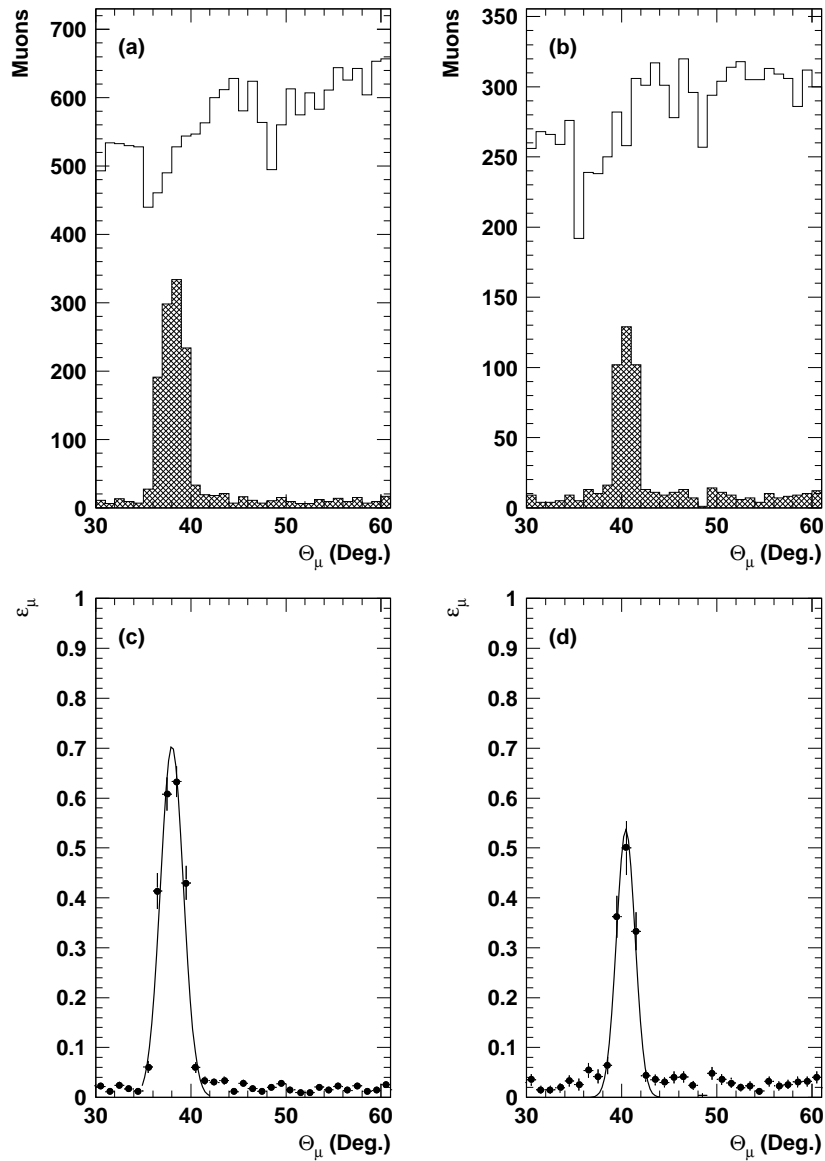


FIG. 2.13 – Distribution angulaire de muons détectés par les compteurs BC (a) et A (b). L’histogramme ouvert montre la distribution de l’échantillon de muons utilisés dans l’analyse, l’histogramme foncé montre la distribution de muons qui laissent un signal significatif dans un compteur. Les figures (c) et (d) montrent l’efficacité de détection de muons en fonction de la direction en  $\theta$  du muon, pour les compteurs BC et A respectivement

## 40° counters: Efficiency in detecting electrons

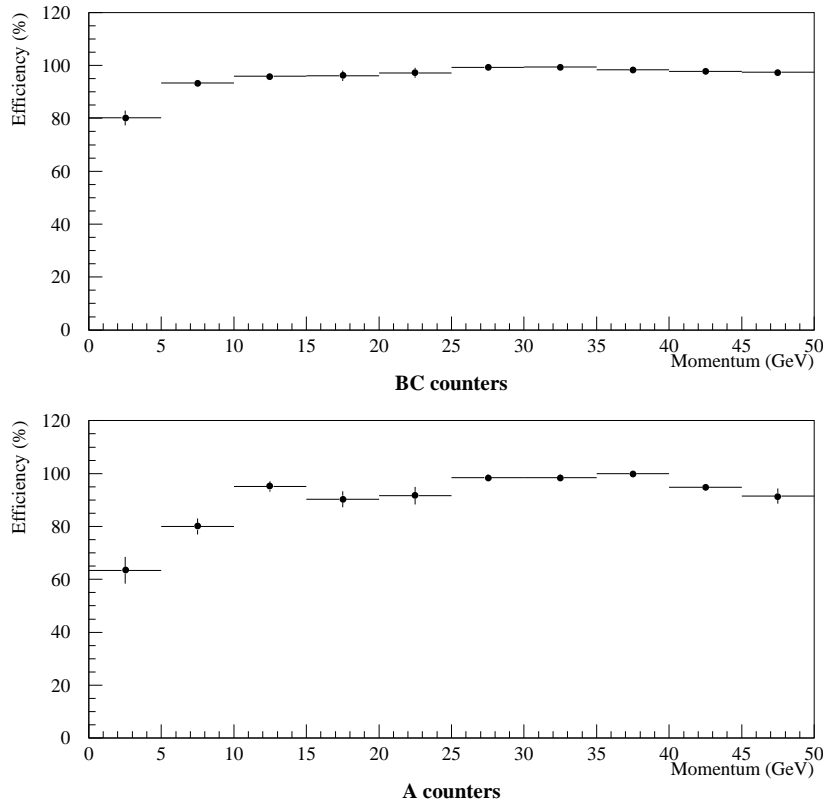


FIG. 2.14 – Efficacité des compteurs à 40° dans la détection des électrons en fonction de l’impulsion des électrons

Pour des impulsions supérieures à 20 GeV, l’efficacité de détection des électrons est supérieure à 98 %. La raison de la petite inefficacité toujours présente est essentiellement de nature géométrique, car pour les compteurs A il n’a pas été possible de couvrir uniformément en  $\phi$  la région à 40° (cf. paragraphe 2.2.1).

### 2.3 Les compteurs à 90°

La présence d’un anneau de renforcement pour le cryostat empêche l’installation de la HPC dans la région de 90° en  $\theta$  pour un  $\Delta\theta$  de  $\sim 2^\circ$ . Cette région faible dans la détection électromagnétique représente  $\sim 2.3\%$  de l’acceptance géométrique de DELPHI. Pour couvrir cette région un système de 24 compteurs a été mis en place. La position et les dimensions d’un compteur dans le système des coordonnées de DELPHI sont montrées dans le tableau 2.3. Les compteurs ont été installés (1991-92) à une distance de 2.1 m du point d’interaction et chaque compteur couvre une région en  $\Delta\theta \times \Delta\phi$  de

$1.53^\circ \times 14.38^\circ$ . Il faut remarquer que la région faible n'est pas complètement couverte par les compteurs à  $90^\circ$  en raison de la nécessité d'avoir de l'espace libre pour bouger en  $z$  les modules de la HPC. Ceci est nécessaire pour l'alignement des modules. La figure 2.15 montre la géométrie d'un compteur : 2 cm de scintillateur NE110 précédés par 2 cm ( $3.6 X_0$ ) de plomb fonctionnant comme convertisseur. Les dimensions d'un compteur sont  $2\text{cm} \times 5.6\text{cm} \times 53\text{cm}$ . Le signal de lumière est lu par une barrette "wave length shifters" (WLS) qui suit les deux bords du scintillateur. Un câble de fibres est ensuite collé au WLS pour transmettre la lumière à des PMTs standards<sup>9</sup> situés hors du solénoïde de DELPHI. La longueur du câble est de 7 m. Des tests sur faisceaux ont montré une efficacité de détection de MIP de  $97 \pm 1\%$  [7].

Type Compteur	$\theta_{\text{centre}}$	$\phi_{\text{centre}}$	$z_{\text{centre}}$ (cm)	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$
$90^\circ$	$90.0^\circ$	$270.00^\circ$	0.00	$1.53^\circ$	$14.38^\circ$

TAB. 2.3 – Position et dimensions du centre d'un compteur à  $90^\circ$  dans le système des coordonnées de DELPHI. Les autres 23 compteurs sont reproduits en variant  $\phi$  de  $15^\circ$  en  $15^\circ$

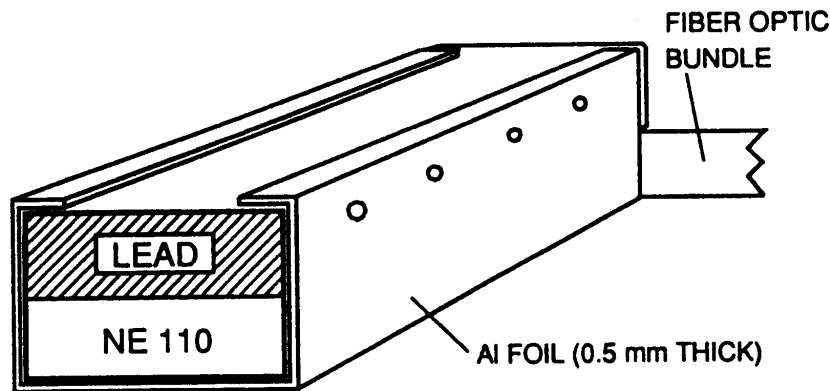


FIG. 2.15 – Structure d'un compteur à  $90^\circ$

Une analyse faite sur les données prises dans l'année 1994-95 a montré une efficacité de 45 % dans la détection des jets. Pour les mêmes raisons expliquées dans le paragraphe 2.2.3.1 cette efficacité donne seulement une indication grossière de la vraie efficacité de détection d'énergie électromagnétique du compteur.

<sup>9</sup> Hamamatsu R647-01

Cette efficacité peut être considérablement augmentée en utilisant le Outer Detector (OD). L'OD est un détecteur utilisé dans la reconstruction de traces, installé dans le baril de DELPHI qui n'a pas de région faible autour de  $90^\circ$ . En effet l'OD peut "voir" la gerbe électromagnétique avec une bonne efficacité (voir figure 3.10). En combinant l'utilisation de l'OD et des compteurs à  $90^\circ$  on peut avoir une efficacité de  $\sim 90\%$  sur la totalité de l'angle solide de la région faible, dans le cas où le photon est converti avant d'arriver au OD.

## 2.4 Les compteurs en phi

Les compteurs en phi ont été conçus pour couvrir les régions faibles en  $\phi$  entre deux modules de la HPC. Ces régions sont au nombre de 24, chacune de  $2^\circ$  de largeur pour un total de  $10.2\%$  de la couverture géométrique de DELPHI. Les régions faibles sont également couvertes par le TOF mais pas où se trouvent les supports pour le solénoïde supraconducteur (voir le paragraphe 2.5) à  $\phi \sim 210^\circ$  et  $330^\circ$ . Dans ces régions particulièrement faibles, 36 compteurs ont été installés pendant l'arrêt de LEP dans l'hiver 1992-1993. La position et les dimensions d'un compteur en  $\phi$  dans le système de coordonnées de DELPHI sont montrées dans le tableau 2.4. Les dimensions de chaque compteur sont  $5\text{cm} \times 50\text{cm} \times 4\text{cm}$ , avec  $2\text{cm}$  de scintillateur et  $2\text{cm}$  de plomb. Le matériel et la méthode de lecture du signal utilisé sont les mêmes que pour les compteurs à  $90^\circ$  [8].

Type Compteur	$\theta_{\text{centre}}$	$\phi_{\text{centre}}$	$z_{\text{centre}}$ (cm)	$\Delta\theta$	$\Delta\phi$
$\phi$	$96.66^\circ$	$232.50^\circ$	-30.00	$10.96^\circ$	$1.11^\circ$

TAB. 2.4 – Position et dimensions du centre d'un compteur en  $\phi$  dans le système des coordonnées de DELPHI. Les autres compteurs sont reproduits en variant  $\phi_{\text{centre}}$  de  $15^\circ$  en  $15^\circ$  et en variant  $z_{\text{centre}}$  entre les valeurs fixes -213, -153, -90, -30 et les valeurs positives correspondantes

L'efficacité moyenne dans la détection de muons est de l'ordre de  $70\%$  [9]. La méthode utilisée pour calculer cette efficacité est très similaire à celle employée pour les compteurs à  $40^\circ$ .

Comme pour les compteurs à  $90^\circ$  les compteurs en  $\phi$  ne couvrent pas la totalité de l'angle solide des régions faibles en  $\phi$ . Il faut donc utiliser conjointement d'autres détecteurs, comme le TOF. On obtient ainsi une valeur de l'efficacité de détection électromagnétique  $>98\%$  [10].

## 2.5 TOF

Le TOF (Time Of Flight detector) est un système de 172 compteurs ( $355\text{cm} \times 19\text{cm} \times 2\text{cm}$ ) à une seule couche installée avec une symétrie axiale entre le solénoïde et l'HCAL. Les 172 compteurs sont séparés en  $z$  en deux groupes, un sur le côté  $z$  négatif et l'autre sur le côté  $z$  positif. Les compteurs couvrent l'angle polaire entre  $\theta=41^\circ$  et  $\theta=139^\circ$  avec une région non couverte à  $\theta=90^\circ$  de 6 cm ( $R=310$  cm,  $\Delta\theta = 2.2^\circ$ ). La couverture en  $\phi$  n'est également pas complète à cause des supports de la bobine supraconductrice. Ces régions faibles du TOF sont couvertes par les compteurs à  $90^\circ$  et par les compteurs en  $\phi$ . La structure du TOF et du compteur seul est montrée dans la figure 2.16. Le scintillateur utilisé est le NE110 : les deux extrémités du compteur sont pliées à  $180^\circ$  pour réduire l'encombrement. Chaque compteur est lu par deux PMTs. L'électronique de lecture est constituée d'un TDC (Time Digital Converter) et d'un ADC, pour chaque compteur. La résolution sur la mesure du temps est de 1.2 ns, l'efficacité de détection de MIPs est de 99.9 % [11].

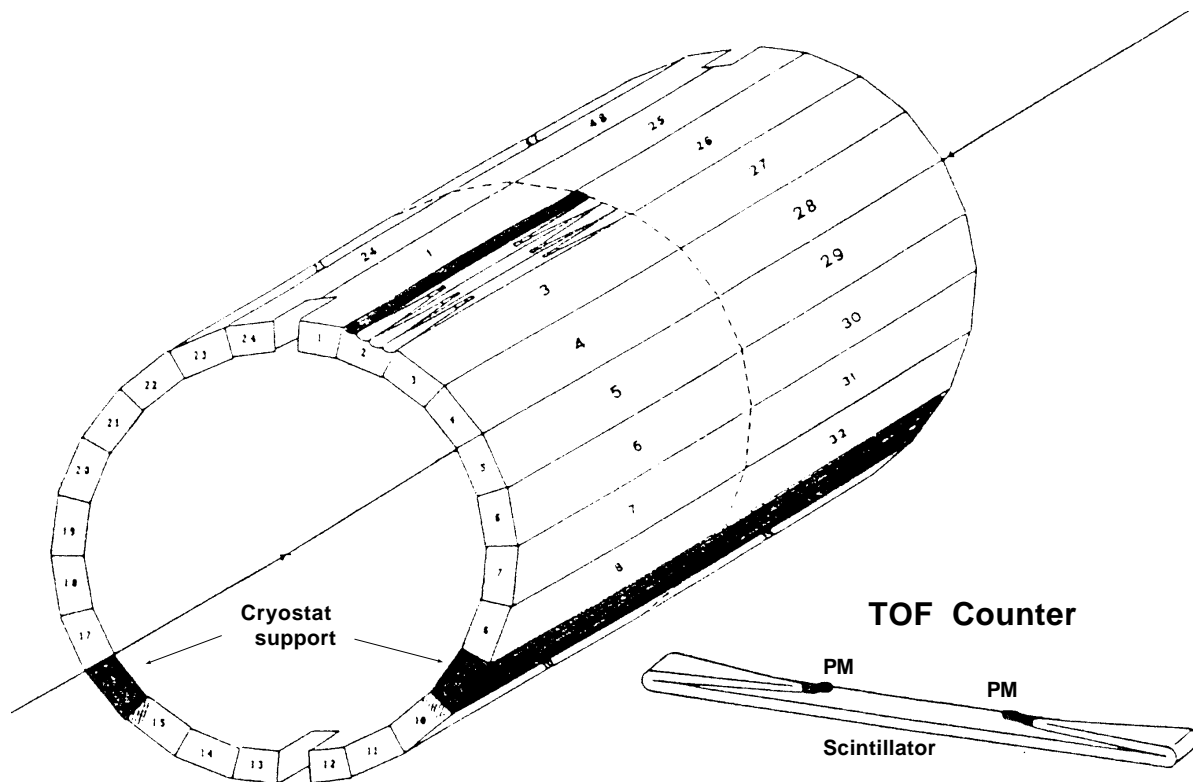


FIG. 2.16 – Structure du TOF et du compteur seul

Les principaux objectifs du TOF sont : une bonne mesure du temps de vol pour éliminer le cosmique, une mesure rapide du passage des particules pour les deux premiers stades du trigger [12].

Le TOF a aussi un rôle très important dans l’herméticité. En effet le TOF peut être utilisé pour détecter les photons perdus dans une des régions faibles en  $\phi$  de la HPC. La modalité d’utilisation du TOF comme compteur d’herméticité est simple : une particule électromagnétique échappée dans une région faible en  $\phi$  et qui donne une gerbe peut être détectée par un des scintillateurs du TOF car ils couvrent 91 % des régions faibles en  $\phi$ . Une étude comparative a démontré que l’efficacité du TOF de détection est la même pour les photons et pour les électrons. L’efficacité de détection des électrons en fonction de l’impulsion de la particule est montrée dans la figure 2.17. La bande est limitée par deux courbes. La courbe inférieure correspond au cas où la particule est dans l’acceptance d’un module HPC et la gerbe est donc absorbée par la matière du calorimètre. La courbe supérieure correspond au cas où la particule est passée dans une région faible en  $\phi$  qui est située entre deux modules de l’HPC : la gerbe n’est pas absorbée par l’HPC et l’efficacité est donc meilleure.

Les régions faibles en  $\phi$  ont donc moins de matière à traverser. L’efficacité du TOF de détection des électrons ou photons avec une impulsion supérieure à 10 GeV est de 98.5 % dans une région faible en  $\phi$  [13].

### TOF: Efficiency in detecting electrons and photons

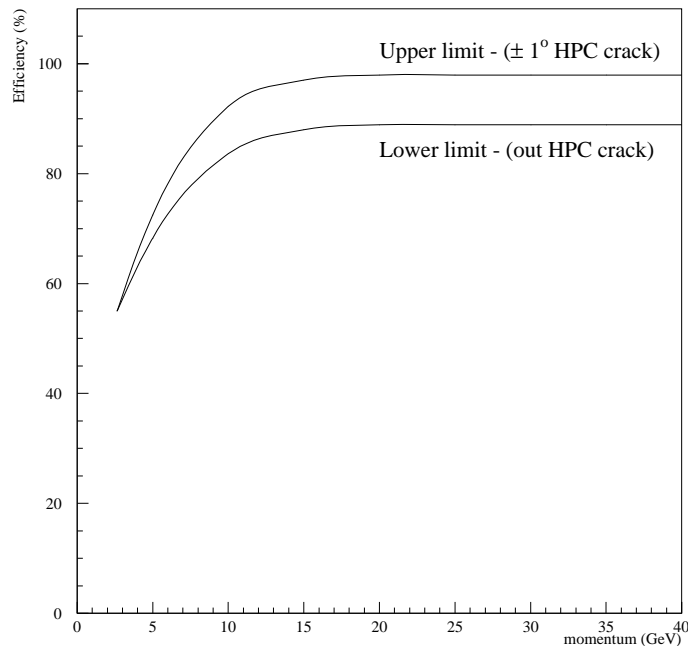


FIG. 2.17 – Efficacité du TOF dans la détection des photons et électrons en fonction de l’impulsion de la particule; deux cas sont montrés : quand la particule est entre deux modules (courbe supérieure), quand la particule est dans un module de l’HPC (courbe inférieure)



## 2.6 FCB

La FCB (Forward Chamber B, voir chapitre 1) peut être aussi utilisée comme détecteur de photons qui s'échappent dans la région faible à  $40^\circ$ . Le principe d'utilisation est le suivant : quand un photon passe dans la région à  $40^\circ$  il est très probable qu'il interagisse avec la matière présente dans la région et qu'il produise une gerbe électromagnétique. Les particules chargées de cette gerbe sont à basse impulsion et spiralisent suivant l'axe z et peuvent donc donner un signal dans la FCB. Ce signal, défini comme TE (Track Element), est normalement très isolé et non associé à aucune autre trace, il est donc facilement identifiable. De plus le niveau de bruit électronique dans la FCB est très bas.

Un algorithme a été développé pour définir et fabriquer de bons amas des TEs de FCB. Un bon amas est défini avec un ou plusieurs TEs de la FCB qui n'ont été associés à aucune trace. La séparation maximale en  $\theta$  dans un amas entre deux TEs doit être inférieure à  $10^\circ$ . La position de l'amas est calculée en faisant la moyenne des coordonnées cartésiennes des TEs et seulement les amas avec  $\theta$  entre  $25^\circ$  et  $35^\circ$  et dans l'hémisphère opposé sont acceptés.

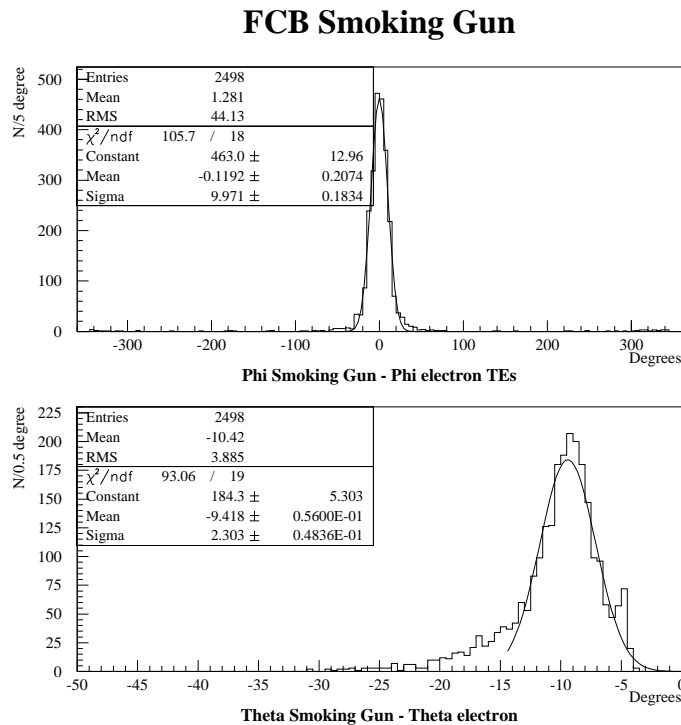


FIG. 2.18 – Relation en  $\phi$  et  $\theta$  entre l'électron et la position de l'amas reconstruit par la FCB

La figure 2.18 montre la bonne corrélation entre la position des amas des TEs de FCB et la position de la particule dans la région faible à  $40^\circ$ . Des diffusions Bhabha prises dans l'année 1994 ont été utilisées. La première distribution montre la différence en  $\phi$  entre les amas des TEs et l'électron, la deuxième distribution montre la même différence mais en

$\theta$  : on obtient une bonne corrélation et les résolutions suivantes :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{vetoFCB}}(\phi) &= 10^\circ \\ \sigma_{\text{vetoFCB}}(\theta) &= 2^\circ\end{aligned}$$

La résolution en  $\phi$  est plus grande qu'en  $\theta$  à cause de l'ouverture de la gerbe électromagnétique par l'effet du champ magnétique. La distribution en  $\theta$  est déplacée de  $10^\circ$  parce que l'FCB est déplacé de  $7^\circ$  par rapport à la direction de la particule dans la région à  $40^\circ$ . En plus l'FCB voit les produits de l'interaction de la particule avec la matière du DELPHI à un  $z$  différent de point d'interaction à cause du champ magnétique. La valeur de  $10^\circ$  est une moyenne car la gerbe électromagnétique ne commence pas toujours au même endroit.

L'efficacité du veto FCB dans la détection de passages d'électrons dans la région faible à  $40^\circ$  est de 92 %. On peut supposer la même efficacité lors de passages de photons à cause du même type de gerbe électromagnétique. Cette affirmation a été confirmée avec une analyse utilisant un petit échantillon d'événements radiatifs. En combinant l'utilisation des compteurs à  $40^\circ$  et le veto FCB l'efficacité de détection d'un photon énergétique dans la région faible est supérieure à 99 %.

## 2.7 Les logiciels d'utilisation

Afin de rassembler les informations de différents détecteurs de photons échappés dans une des régions faibles de DELPHI, deux logiciels ont été élaborés : HERLIB et TOFLIB. L'application pratique de ces outillages est montrée dans le chapitre 3.

### 2.7.1 HERLIB

HERLIB[14] (HERmeticity LIBrary) est une collection des différents logiciels permettant de décoder et d'utiliser facilement les informations des compteurs à  $40^\circ$ , à  $90^\circ$ , en  $\phi$  et le veto FCB. La soustraction des piédestaux est faite en utilisant des informations mémorisées dans un fichier alphanumérique, qui peut être mis à jour indépendamment du logiciel HERLIB. Une des options de HERLIB est de fournir la position dans l'espace de chaque compteur : cette fonction est utilisée par exemple par le logiciel de visualisation graphique de DELPHI.

La fonction la plus importante de HERLIB est la création de TEs, i.e. des entités géométriques qui synthétisent en quelques variables la position du compteur ayant donné le signal et l'intensité du signal en unités de largeurs du piédestal. L'incertitude sur la position de TE, sa dimension et la charge totale mesurées sont données par le logiciel de création de TEs. Le TE est créé seulement si l'amplitude du signal est d'au moins quatre fois la largeur du piédestal.

L'étape suivante est de voir si l'origine des TEs provenant de détecteurs d'herméticité est une particule qui a échappé à la détection du reste de DELPHI. Le critère principal

pour répondre à cette question est un critère d'isolation qui dépend du détecteur d'herméticité considéré; un TE est accepté si une des conditions suivantes est vérifiée<sup>10</sup>:

- Compteurs à  $40^\circ$  ou à  $90^\circ$ : une isolation dans l'espace du TE par rapport à la particule chargée la plus proche de  $15^\circ$  et par rapport à la particule neutre la plus proche de  $20^\circ$  est demandée.
- Compteurs en  $\phi$ : une isolation de  $20^\circ$  en  $\phi$  par rapport à la particule la plus proche est demandée.
- Veto FCB: une isolation dans l'espace du TE par rapport à la particule chargée la plus proche de  $15^\circ$  et par rapport à la particule neutre la plus proche de  $30^\circ$  est demandée.

Le taux de faux TEs utilisant cette méthode est inférieur à 1 %. Dans le cas d'événements à haute multiplicité, donc hadroniques, les angles minimaux d'isolation sont augmentés par un facteur deux.

### 2.7.2 TOFLIB

TOFLIB [15] (TOF LIBrary) est une collection de logiciels qui permet de décoder et d'organiser de façon simple les informations provenant du TOF. Le logiciel le plus important pour nous s'appelle RFCLST. Il crée des amas à partir des TEs du TOF. Un TE du TOF synthétise dans des variables géométriques la position du compteur qui a donné le signal et l'amplitude du signal. Un amas est fabriqué avec des TEs voisins, avec des trous d'une séparation maximale d'un compteur. Le dernier stade est l'association des amas avec les traces des particules neutres et chargées déjà reconstruites dans DELPHI. Seuls les amas sans aucune particule associée sont retenus dans notre étude sur l'herméticité, car ils manifestent le passage d'une particule échappée dans une des régions faibles de DELPHI.

## 2.8 Conclusion

Beaucoup d'efforts ont été dépensés pour améliorer la détection d'énergie électromagnétique dans les régions faibles de DELPHI. Tous les détecteurs d'herméticité prévus pour le début de LEP200 ont été installés et ils marchent à partir du run de 1995. L'efficacité de détection des gerbes d'impulsion supérieure à 10 GeV, dans les différentes régions faibles, et par les différents détecteurs d'herméticité est montrée dans le tableau 2.5.

L'unique région qui n'est pas encore bien couverte est à  $90^\circ$ . Des améliorations peuvent être obtenues au niveau de l'électronique de lecture et au niveau de l'élaboration des données brutes. L'utilisation de l'OD avec le compteur à  $90^\circ$  peut aussi être améliorée.

---

<sup>10</sup>: Dans le cas d'événements à basse multiplicité, i.e. leptoniques

Région faible	$\Delta\Omega$	Détecteur utilisé	Efficacité
à 40°	6.0 %	Compteur à 40° <b>C. à 40° .OR. veto FCB</b>	~95.0 % <b>&gt;99.0 %</b>
à 90°	2.3 %	Compteur à 90° <b>C. à 90° .OR. veto OD</b>	~60.0 % <b>90.0 %</b>
en $\phi$	10.2 %	Compteur en $\phi$ <b>C. en <math>\phi</math> .OR. veto TOF</b>	~18.0 % <b>99.0 %</b>
<b>Total(max)</b>	<b>18.5 %</b>		<b>&gt;98.0 %</b>

TAB. 2.5 – Efficacité de détection des gerbes électromagnétiques de plus de 10 GeV dans les différentes régions faibles et par les différents détecteurs d’herméticité. L’efficacité tient compte de l’acceptance géométrique. Le total est calculé avec les valeurs maximales des différentes configurations

En conclusion l’efficacité de détection d’une gerbe électromagnétique d’impulsion supérieure à 10 GeV est supérieure à 98 %.

# Bibliographie

- [1] P. Antilogus, P. Vincent, “Effect on the 1992 DELPHI events of the Lead ring introduced between the ID and TPC”, DELPHI 92-168 Phys 251 (1992).
- [2] P. Bambade et al., “ Test and Installation of the 40 degree Counters during the 1993/1994 Shutdown”, DELPHI 94-48 HERM 1.
- [3] J. Janoth et al., “Response of Mesh- Type Photomultiplier Tubes in strong Magnetic Fields, DESY 93-119.
- [4] P. Andersson, Internal report, Stockholm November 1994.
- [5] K. Cankoçak, P. Andersson, A. Benvenuti, S. Holmegren, P. Rebecchi, “Study of the 40° counters in a test beam”, DELPHI 95-152 CAL 127.
- [6] F. Stichelbaut, “Study of the Performance of the 40° Counters with the 94 Data”, DELPHI 96-18 HERM 2.
- [7] M. Bozzo et al., “The DELPHI E.M. Calorimeter at 90°, DELPHI 89-66 CAL 71.
- [8] M. Bozzo, A. Cattai, S. Rossi,  $\Phi$  Tag Counters, DELPHI CAL 1, 13 April 1992.
- [9] S. Nemecek, Talk at Hermeticity meeting, 26 April 1995.
- [10] P. Yepes, “Photon Detection and  $\phi$ - taggers, DELPHI 92-45 GEN 130.
- [11] DELPHI collaboration, “The DELPHI detector at LEP”, Nucl. Intr. and Meth. A303(1991)233-276.
- [12] J.M. Benloch et al., “Physical Properties of the TOF (Time Of Flight) Scintillation Counters of DELPHI”, DELPHI 89-96 GEN 100.
- [13] R. Alemany, S. Cabrera, Various talks at Hermeticity meeting and private communications (1995).
- [14] P. Rebecchi, HERLIB, DELPHI official software area.
- [15] R. Alemany et al., TOFLIB, DELPHI official software area.



## Chapitre 3

# Vérification de l'herméticité avec les données de LEP1

## Table des matières du chapitre

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction : État des régions inefficaces pour la détection des photons dans DELPHI . . . . .</b>	<b>55</b>
<b>3.2</b>	<b>Vérification expérimentale de l’herméticité . . . . .</b>	<b>56</b>
<b>3.3</b>	<b>Les coupures de présélection . . . . .</b>	<b>56</b>
<b>3.4</b>	<b>Les coupures de sélection . . . . .</b>	<b>57</b>
<b>3.5</b>	<b>Résultats . . . . .</b>	<b>58</b>
3.5.1	Deux muons dans l’état final . . . . .	58
3.5.2	Deux jets à basse multiplicité . . . . .	60
<b>3.6</b>	<b>Effets sur l’analyse des compteurs d’herméticité . . . . .</b>	<b>62</b>
<b>3.7</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>69</b>
<b>A</b>	<b>Appendices . . . . .</b>	<b>70</b>
A.1	Probabilité de perdre un photon . . . . .	70

---



Ce chapitre est consacré à la vérification expérimentale de l'herméticité de détection de photons dans DELPHI. Cette vérification a été faite avec des données réelles prises à LEP1 pendant l'année 1994. L'objectif est de vérifier que la probabilité de perte de photons est de quelque pour-mille. Pour y arriver il faut attendre 99.9 % d'efficacité de détection des photons sur tout l'angle solide de DELPHI.

### 3.1 Introduction : État des régions inefficaces pour la détection des photons dans DELPHI

Avant l'installation [1] des compteurs d'herméticité pendant les années 1993 et 1994 les pertes de photons étaient situées :

- Dans la région à  $40^\circ$  : à  $40^\circ$  et  $140^\circ$  en  $\theta$ , entre la HPC et le FEMC. La zone est à peu près de  $5^\circ$  en  $\theta$ .
- Dans la région à  $90^\circ$  : à  $90^\circ$  en  $\theta$ , il y a une région de  $2^\circ$  -  $3^\circ$  d'inefficacité de détection de tous les types de particules quel que soit  $\phi$ . Les seuls détecteurs qui couvrent cette région sont le VD, l'OD et les chambres à muons.
- Zones en  $\phi$  : entre les modules de la HPC. Ils sont de l'ordre de  $2^\circ$  en  $\phi$  et sont répétés chaque  $15^\circ$  en  $\phi$  à partir de  $7.5^\circ$ .

La dimension totale des zones est à peu près de 2.31 stéradians, soit 18.5 % de la couverture géométrique de DELPHI. Ce chiffre donne une première estimation de la probabilité de perdre un photon, qui sera en réalité plus petite, à cause d'effets de bord du détecteur et des effets des gerbes produites par le photon qui interagit avec les parois du détecteur. Le but est de réduire cette probabilité au minimum d'un facteur 50, afin d'avoir une herméticité raisonnable.

Comme cela a été déjà mentionné (voir chapitre 2), plusieurs compteurs ont été installés pour couvrir les trois zones. Ils sont utilisés en association avec d'autres détecteurs non prévus pour cet usage :

- Région à  $40^\circ$  : couverte par le compteur à  $40^\circ$ , la chambre FCB et partiellement par le TOF.
- Région à  $90^\circ$  : couverte par le compteur à  $90^\circ$ , l'OD et partiellement par le TOF.
- Régions en  $\phi$  : couvertes par le compteur en  $\phi$  et le TOF.

Pour mieux comprendre les résultats présentés dans ce chapitre il faut aussi dire deux mots sur le STIC (voir chapitre 1). Le STIC couvre une région des angles entre 29 mrad et le bord inférieur du FEMC. L'installation de ce dispositif a permis de supprimer la zone morte de  $\sim 2^\circ$  entre le SAT (ancien luminomètre) et le FEMC.

## 3.2 Vérification expérimentale de l'herméticité

Dans la recherche de nouvelles particules, il est très important d'avoir la meilleure herméticité possible. En effet quand nous avons une particule perdue et des jets mal reconstruits ou plusieurs particules perdues, on simule un événement avec beaucoup de masse manquante: c'est le cas typique des nouvelles physiques avec des particules énergiques indétectables (exemple particules LSP de SUSY).

L'exercice permettant de comprendre l'herméticité de DELPHI est l'analyse d'une topologie générale dans la recherche de nouvelles particules: les événements leptoniques acoplanaires sans photons isolés (coplanarité = angle entre les deux leptons projetés sur le plan transverse à la direction des faisceaux).

L'analyse a été faite sur toutes les données leptoniques prises par DELPHI pendant l'année 1994.

Le processus de fond le plus dangereux dans cette analyse est un événement avec un ou plusieurs photons dans l'état final (FSR) où un des photons n'a pas été détecté. Ces événements sont caractérisés par une grande impulsion manquante dans le plan transverse ( $P_{T_M}$ ). A remarquer qu'à LEP2 il s'agit de la radiation à angle dans l'état initial (ISR) avec retour sur le boson Z, les photons sont donc beaucoup plus durs et isolés. En plus à LEP2 la probabilité de rayonner deux photons durs est plus importante qu'à LEP1.

Plus précisément, on peut simuler de la masse manquante dans les cas suivants :

- un photon est perdu et le reste de l'événement est mal reconstruit : l'exemple typique est la désintégration  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$  avec le  $\gamma$  non détecté et les jets hadroniques mal reconstruits. Le  $\gamma$  peut être FSR ou ISR ;
- deux photons perdus : l'exemple typique est la désintégration  $Z^0 \rightarrow f\bar{f}\gamma\gamma$  avec les deux  $\gamma$  durs, un perdu dans le tube à vide et l'autre perdu à grand  $\theta$ . Il s'agit typiquement d'ISR, donc d'événements fréquents de LEP2.

La méthode la plus efficace pour rejeter ce type de processus de fond consiste à rejeter tous les événements avec des photons isolés. L'objectif est donc d'avoir la plus petite probabilité de perte de photons possible, au niveau de quelque  $10^{-3}$ .

Pour ce qui concerne les signaux possibles, il y a de nombreuses topologies différentes de nouvelles physiques entrant dans ce type d'analyse: par exemple la recherche des neutralinos, des charginos, des sleptons, des Higgs (dans les canaux  $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$  et  $e^+e^- \rightarrow H\bar{f}f \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\bar{f}f$ ), des monojets, etc ...

## 3.3 Les coupures de présélection

L'analyse a été divisée en deux canaux :

- A : Deux muons dans l'état final: un des deux muons a été identifié avec le logiciel d'identification de muons MUCALL [2], demandant un critère d'identification faible.

Les charges des deux particules devaient être opposées. Seulement les particules avec  $25^\circ < \theta < 155^\circ$  et une impulsion bien mesurée ont été sélectionnées.

B : Deux jets à basse multiplicité : on demande deux jets dans l'événement reconstruit par JETSET, chaque jet peut avoir une ou trois particules chargées. Aucune coupure n'a été faite sur le nombre des particules neutres dans les jets. Seulement les particules avec  $25^\circ < \theta < 155^\circ$  et une impulsion bien mesurée ont été sélectionnées. Cette topologie inclut les taus et les électrons.

Les événements  $\mu^+\mu^-$  ont été éliminés de la catégorie B.

Les photons sont identifiés dans DELPHI par la HPC et le FEMC. Dans le cas où le photon est identifié par un des compteurs d'herméticité, on demande une isolation de la particule chargée la plus proche qui dépend du détecteur d'herméticité considéré (voir paragraphe 2.7.1) La fraction de vetos aléatoires des détecteurs d'herméticité est de  $0.91 \pm 0.05$  %. Cette valeur a été calculée avec la fraction d'événements leptoniques colinéaires (colinéarité  $< 10^\circ$ ), sans photons isolés et avec une énergie manquante inférieure à 10 GeV rejetés par les détecteurs d'herméticité. Les logiciels utilisés pour décoder les données des compteurs sont TOFLIB et HERLIB (voir le chapitre 2).

États finals	Coupure	processus de fond intéressé
$\mu^+\mu^-$	coplanarité $< 170^\circ$ Thrust $< 0.985$ $P_{tM} > 1.7$ GeV	Bhabha, $Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ et Physique $\gamma\gamma$ $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ Physique $\gamma\gamma$
deux jets à basse multiplicité	coplanarité $< 160^\circ$ Thrust $< 0.95$ $P_{tM} > 4.0$ GeV	Bhabha, $Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ et Physique $\gamma\gamma$ $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ Physique $\gamma\gamma$

TAB. 3.1 – Coupures de sélection utilisées pour les différents états finals et en relation avec le processus de fond

### 3.4 Les coupures de sélection

Si nous ne considérons pas l'existence d'une nouvelle physique, alors les événements à basse multiplicité de LEP1 sont des désintégrations leptoniques du boson Z, des diffusions  $e^+e^-$ , des interactions leptoniques à deux photons et des cosmiques. Pour le moment nous supposons qu'il n'y a pas de rayonnement des photons isolés dans l'état final. Par conséquent, les désintégrations en électrons et muons du boson Z et les interactions Bhabha sont coplanaires ; les désintégrations du Z en taus sont caractérisées par un thrust

proche de 1 ; les interactions à deux photons sont caractérisées par un petit  $Pt_M$ . Ce sont les variables à utiliser dans les coupures de sélection. Les coupures pour chaque type d'état final sont montrées dans le tableau 3.1. Le tableau montre aussi les processus de fond intéressés par chaque coupure.

## 3.5 Résultats

### 3.5.1 Deux muons dans l'état final

Après les coupures de présélection il reste 30657 événements. Ce chiffre correspond à une luminosité intégrée de  $50 \text{ pb}^{-1}$  prise par DELPHI pendant l'année 1994 ; la fraction d'événements  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  sélectionnée est de  $\sim 40 \%$ . La distribution de la masse visible de ces événements est montrée dans la figure 3.1a. La partie à petite masse visible représente les interactions à deux photons, la partie intermédiaire représente les désintégrations du Z en deux taus qui se désintègrent en muons dans l'état final et la partie autour de 90 GeV représente les désintégrations du Z en deux muons. La coplanarité de ces événements est montrée dans la figure 3.2. Comme prévu, il y a un pic à  $180^\circ$ , constitué par les désintégrations du Z en muons, et une longue queue constituée par les taus et les interactions à deux photons.

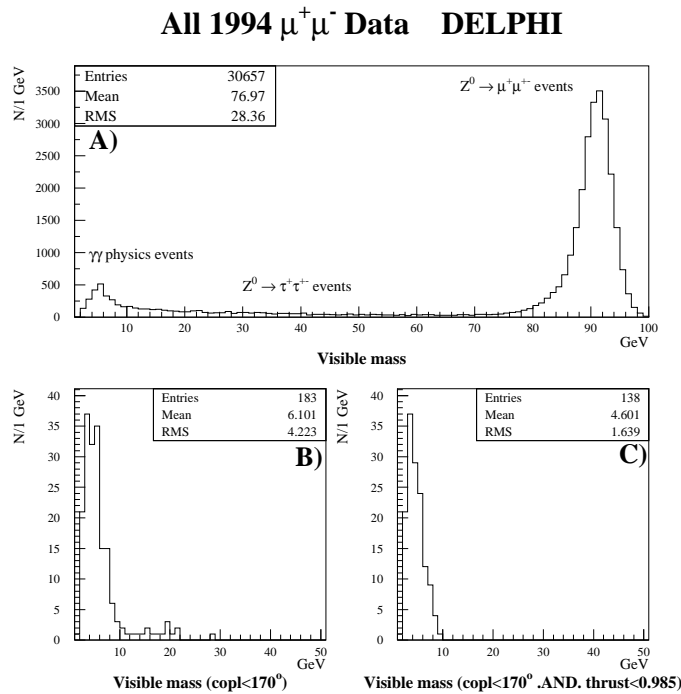


FIG. 3.1 – Masse visible pour tous les événements  $\mu^+ \mu^-$  : A) sans coupure, B) avec une coupure sur la coplanarité, C) avec en plus une coupure sur le thrust

Après la coupure sur la coplanarité (coplanarité  $< 170^\circ$ ) il reste 183 événements. Ces

événements sont essentiellement des taus et des intégrations à deux photons, comme le montre la figure 3.1b. Le thrust de ces événements est montré dans la figure 3.3 et encore une fois il est possible de séparer les taus proches du pic dont la valeur est 1, et les interactions à deux photons, qui sont dans la queue à petit thrust.

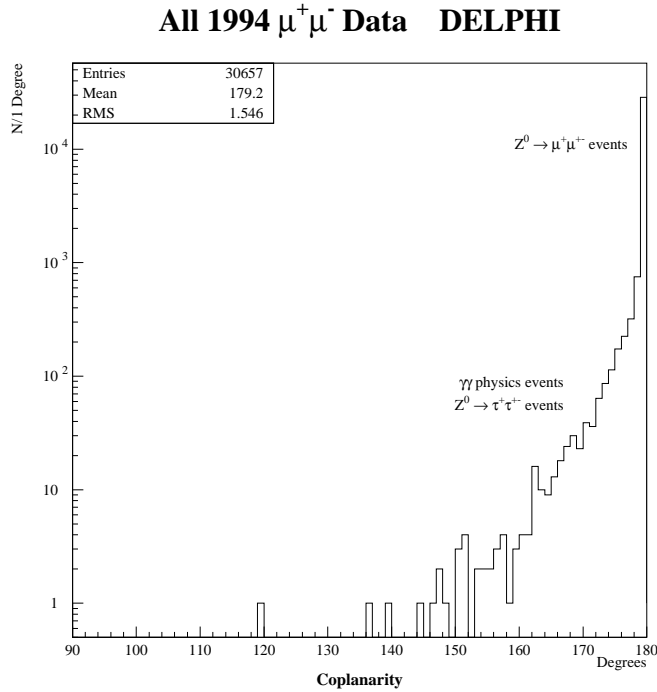


FIG. 3.2 – Coplanarité pour tous les événements  $\mu^+\mu^-$

Presque toutes les désintégrations de  $Z$  en taus sont rejetées par la coupure sur le thrust (thrust  $< 0.985$ ) comme il est montré dans la figure 3.1c : il reste seulement des événements à petite masse visible. Après la coupure sur le thrust il reste 138 événements. Ces événements sont essentiellement des interactions à deux photons.

La figure 3.4 montre la distribution du  $P_{tM}$  pour ces événements réels (points noirs) et pour des événements simulés de la physique à deux photons en muons (ligne continue). Les deux échantillons de simulation et des données ont été normalisés à la même luminosité, la section efficace après coupure correspondante est de 2.76 pb. Un bon accord entre les deux distributions a été obtenu. Il s’agit d’une distribution très importante car elle nous montre la limite supérieure de l’impulsion manquante permise par DELPHI. Si l’on exclut l’événement à 2 GeV dans la figure 3.4 (qui a été identifié comme un événement cosmique), la valeur maximale du  $P_{tM}$  dans DELPHI est de 1.7 GeV.

Le dernier commentaire sur la figure 3.4 porte sur la présence de deux régions dans la distribution : le pic a l’un des deux électrons perdus à un  $\theta$  exactement nul et l’autre à un  $\theta < 30 - 40$  mrad (figure 3.5a), la queue correspond au cas où les deux électrons ont des  $\theta$  non nuls, mais toujours sous l’acceptance du STIC (figure 3.5b).

La dernière coupure est donc sur  $P_{tM}$  : nous demandons  $P_{tM}$  plus grand que 1.7 GeV.

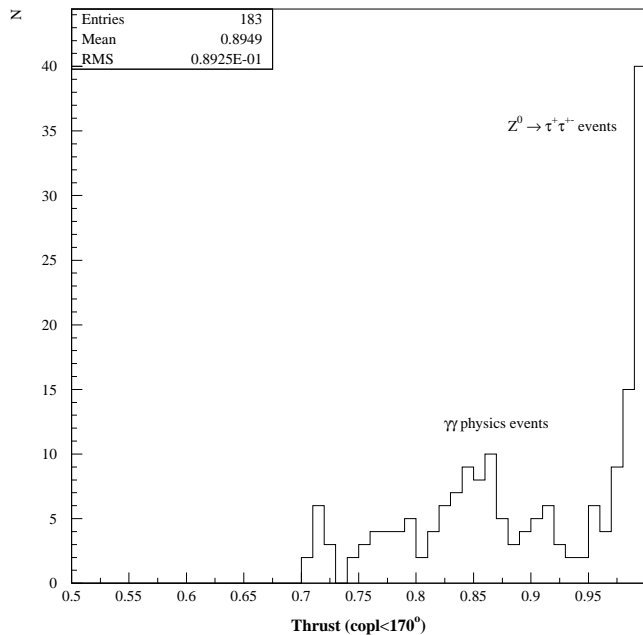


FIG. 3.3 – Thrust après la coupure sur la coplanarité

Si on exclut l'événement cosmique, le nombre de candidats de nouvelle physique restant est zéro.

En conclusion, aucun événement de 384 événements  $\mu^+\mu^-$  radiatifs dû à la perte d'un photon émis à grand angle n'a été observé dans cette analyse du canal  $\mu^+\mu^-$ .

### 3.5.2 Deux jets à basse multiplicité

Après les coupures de présélection il reste 59381 événements. Ce chiffre correspond à une luminosité intégrée de  $50 \text{ pb}^{-1}$  prise par DELPHI pendant l'année 1994. La distribution de la masse visible de ces événements est montrée dans la figure 3.6a. A la différence des muons (Fig. 3.1a), on voit dans ce canal une quantité supérieure d'événements  $\tau^+\tau^-$  sélectionnés par les coupures. De plus, le pic à 90 GeV a une résolution qui est plus large que pour les muons. Ces deux faits sont explicables car ici on sélectionne essentiellement des taus et des électrons. Enfin, la partie à petite masse visible représente les interactions à deux photons.

La figure 3.6b montre la distribution de la coplanarité après les coupures de présélection (voir observations faites pour la figure 3.2). Après la coupure sur la coplanarité (coplanarité  $< 160^\circ$ ) il reste 36 événements et après la coupure sur le thrust (thrust  $< 0.95$ ) il reste 26 événements. Ces deux coupures sont plus sévères que dans le canal avec deux muons parce que les événements à deux électrons ou taus sont plus difficiles à reconstruire à cause de la présence de radiation électromagnétique et de la présence de neutrinos dans l'état final.

La dernière coupure sur le  $Pt_M$  rejette les 26 événements : en demandant un  $Pt_M$  supérieur à 4 GeV on reste avec 0 événement, comme pour le canal à deux muons. Aucun événement de 420 événements radiatifs à basse multiplicité dû à la perte d'un photon

# All 1994 $\mu^+\mu^-$ Data DELPHI

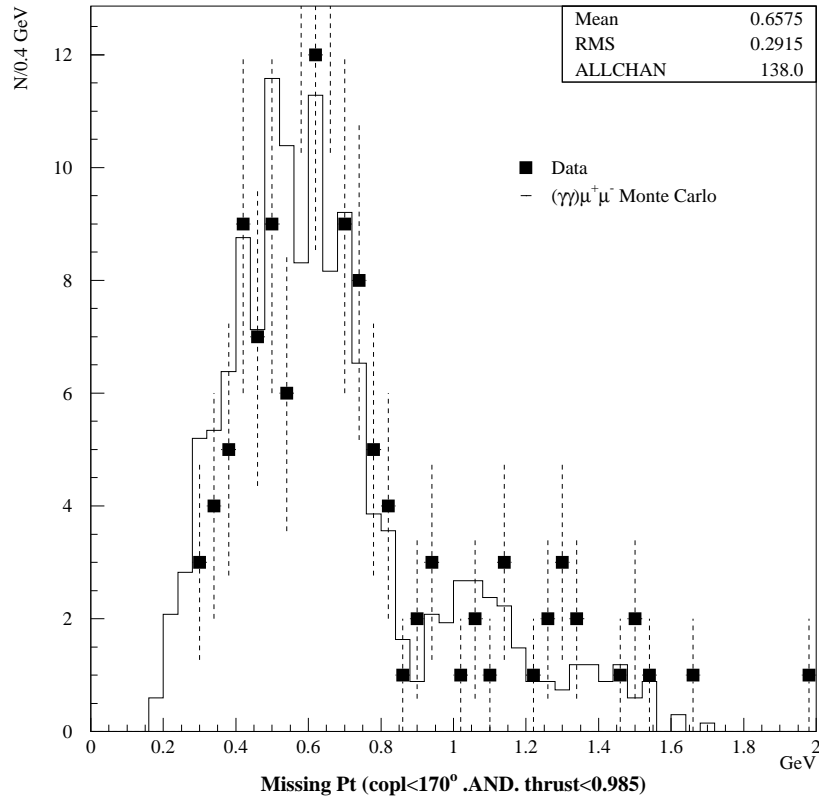


FIG. 3.4 – Impulsion manquante dans le plan transverse pour données réelles et de simulation. Après coupes sur la coplanarité et sur le thrust

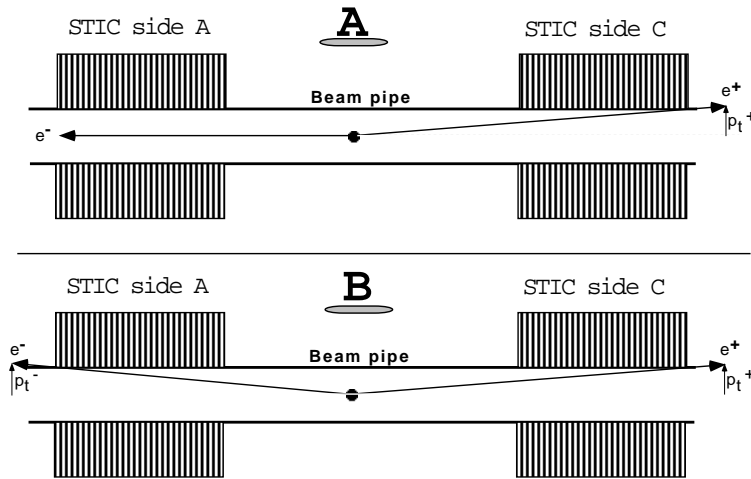


FIG. 3.5 – Interaction à deux photons dans le cas où les deux électrons sont dans le conduit à vide : A) un électron a été émis à  $\theta$  égal à zéro et l'autre à la limite de l'acceptance du STIC ; B) les deux électrons ont une petite impulsion transverse, mais toujours sous l'acceptance du STIC

## All 1994 $e^+e^-$ and $\tau^+\tau^-$ Data DELPHI

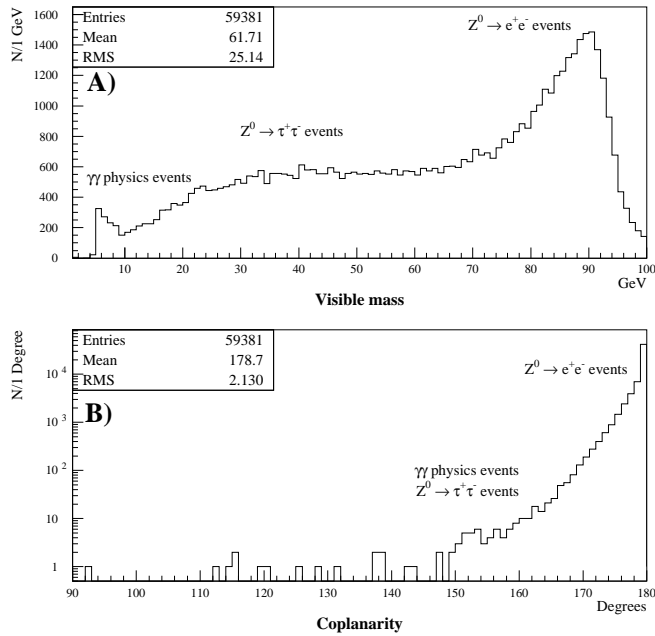


FIG. 3.6 – Masse visible (A) et coplanarité (B) pour tous les événements sélectionnés par les coupures de présélection du canal à deux jets à basse multiplicité

émis à grand angle n'a été observé. Par rapport à la topologie à deux muons la coupure sur le  $Pt_M$  est ici plus large car la précision de mesure de l'énergie des jets est moins bonne que pour les muons.

### 3.6 Effets sur l'analyse des compteurs d'herméticité

Nous voulons montrer ici les effets positifs des compteurs d'herméticité sur la réduction des événements radiatifs. Avec le détecteur DELPHI 1993, on aurait 5 candidats dans le canal muonique et 11 pour les jets à basse multiplicité. Tous ces événements sont radiatifs, avec un photon perdu dans une des régions à faible identification des photons de DELPHI.

Il est intéressant de faire une petite systématique des événements rejetés par les compteurs d'herméticité. La liste des cas les plus typiques est la suivante :

1. Le photon est perdu dans la région à  $40^\circ$  :
  - Dans le premier cas le photon interagit avec les câbles de DELPHI et produit une gerbe électromagnétique. La gerbe est alors visible dans le détecteur. C'est le cas typique du retour radiatif au  $Z^0$ . La gerbe donne un bon signal dans FCB, dans les compteurs à  $40^\circ$  et quelquefois dans le TOF. Les deux premiers détecteurs sont souvent en coïncidence sauf lorsque l'un des deux est inefficace. Deux exemples de ce type d'événements sont montrés dans les figures 3.7 et 3.8. Les deux leptons sont des



muons dans le premier cas et deux électrons dans le deuxième cas. Pour l'événement à deux électrons il faut remarquer la très haute acoplanarité et acolinéarité, caractéristique typique des événements de nouvelle physique.

- Le deuxième cas est quand le photon n'est pas très énergétique, la visibilité de la gerbe est en conséquence moins bonne. Il s'agit très souvent de photons rayonnés par des interactions à deux photons. Il est très difficile de rejeter ce type d'événements parce que le photon ne laisse aucune trace dans le détecteur. Ainsi, les uniques instruments utilisables pour détecter le photon sont les compteurs à  $40^\circ$ . La figure 3.9 montre très bien ce type de cas. A remarquer qu'il y a corrélation entre la direction de l'impulsion manquante et la position en  $\phi$  du compteur comme prévu, mais pas en  $\theta$  (due à la grande impulsion longitudinale des deux électrons perdus dans le tube à vide).

2. Le photon est perdu dans la région à  $90^\circ$  :

- La quantité de matière dans la région à  $90^\circ$  est plus petite que dans la région à  $40^\circ$ , donc le photon ne produit pas systématiquement une gerbe électromagnétique. Les seuls détecteurs capables de voir le photon sont donc les compteurs à  $90^\circ$  et marginalement le TOF.

- Dans le cas où une gerbe est produite on l'observe dans l'OD. La méthode d'utilisation est identique à celle utilisée pour FCB. Dans la figure 3.10 il est possible de voir la gerbe produite par le photon dans l'OD. Dans ce cas il y a aussi un compteur à  $90^\circ$  qui a été touché.

3. Le photon est perdu dans une des régions inefficaces de la HPC :

- Le TOF et les compteurs en  $\phi$  sont les uniques détecteurs de photons utilisables dans cette région. Il faut remarquer que les compteurs en  $\phi$  sont installés là où il n'y a pas de TOF, il n'y a donc pas de superposition entre les deux détecteurs. La figure 3.11 montre très clairement l'exemple d'un photon qui est passé dans la région morte en  $\phi$  de la HPC et a ensuite donné un signal dans le TOF. Il n'y a pas de corrélation en  $\phi$  entre la direction de l'impulsion manquante et la région morte due à la petite valeur du  $Pt_M$  ( $\sim 1.6$  GeV) de l'événement.

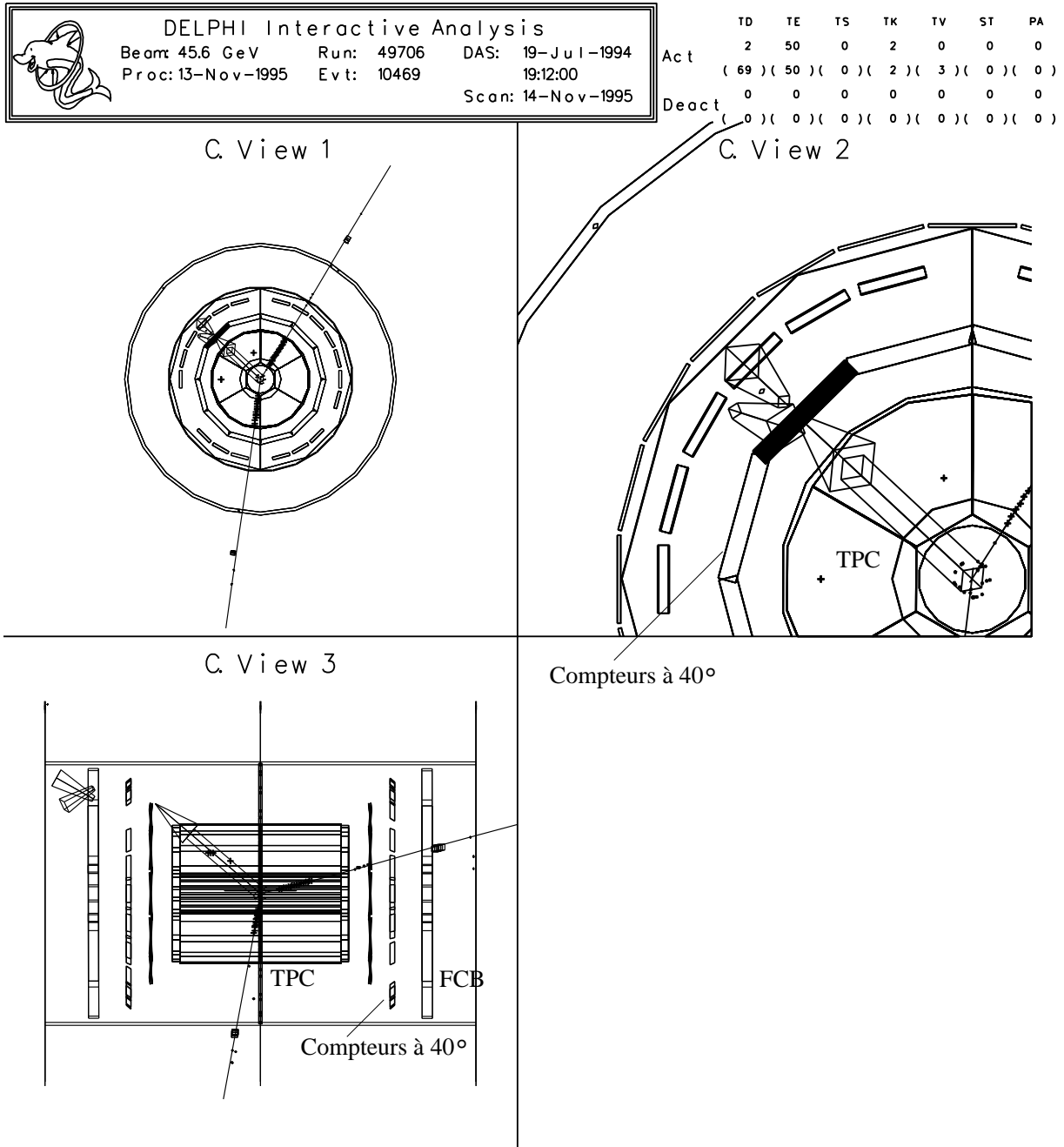


FIG. 3.7 -  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  avec le photon dans la région de  $40^\circ$ ; le photon a été vu par un compteur à  $40^\circ$ , le FCB et le TOF.

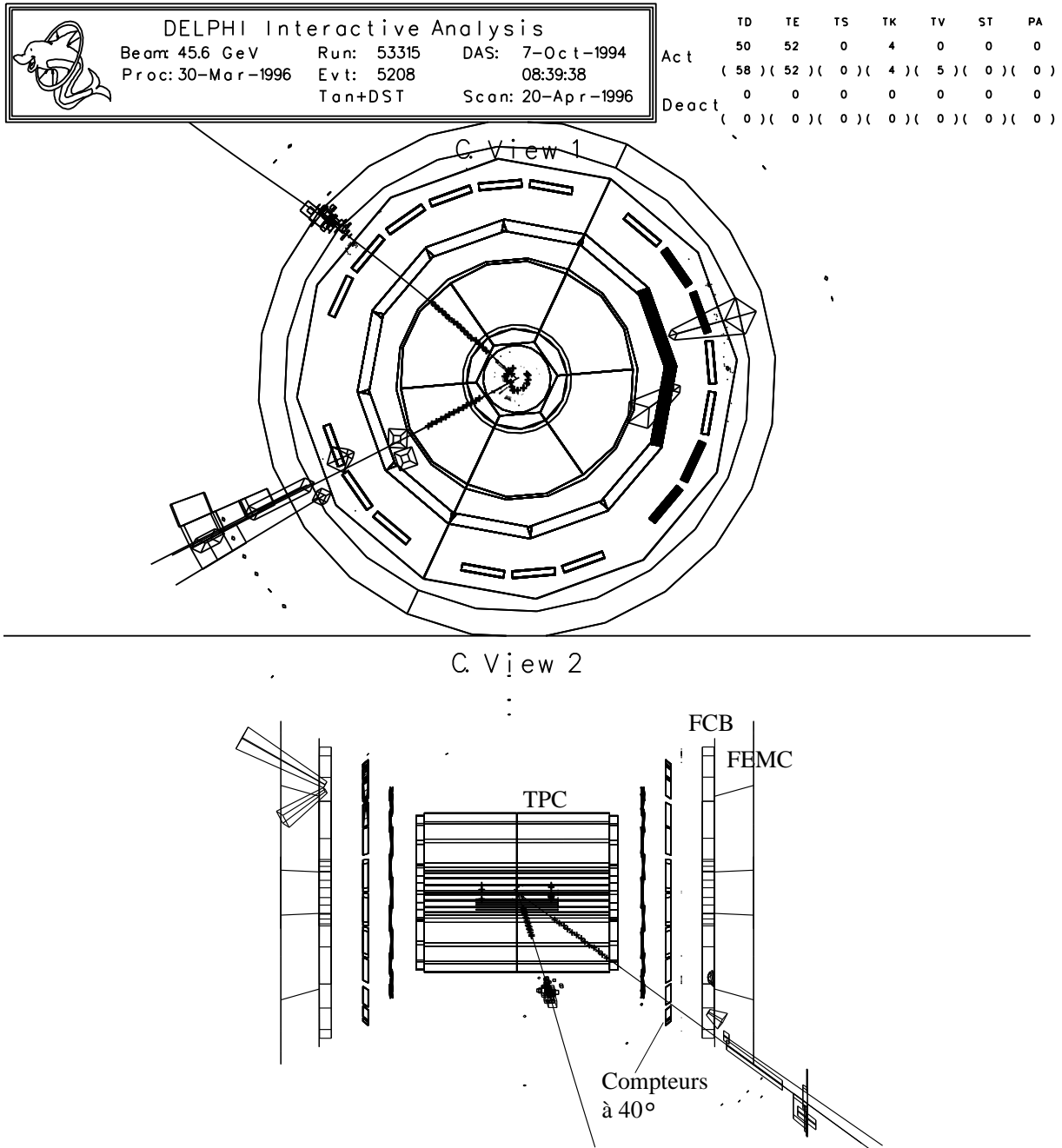


FIG. 3.8 -  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  avec le photon dans la région de  $40^\circ$ ; le photon a été vu par un compteur à  $40^\circ$ , le FCB, le TOF et l'OD. A remarquer les très hautes acoplanarité et acolinéarité

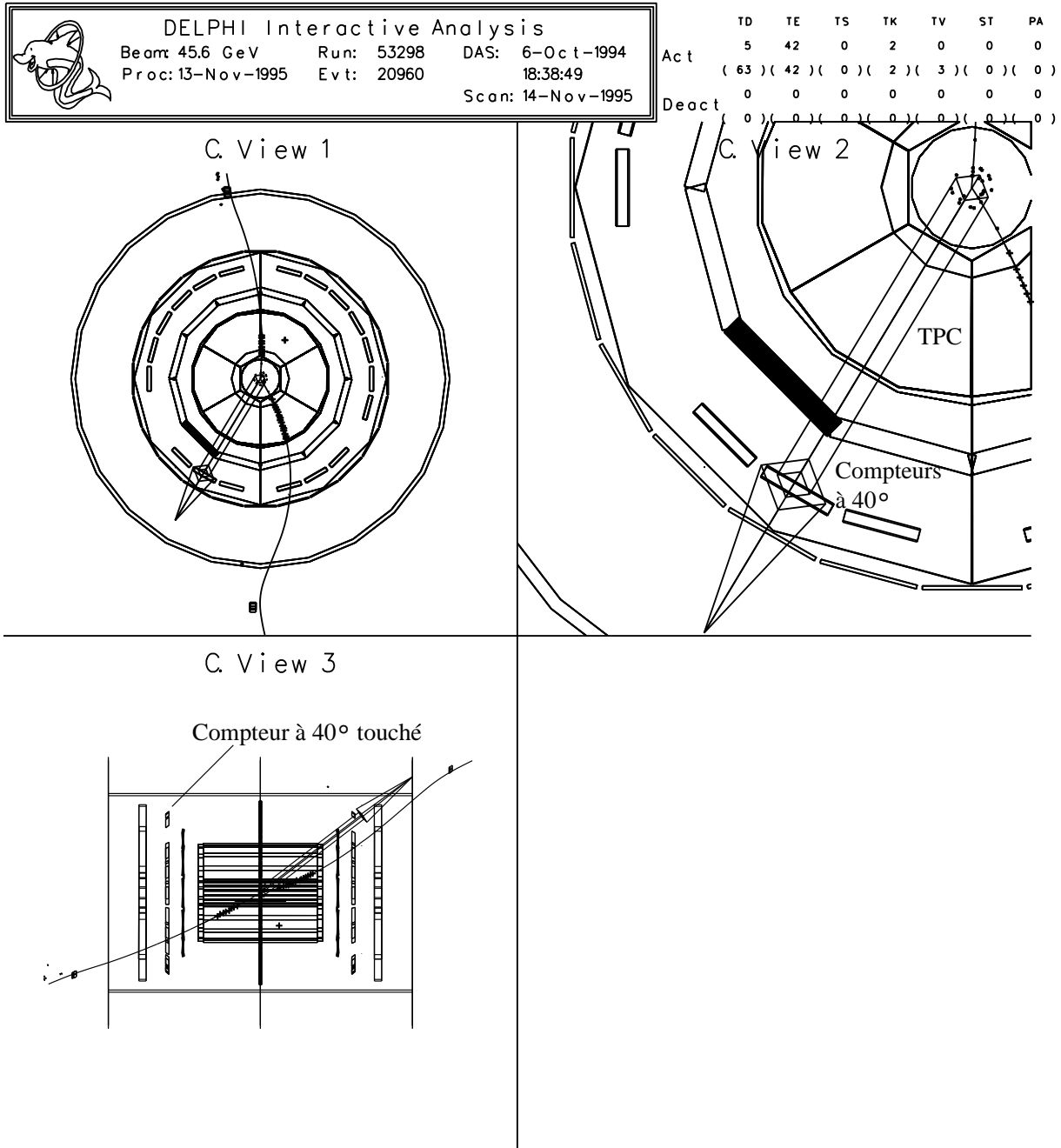


FIG. 3.9 – Interaction à deux photons en  $\mu^+ \mu^- \gamma$  avec le photon dans la région de  $40^\circ$  ; le photon a été vu seulement par un compteur à  $40^\circ$  ; comme prévu pour un événement  $\gamma\gamma$  la direction de l'impulsion manquante est corrélée uniquement en  $\phi$  avec la position du compteur.

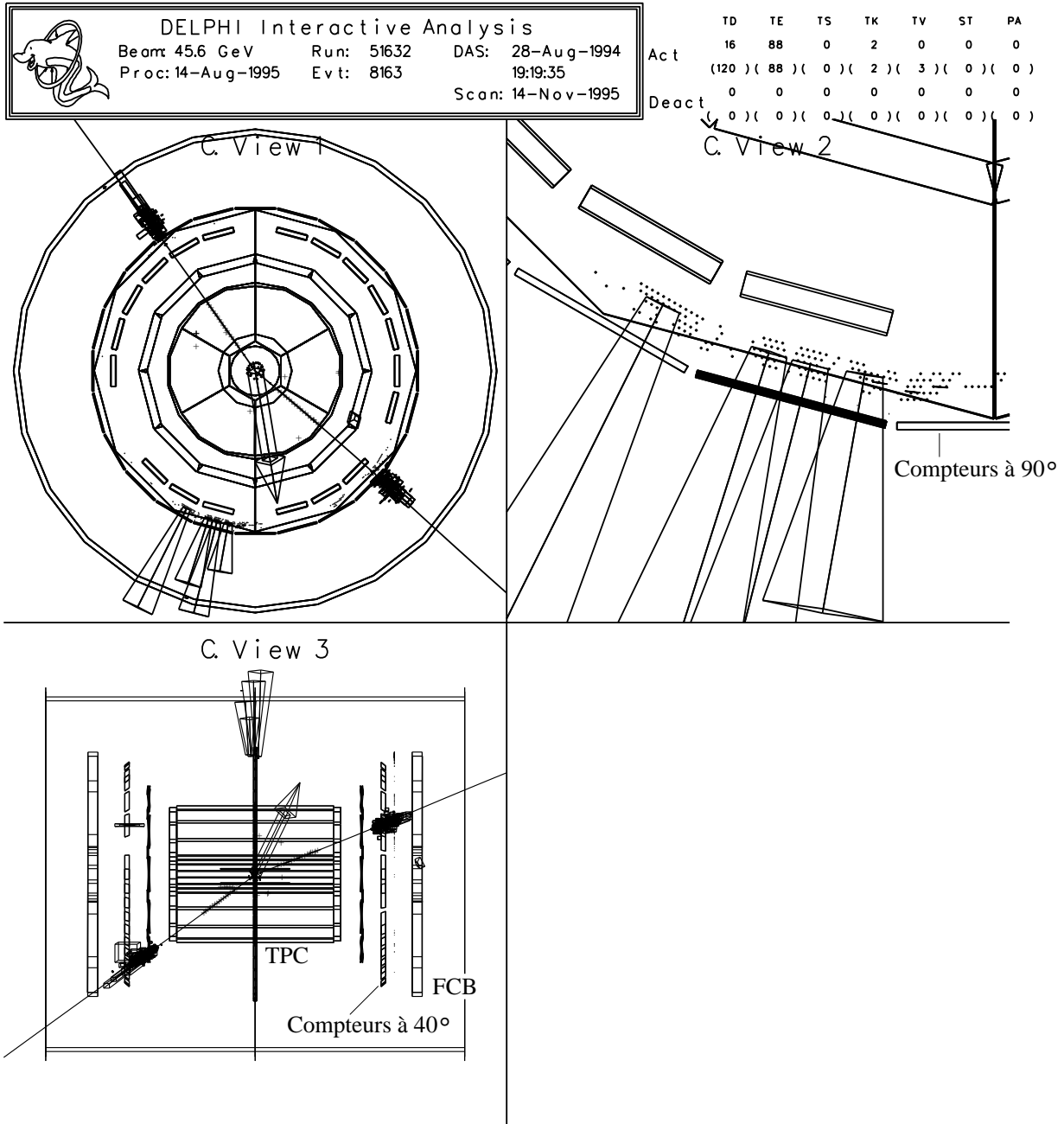

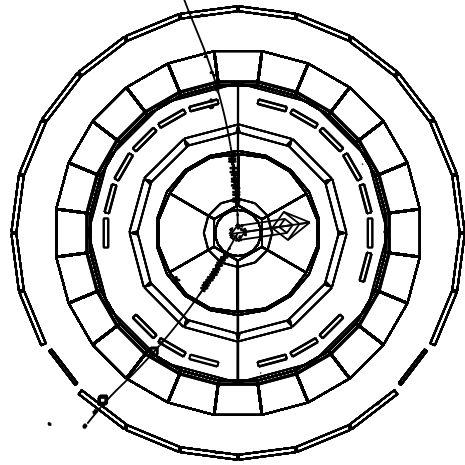


FIG. 3.10 -  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  avec le photon dans la région de 90° ; le photon a été vu par un compteur à 90° et le OD.

	DELPHI Interactive Analysis		
	Beam: 45.6 GeV	Run: 55016	DAS: 19-Nov-1994
	Proc: 3-Aug-1995	Evt: 7955	02:56:40
	Scan: 14-Nov-1995		

	TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA
Act	6	73	0	2	0	0	0
	( 78 )	( 73 )	( 0 )	( 2 )	( 3 )	( 0 )	( 0 )
Deact	0	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )

G. View 1



C. View 2

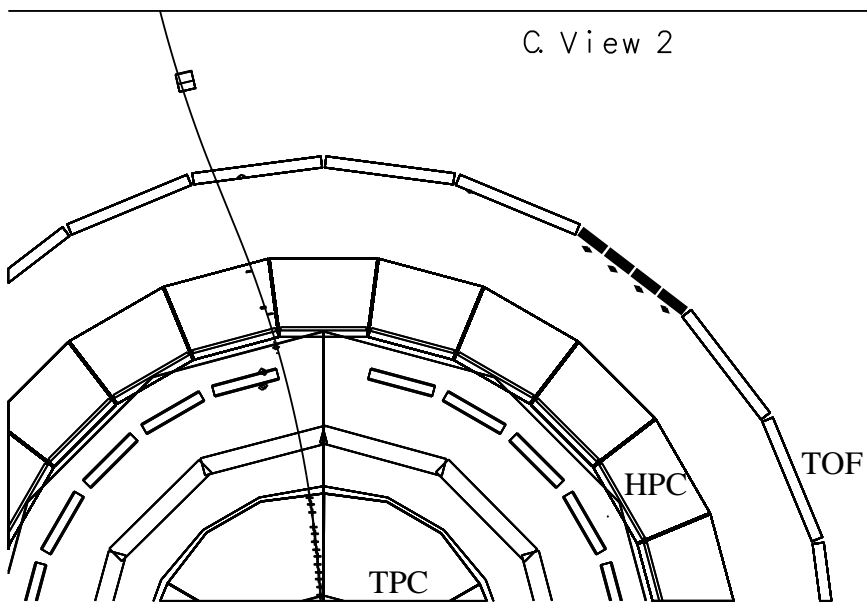


FIG. 3.11 – Interaction à deux photons en  $\mu^+ \mu^- \gamma$  avec le photon dans une des régions mortes en  $\phi$  de HPC ; le photon a été vu seulement par le TOF ; à remarquer que la direction de l'impulsion manquante n'est pas corrélée avec la position du cluster dans le TOF.

### 3.7 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons pu démontrer sur des données réelles, pour des événements leptoniques radiatifs, qu'aucun des 804 candidats acoplanaires de notre sélection initiale n'a été conservé.

Ceci nous permet de déduire une limite inférieure sur l'efficacité de détection des photons avec  $20^\circ < \theta < 160^\circ$  de 99.6 % (à 95 % de confiance), ce qui est conforme aux prévisions.

Il faut noter que sans les rattrapages des photons perdus, nous aurions conservé 16 candidats (tableau 3.2), ce qui correspond à une efficacité de l'ordre de 97 %, ce qui aurait été intolérable pour la physique à LEP200.

Type de détecteur	Candidats
<b>total</b>	<b>16</b>
Compteurs à $40^\circ$	8
Compteurs à $90^\circ$	1
Compteurs en $\phi$	0
FCB	9
TOF	4

TAB. 3.2 – Nombre de candidats radiatifs rejetés par les différents détecteurs d'herméticité. Un événement peut être rejeté par plusieurs détecteurs d'herméticité

Région faible	A $40^\circ$	A $90^\circ$	En $\phi$
$\Delta\Omega$	6.0 %	2.3 %	10.2 %
<b>N. prévu</b>	47	16	81
<b>N. observé</b>	12	1	3

TAB. 3.3 – Acceptance géométrique en pourcentage des régions faibles et comparaison entre le nombre d'événements avec un photon perdu dans la région faible prévu et trouvé. La grande différence est due aux effets de bord de la HPC

Le tableau 3.3 donne le nombre d'événements radiatifs avec le photon perdu dans une des régions faibles. On montre la comparaison entre le nombre d'événements prévu sur la base de l'angle solide et le nombre d'événements trouvés. La grande différence entre les deux valeurs est explicable avec les effets au bord de la HPC, le calorimètre électromagnétique. Pour les régions à  $90^\circ$  et en  $\phi$  il est très probable qu'une partie de la gerbe du photon soit détectée par l'HPC et donc que le photon soit vu. Cet effet est très fort car les régions à  $90^\circ$  et en  $\phi$  sont très étroites l'une en  $\theta$  et l'autre en  $\phi$ . Au contraire la région à  $40^\circ$  est plus large et donc cet effet est moins fort mais toujours présent.

## A Appendices

### A.1 Probabilité de perdre un photon

La probabilité de perdre un photon entre  $20^\circ$  et  $160^\circ$  en  $\theta$  est calculée avec la formule suivante :

$$P = \frac{\text{N. candidats}}{\text{N. candidats} + \text{N.candidats à herméticité nulle}} \quad (3.1)$$

où

N. candidats = 16 (sans compteurs d'herméticité = DELPHI 1993)

N. candidats = 0 (avec compteurs d'herméticité = DELPHI 1994)

N.candidats à herméticité nulle = 804

Les candidats à herméticité nulle sont les candidats radiatifs avec le photon visible dans DELPHI. Cette quantité est calculée en utilisant les coupures montrées dans le paragraphe 3.4 mais calculée sur les deux particules chargées (ou jets) et demandant d'avoir un photon entre  $20^\circ$  et  $160^\circ$  en  $\theta$ . Ce cas simule une herméticité nulle.

Nous avons calculé la probabilité de perdre un photon à 95 % niveau de confiance ; les résultats sont les suivants :

$$P(\text{perte photon avec } 20^\circ < \theta < 160^\circ, \text{DELPHI 1993}) < 3.0 \% \quad (3.2)$$

$$P(\text{perte photon avec } 20^\circ < \theta < 160^\circ, \text{DELPHI 1994}) < 0.4 \% \quad (3.3)$$

L'utilisation des compteurs d'herméticité a donc permis une amélioration d'un facteur 7.5.



# Bibliographie

- [1] P. Bambade et al., “Test and Installation of the 40 degree Counters during the 1993/1994 Shutdown ”, DELPHI 94-48 HERM 1.
- [2] DST Analysis Libraries Writeup, DELPHI Analysis Software Task Groups, 14 July 1994.



## PARTIE II



# Chapitre 4

## Aspects théoriques et phénoménologiques des charginos

## Table des matières du chapitre

---

<b>4.1</b>	<b>La théorie grande unifiée (GUT)</b> . . . . .	<b>77</b>
<b>4.2</b>	<b>La supersymétrie (SUSY) et le modèle supersymétrique minimal standard (MSSM)</b> . . . . .	<b>78</b>
4.2.1	La parité R . . . . .	81
4.2.2	Le spectre de masse de MSSM . . . . .	82
4.2.3	Charginos et neutralinos . . . . .	83
4.2.4	Le chargino, le squark top et $R_b$ . . . . .	86
<b>4.3</b>	<b>La phénoménologie des charginos</b> . . . . .	<b>88</b>
4.3.1	La masse et le mélange . . . . .	89
4.3.2	La section efficace . . . . .	93
4.3.3	Les canaux de désintégration . . . . .	98
4.3.3.1	Les rapports de branchement . . . . .	100
4.3.3.2	$\chi_2^0$ léger . . . . .	102
4.3.3.3	Cas des masses dégénérées . . . . .	103
<b>4.4</b>	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Appendices</b> . . . . .	<b>106</b>
A.1	La diagonalisation des matrices de masse des charginos et neutralinos	106
A.2	La section efficace de production de $\chi_1^+ \chi_1^-$ . . . . .	109
A.2.1	Les corrections radiatives . . . . .	111

---

## 4.1 La théorie grande unifiée (GUT)

Le Modèle Standard (SM) décrit avec une très bonne précision les interactions observées entre les particules. Mais le SM ne peut pas être considéré comme une théorie définitive car il ne répond pas à certains problèmes. Parmi les problèmes les plus connus, citons en particulier le problème de la hiérarchie des masses [1] et celui de la prolifération des constantes fondamentales.

Ce dernier problème peut être en partie résolu en supposant que les groupes de symétrie  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  font partie d'un groupe plus étendu  $G$  :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \subset G \quad (4.1)$$

Le groupe  $SU(5)$  [2] correspond à l'extension minimale du SM. Le groupe  $G$  a une seule constante de couplage pour les trois interactions. Les différentes constantes de couplage observées à basse énergie sont modifiées par les corrections radiatives. Les constantes de couplage de  $SU(3)_C$  et de  $SU(2)_L$  ( $\alpha_3$  et  $\alpha_2$ ) diminuent quand l'énergie augmente, tandis que la constante de couplage de  $U(1)_Y$  ( $\alpha_1$ ) augmente. L'échelle d'unification des trois constantes est entre  $10^{15} - 10^{16}$  GeV, car la dépendance en énergie est logarithmique.

Dans  $SU(5)$  chaque famille appartient aux deux représentations  $\bar{5}$  et 10. La structure de  $\bar{5}$  et 10 est la suivante :

$$\psi_{\bar{5}} = \begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \quad \chi^{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & u_3^c & -u_2^c & -u^1 & -d^1 \\ -u_3^c & 0 & u_1^c & -u^2 & -d^2 \\ u_2^c & -u_1^c & 0 & -u^3 & -d^3 \\ u^1 & u^2 & u^3 & 0 & -e^+ \\ d^1 & d^2 & d^3 & e^+ & 0 \end{pmatrix}_L \quad (4.2)$$

où l'indice  $c$  indique la conjugaison de charge et où l'indice numérique est l'indice de couleur de  $SU(3)_C$ . Il faut remarquer que les quarks et les leptons sont dans le même multiplet. La symétrie de  $SU(5)$  est brisée. On peut représenter la brisure de symétrie de la façon suivante :

$$SU(5) \xrightarrow{\langle \Sigma_{24}^A \rangle} SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\langle H_5 \rangle} SU(3)_C \otimes U(1)_Y \quad (4.3)$$

où la représentation à 24 dimensions  $\Sigma$  cause la brisure de symétrie de  $SU(5)$  pour aboutir à  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  ; ensuite la brisure de la symétrie électrofaible est déclenchée par un doublet contenu dans une représentation à 5 dimensions contenant le Higgs standard.

Une des plus intéressantes prévisions de  $SU(5)$  est la valeur de l'angle de mélange entre les deux constantes de couplage de  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . La prévision à l'échelle de la grande unification est :

$$\sin^2 \theta_W = \frac{Tr(T_{3L}^2)}{Tr(Q^2)} = \frac{3}{8} \quad (4.4)$$

A basse énergie la valeur de  $\sin^2 \theta_W$  évolue à cause des corrections radiatives sur les constantes de couplage, mais on arrive à une valeur compatible avec la valeur mesurée en considérant un modèle de GUT supersymétrique.

En effet l'unification des constantes de couplage dans un modèle  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  est exclue au niveau de huit déviations standards. Le premier graphique dans la figure 4.1 [3] montre l'évolution des trois constantes de couplage du SM en fonction de l'échelle d'énergie : les trois courbes ne convergent pas. L'unique façon de faire rencontrer les trois courbes au même endroit (unification) est d'introduire de nouvelles particules entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck. On trouve qu'avec un modèle supersymétrique comme celui qui est décrit dans le paragraphe suivant, on obtient une bonne unification de  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  si la masse des nouvelles particules introduites est de l'ordre de 1 TeV (se référer à la partie inférieure de la figure 4.1). Les nouvelles particules de GUT qui entrent en jeu dans le calcul des corrections radiatives pour les constantes de couplage ont une masse très supérieure à la masse de ces particules supersymétriques. Ces dernières modifient l'inclinaison des trois courbes comme le montre la figure 4.1 autour du point à 1 TeV. On obtient ainsi l'unification désirée.

## 4.2 La supersymétrie (SUSY) et le modèle supersymétrique minimal standard (MSSM)

La supersymétrie[4][5] est une symétrie entre les bosons et les fermions. Une transformation supersymétrique transforme les bosons en fermions et vice versa, elle transforme donc le spin  $j$  en spin  $j \pm 1/2$ . Dans la version plus simple de cette supersymétrie, chaque particule a un seul partenaire-SUSY. Dans ce cas le multiplet de SUSY est appelé supermultiplet chiral ou de matière :

$$\text{supermultiplet chiral} = (\phi, \psi) \quad (4.5)$$

où  $\phi$  est un champ scalaire complexe et  $\psi$  est un spineur de Weyl à deux composantes. Le deuxième multiplet est appelé supermultiplet vectoriel ou de jauge :

$$\text{supermultiplet vectoriel} = (V^\mu, \lambda) \quad (4.6)$$



## Unification of the Couplings of the Electromagnetic, Weak and Strong Forces

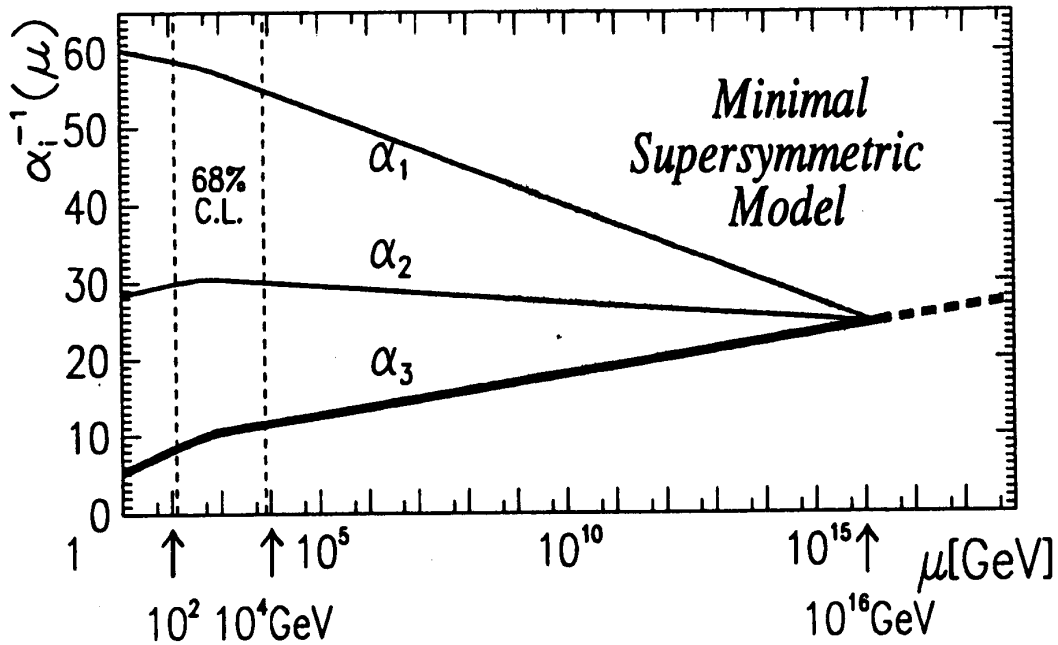
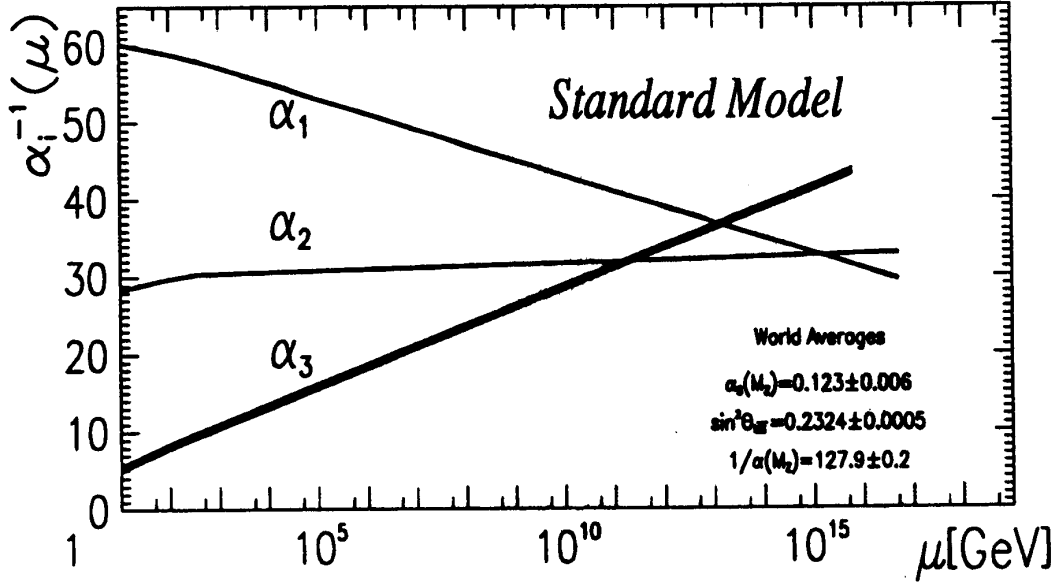


FIG. 4.1 – Unification des constantes de couplage de  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  sans (en haut) et avec (en bas) l'introduction d'un modèle supersymétrique

Ce supermultiplet contient un boson  $V^\mu$  de jauge et son partenaire de spin 1/2. Le partenaire supersymétrique d'un boson de jauge est appelé jaugino.

Il est important de souligner les points suivants sur SUSY :

- le partenaire supersymétrique d'une particule a les mêmes nombres quantiques, sauf le spin, que la particule originaire ;
- SUSY n'introduit pas de nouvelles constantes de couplage ;
- SUSY double le nombre de particules. Les particules prédites par SUSY ont la même masse que les particules standards si la symétrie est respectée. Cependant aucune particule supersymétrique n'ayant été observée, on constate que SUSY est une symétrie brisée.

L'extension minimale du Modèle Standard est appelée MSSM. Il s'agit d'un modèle minimal car il y a le nombre minimum de particules pour obtenir une théorie sans anomalies. En particulier on suppose qu'il n'y a que deux doublets de Higgs (pas de singlet). Cela conduit à supposer qu'il n'y a que quatre neutralinos comme il le sera montré dans le paragraphe 4.2.3. Dans ce modèle chaque particule du Modèle Standard a un partenaire supersymétrique comme le montre le tableau suivant :

Supermultiplet chiral		Supermultiplet vectoriel	
$J = 1/2$	$J = 0$	$J = 1$	$J = 1/2$
$\psi$	$\phi$	$V^\mu$	$\lambda$
$Q_L, U_L^c, D_L^c$	$\tilde{Q}_L, \tilde{U}_L^c, \tilde{D}_L^c$	$g$	$\tilde{g}$
$L_L, E_L^c$	$\tilde{L}_L, \tilde{E}_L^c$	$W^\pm, W^0$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$
$\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$	$H_1, H_2$	$B$	$\tilde{B}$

TAB. 4.1 – Particules standards et partenaires supersymétriques dans MSSM

où :

$Q_L$	=	doublets SU(2) des champs de quark ;
$U_L^c$	=	singlets SU(2) des champs de type up-quark conjugués en charge ;
$D_L^c$	=	singlets SU(2) des champs de type down-quark conjugués en charge ;
$L_L$	=	doublets SU(2) des champs de lepton ;
$E_L^c$	=	singlets SU(2) des champs de lepton conjugués en charge ;
$W^\pm, W^0$	=	bosons de jauge de SU(2) ;
$B$	=	boson de jauge de U(1) ;
$H_1, H_2$	=	doublet de Higgs de SUSY.

#### 4.2.1 La parité R

Dans SUSY il y a un nouveau nombre quantique multiplicateur. Ce nombre est appelé parité R [6]. Toutes les particules standards sont invariantes sous la R-parité ( $R = 1$ ). En revanche les partenaires supersymétriques ont  $R = -1$ . Si la parité R est violée alors le proton peut se désintégrer selon le diagramme du type montré dans la figure 4.2. De plus dans ce type de désintégration le nombre baryonique et le nombre leptonique ne sont pas conservés.

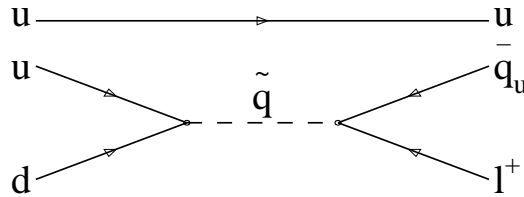


FIG. 4.2 – Exemple de diagramme de désintégration du proton avec violation de la parité R

La conservation de la parité R est liée à la conservation des nombres baryonique et leptonique. Si R est conservé :

- le proton est stable ;
- les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paires ;
- la particule supersymétrique la plus légère est stable.

### 4.2.2 Le spectre de masse de MSSM

Comme nous l'avons déjà indiqué dans le paragraphe 4.2, les particules supersymétriques ne peuvent pas avoir la même masse que les particules du SM. D'un autre côté les particules supersymétriques ne peuvent pas être trop lourdes sinon réapparaîtrait le problème de la hiérarchie. De plus on veut que la partie du lagrangien qui brise la symétrie assure qu'aucune divergence quadratique n'apparaîtra dans les calculs [7].

La partie du lagrangien qui introduit la brisure de symétrie et donc produit la génération des masses de particules est la suivante [8] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Brisure} = & -m_0^2 \sum_i |\phi_i|^2 - m_{1/2} \sum_\alpha \lambda_\alpha \lambda_\alpha - \\
& - Am_0 \sum_{\text{familles}} \left( h^u \tilde{Q}_L \tilde{U}_L^c H_2 + h^d \tilde{Q}_L \tilde{D}_L^c H_1 + h^e \tilde{L} \tilde{E}_L^c H_1 \right) - \\
& Bm_0 (\mu H_1 H_2) + h.c.
\end{aligned} \tag{4.7}$$

où :

$$\begin{aligned}
h^{u,d,e} &= \text{couplages de Yukawa ;} \\
\tilde{Q}_L &= \text{partenaires supersymétriques des doublets SU(2) des champs de quark ;} \\
\tilde{U}_L^c &= \text{partenaires supersymétriques des singlets SU(2) des champs de type up-quark conjugués en charge ;} \\
\tilde{D}_L^c &= \text{partenaires supersymétriques des singlets SU(2) des champs de type down-quark conjugués en charge ;} \\
\tilde{L} &= \text{partenaires supersymétriques des doublets SU(2) des champs de lepton ;} \\
\tilde{E}_L^c &= \text{partenaires supersymétriques des singlets SU(2) des champs de lepton conjugués en charge ;} \\
H_1, H_2 &= \text{doublet de Higgs de SUSY ;} \\
\phi_i &= \text{champs scalaires ;} \\
\lambda_\alpha &= \text{jauinos.}
\end{aligned}$$

A, B et  $\mu$  sont des paramètres libres. Le paramètre  $\mu$  vient du superpotentiel de SUSY qui a la forme suivante :

$$W = \sum_{\text{familles}} \left( h^u \tilde{Q}_L \tilde{U}_L^c H_2 + h^d \tilde{Q}_L \tilde{D}_L^c H_1 + h^e \tilde{L} \tilde{E}_L^c H_1 \right) + \mu H_1 H_2 \tag{4.8}$$

où  $H_1$  et  $H_2$  sont les superchamps. Le superpotentiel  $W$  conserve la parité R et contient seulement des couplages de Yukawa plus un terme de masse  $\mu$  pour les bosons de Higgs. On pourrait rajouter de nouveaux termes en violant la parité R. Ces termes violeraient soit le nombre leptonique soit le nombre baryonique, mais pas les deux simultanément pour conserver la stabilité du proton [6].

Comme nous le verrons dans les prochains paragraphes trois autres paramètres de masse seront introduits : il s'agit de  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$ , qui sont respectivement les masses de jauginos de U(1), SU(2) et SU(3). Si on suppose l'unification des forces à grandes énergies (GUT  $\equiv t = 0$ ,  $t \equiv 2 \ln \left( \frac{M_{GUT}}{\text{échelle d'énergie}} \right)$ ) alors on a une masse  $m_0$  commune à tous les sfermions et une masse  $m_{1/2}$  commune à tous les jauginos :

$$\text{scalaires : } \tilde{m}_Q^2 = \tilde{m}_U^2 = \tilde{m}_D^2 = \tilde{m}_L^2 = \tilde{m}_E^2 = m_0^2 \quad (4.9)$$

$$\text{jauginos : } M_i = m_{1/2}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.10)$$

$$\text{couplages : } \tilde{\alpha}_i(0) = \tilde{\alpha}_{GUT}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.11)$$

Ces masses évoluent et, à notre échelle d'énergie, on trouve par exemple qu'il y a trois masses différentes  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$  pour  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{W}$  et  $\tilde{g}$ .

En conclusion on a 1 constante de couplage  $\alpha_{GUT}$ , 5 paramètres de masse :

$$m_0, m_{1/2}, \mu, A, B$$

En plus on a le paramètre  $\tan \beta$ , lequel n'est pas indépendant, qui est défini de la façon suivante :

$$\langle H_1 \rangle \equiv v_1 = v \cos \beta, \quad \langle H_2 \rangle \equiv v_2 = v \sin \beta \quad (4.12)$$

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2, \quad \tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1} \quad (4.13)$$

### 4.2.3 Charginos et neutralinos

L'évolution des paramètres montrés dans les équations 4.9-4.11 dépend de l'échelle d'énergie et est gouvernée par les équations de groupe de renormalisation (RGE) [9]. Un des résultats des équations RGE est que les masses de jauginos évoluent avec l'énergie comme les constantes de couplage :

$$M_i(t) = \frac{\tilde{\alpha}_i(t)}{\tilde{\alpha}_i(0)} m_{1/2}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.14)$$

A l'échelle faible ( $t_W = 2 \ln \left( \frac{M_{GUT}}{M_Z} \right)$ ) on a :

$$\text{Bino U(1) : } M_1(t_W) \sim 0.4 m_{1/2} \quad (4.15)$$

$$\text{Wino SU(2) : } M_2(t_W) \sim 0.8 m_{1/2} \quad (4.16)$$

$$\text{Gluino SU(3) : } M_3(t_W) \sim 2.7 m_{1/2} \quad (4.17)$$

Un des effets de la grande unification est donc la relation suivante entre la masse des jauginos de U(1) et la masse des jauginos de SU(2) :

$$M_1(t_W) \sim \frac{1}{2}M_2(t_W) \quad (4.18)$$

Dans cette thèse on ne suppose pas nécessairement cette relation d'unification.

Dans la pratique, les particules physiques seront un mélange de  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{W}$  et  $\tilde{H}$ . L'origine de ce mélange est l'existence du couplage de jauge de SUSY montré dans la figure 4.3a : il crée des termes de masse qui mélangent les winos chargés avec les higgsinos, le  $\tilde{W}^\pm$  et le  $\tilde{H}^\pm$ . En plus de ce couplage il y a les termes de masse de Majorana pour les jauginos (Fig. 4.3b) et le terme de masse  $\mu$  pour les higgsinos qui vient du superpotentiel 4.8. Les états propres du mélange entre higgsinos et jauginos sont appelés charginos ( $\tilde{\chi}^\pm$ ) et neutralinos ( $\tilde{\chi}^0$ ). On écrit :

$$\mathcal{L}_{Jaugino-Higgsino} = -\frac{1}{2}\bar{\psi}^\pm M^{(\tilde{\chi}^\pm)}\psi^\pm - \frac{1}{2}\bar{\psi}^0 M^{(\tilde{\chi}^0)}\psi^0 - h.c. \quad (4.19)$$

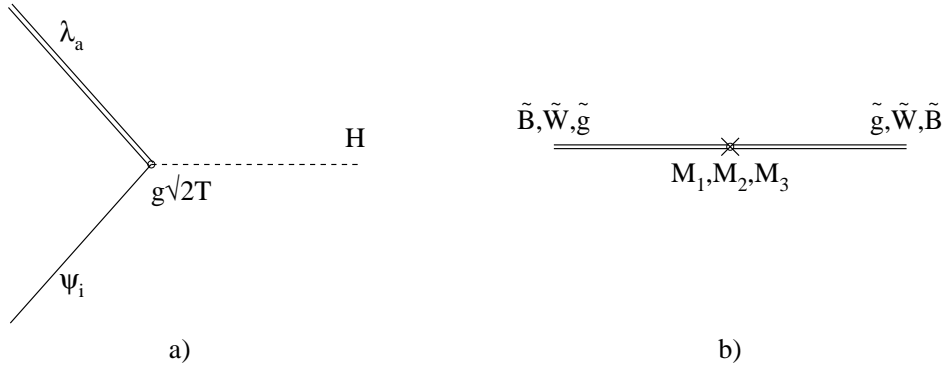


FIG. 4.3 – Termes contribuant à la génération de masses de jauginos après la brisure électrofaible

où :

$$\psi^\pm = \begin{pmatrix} \tilde{W}^\pm \\ \tilde{H}^\pm \end{pmatrix}, \quad \psi^0 = \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^0 \\ \tilde{H}_a^0 \\ \tilde{H}_s^0 \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

sont respectivement les champs de Dirac du chargino et de Majorana du neutralino. On peut écrire les matrices de masse  $M^{(\tilde{\chi}^\pm)}$  et  $M^{(\tilde{\chi}^0)}$  ainsi :

$$M^{(\tilde{\chi}^\pm)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

$$M^{(\tilde{\chi}^0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Le terme de masse des charginos dans le lagrangien 4.19 a deux états propres  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et  $\tilde{\chi}_2^\pm$  avec des valeurs propres données dans l'appendice A.1.

On écrit la formule suivante :

$$\tilde{\chi}_i^\pm = U_{i1}^{(\tilde{\chi}^\pm)} \tilde{W}^\pm + U_{i2}^{(\tilde{\chi}^\pm)} \tilde{H}^\pm, \quad i = 1, 2 \quad (4.23)$$

Les matrices  $U_{ij}^{(\tilde{\chi}^\pm)}$  nous donnent la composition du  $\tilde{\chi}_i^\pm$  : si le terme  $\tilde{W}^\pm$  est dominant alors on dira que le chargino est de type jaugino, si le terme  $\tilde{H}^\pm$  est dominant alors on dira que le chargino est de type higgsino. Il est important de connaître cette composition car elle détermine le couplage du chargino avec le  $Z^0$  et les sfermions et donc les sections efficaces et les rapports de branchement. Pour le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  on définit sa composition par le paramètre suivant :

$$\rho^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} \equiv |U_{11}^{(\tilde{\chi}^\pm)}|^2, \quad \begin{cases} 0 \leq \rho^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} \leq 0.2 & \equiv \text{Higgsino} \\ 0.2 < \rho^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} < 0.9 & \equiv \text{Mélange entre higgsino et jaugino} \\ 0.9 \leq \rho^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} \leq 1 & \equiv \text{Jaugino} \end{cases} \quad (4.24)$$

La définition des matrices  $U_{ij}^{(\tilde{\chi}^\pm)}$  est donnée dans l'appendice A.1. Pour les neutralinos on définit quatre états propres  $(\tilde{\chi}_1^0, \dots, \tilde{\chi}_4^0)$  avec  $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0} < m_{\tilde{\chi}_4^0}$ . Le neutralino le plus léger ( $\tilde{\chi}_1^0$ ) est le meilleur candidat pour être la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Comme pour le chargino le mélange du neutralino peut être exprimé de la façon suivante :

$$\tilde{\chi}_i^0 = U_{i1}^{(\tilde{\chi}^0)} \tilde{B} + U_{i2}^{(\tilde{\chi}^0)} \tilde{W}^0 + U_{i3}^{(\tilde{\chi}^0)} \tilde{H}_a^0 + U_{i4}^{(\tilde{\chi}^0)} \tilde{H}_s^0, \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (4.25)$$

Pour le  $\tilde{\chi}_1^0$  on a la définition suivante :

$$\rho^{(\tilde{\chi}_1^0)} \equiv |U_{11}^{(\tilde{\chi}^0)}|^2 + |U_{12}^{(\tilde{\chi}^0)}|^2, \quad \begin{cases} 0 \leq \rho^{(\tilde{\chi}_1^0)} \leq 0.2 & \equiv \text{Higgsino} \\ 0.2 < \rho^{(\tilde{\chi}_1^0)} < 0.9 & \equiv \text{Mélange entre higgsino et jaugino} \\ 0.9 \leq \rho^{(\tilde{\chi}_1^0)} \leq 1 & \equiv \text{Jaugino} \end{cases} \quad (4.26)$$

$U_{ij}^{(\tilde{\chi}^0)}$  dépend de  $\tan \beta$ ,  $M_2$  et de  $\mu$ . En fonction de ces paramètres le neutralino peut être jaugino ou higgsino. Comme pour le chargino le mélange détermine le couplage du neutralino ou  $Z^0$ . Pour le  $\tilde{\chi}_1^0$  le couplage au  $Z^0$  est possible si la composante higgsino du  $\tilde{\chi}_1^0$  n'est pas négligeable. En plus il est nécessaire que le  $\tilde{\chi}_1^0$  soit un mélange de  $\tilde{H}_a$  et  $\tilde{H}_s$  (voir les équations 4.66).

#### 4.2.4 Le chargino, le squark top et $R_b$

Dans MSSM les partenaires des fermions ont un couplage de Yukawa qui peut être non négligeable pour la troisième génération. Le couplage de Yukawa est directement proportionnel à la masse du fermion comme il est montré dans les équations suivantes :

$$Y_t = \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{m_t}{M_W \sin \beta} \quad (4.27)$$

$$Y_{b,\tau} = \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{m_{b,\tau}}{M_W \cos \beta} \quad (4.28)$$

Le couplage de Yukawa du stop est donc très grand. La matrice de masse des deux états chiraux  $\tilde{t}_L$  et  $\tilde{t}_R$  est la suivante :

$$M^{(\tilde{t})^2} = \begin{pmatrix} \tilde{m}_Q^2 + m_t^2 + M_Z^2 \cos 2\beta (T_{3t} - Q_t \sin^2 \theta_W) & m_t (A_t - \mu \cot \beta) \\ m_t (A_t - \mu \cot \beta) & \tilde{m}_U^2 + m_t^2 + M_Z^2 \cos 2\beta Q_t \sin^2 \theta_W \end{pmatrix} \quad (4.29)$$



où  $A_t$  est le paramètre  $A$  dans l'équation 4.7 à notre échelle d'énergie. La même chose est vraie pour  $\tilde{m}_Q^2$  et  $\tilde{m}_U^2$  (eq. 4.9).  $T_{3t}$  et  $Q_t$  sont la troisième composante de l'isospin et la charge électrique du quark top. Si  $A_t$  et  $\mu$  ne sont pas nuls alors  $\tilde{t}_L$  et  $\tilde{t}_R$  sont mélangés et les deux états propres observables dans la nature sont les suivants :

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{t}} & \sin \theta_{\tilde{t}} \\ -\sin \theta_{\tilde{t}} & \cos \theta_{\tilde{t}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

On suppose que  $\tilde{t}_1$  est le plus léger. Les deux valeurs propres de masse sont donc :

$$m_{\tilde{t}_{1,2}} = \frac{1}{2} \left( m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 \right) \mp \frac{1}{2} \sqrt{\left( m_{\tilde{t}_L}^2 - m_{\tilde{t}_R}^2 \right)^2 + \left( A_t - \mu \cot \beta \right)^2 m_t^2} \quad (4.31)$$

Due à la contribution négative de  $m_t$  dans l'équation 4.31, le  $\tilde{t}_1$  peut être la particule la plus légère dans le secteur des sfermions. En ce qui concerne le couplage, le stop se couple au chargino en fonction de la composition des deux particules : si le chargino est jaugino alors le couplage est de jauge et il ne dépend pas de la composante chirale. Si le chargino est higgsino alors on a le couplage de Yukawa  $Y_t$  qui ne prend en compte que la composante droite du stop.

Le stop est important parce qu'il peut aider à résoudre un des problèmes expérimentaux de LEP. Le Modèle Standard est en très bon accord avec les valeurs mesurées des variables électrofaibles sauf pour les rapports de branchement du  $Z$  en  $b\bar{b}$ . Cette variable est appelée  $R_b$  et elle est définie de la façon suivante :

$$R_b = \frac{BR(Z \rightarrow b\bar{b})}{BR(Z \rightarrow \text{hadrons})} \quad (4.32)$$

La valeur prédite par le Modèle Standard est :  $R_b^{SM} = 0.2156$  (pour  $m_t = 180$  GeV) tandis que la valeur mesurée est [14]  $R_b = 0.2211 \pm 0.0016$ . La déviation de  $R_b$  ( $+3.4\sigma$ ) est très significative à moins que l'on considère que les erreurs systématiques soient sous-estimées [15].

Dans MSSM on peut corriger  $R_b^{SM}$  de façon positive [16] avec des boucles du type montré dans la figure 4.4.

Dans ce cas une correction positive et significative est obtenue avec un chargino et un stop légers. Le chargino doit être essentiellement higgsino. Le chargino higgsino se couple avec la composante droite du stop et le couplage est donné par  $Y_t$ .  $Y_t$  est maximal (équation 4.27) quand  $\tan \beta$  est petit. Le stop doit donc être essentiellement droit pour avoir un couplage significatif. En effet la correction obtenue est d'autant plus forte que le stop et le chargino sont légers [17] et pour des masses inférieures à 100 GeV on peut obtenir  $R_b^{MSSM} \sim 0.218$  [18].

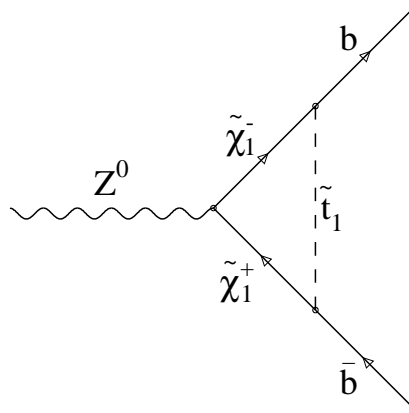


FIG. 4.4 – Exemple de diagramme permettant de corriger la déviation du Modèle Standard sur  $R_b$  avec une boucle de particules supersymétriques

### 4.3 La phénoménologie des charginos

Dans les prochains paragraphes seront décrits les aspects phénoménologiques les plus importants de la production du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Pour définir le domaine accessible des paramètres de MSSM on a supposé une énergie maximale de LEP2 de 200 GeV. Le choix de la fenêtre de variation de paramètres  $\mu$  et  $M_2$  dans les plots qui suivent dépend de la variable montrée dans le plot. On a choisi des fenêtres pour  $\mu$  et  $M_2$  où la variable en question a des variations appréciables, et on s'est arrêté là où la valeur asymptotique est obtenue. De plus, pour des considérations théoriques il n'est pas raisonnable de varier  $M_2$  au-delà de 1 TeV, comme il est montré dans la référence [12]. Pour  $\tan\beta$  une région à petites valeurs (1-4) et une région à grandes valeurs (40-60) ont été choisies. L'exigence d'unification de couplage de Yukawa  $b$ - $\tau$  donne une prévision de la masse du quark top en fonction de  $\tan\beta$  [13]. Pour  $m_t < 170$  GeV,  $\tan\beta$  doit être de l'ordre de 1.5 ou entre 35 et 60. Dans la région entre 35 et 60, on peut obtenir l'unification des couplages de Yukawa du top et du beauté, avec  $\tan\beta \sim \frac{m_t}{m_b}$ .

Les autres hypothèses considérées ici sont les suivantes :

- A : la parité R est conservée ;
- B : on ne considère pas des effets de polarisation ;
- C : les paramètres  $M_1$  et  $M_2$  sont indépendants, donc on ne suppose pas l'unification de masse des jauginos (éq. 4.18).

On précisera dans le texte les situations où ces hypothèses peuvent ne plus être vraies. Avec ces suppositions les paramètres de MSSM qui contrôlent la phénoménologie de  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont  $\mu$ ,  $M_2$ ,  $M_1$ ,  $\tan\beta$  et la masse du sfermion le plus léger.

### 4.3.1 La masse et le mélange

La masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est déterminée par les trois paramètres  $\mu$ ,  $M_2$  et  $\tan\beta$ . On reproduit ici la formule de masse 4.59 :

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[ M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 + \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)} \right] \quad (4.33)$$

Dans la figure 4.5, sont montrées les courbes de valeur constante de  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  dans le plan  $(\mu, M_2)$  pour les trois valeurs différentes de  $\tan\beta$  1, 1.5 et 35. La région en gris clair où  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < 45$  GeV correspond à la région exclue par la recherche de charginos à LEP1. La région en gris plus foncé  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 100$  GeV correspond à la région non accessible à LEP2. La première chose à remarquer est la singularité qu'on a pour des petites valeurs de  $\tan\beta$  et pour  $M_2 \sim -\mu$  avec  $\mu \rightarrow 0^-$ . Dans ces limites, la formule de masse 4.33 devient :

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = M_W \sqrt{1 - |\cos 2\beta|} \quad (4.34)$$

On a donc pour  $(\mu, M_2) = (0, 0)$  le maximum de  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  à  $\tan\beta = 1.0$  et le minimum à  $\tan\beta \rightarrow \infty$ . Le maximum et le minimum sont respectivement  $M_W$  et 0. La conséquence est que l'on est capable d'exclure la région à petites valeurs de  $M_2$ ,  $\mu$  et  $\tan\beta$  seulement avec des énergies supérieures à  $2M_W$ . Cette région ne peut donc pas être exclue par la recherche de charginos à  $\sqrt{s} \sim 136$  GeV. Dans ce cas, la recherche de  $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$  peut aider car la singularité décrite auparavant n'existe pas pour  $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ . La distribution de masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  dans le plan  $(\mu, M_2)$  pour des petites valeurs de  $\tan\beta$  et pour deux hypothèses d'unification de masses de jauginos est montrée dans la figure 4.7.

Il est également intéressant de regarder la composition du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et du  $\tilde{\chi}_1^0$ . On définit la composition jaugino ou higgsino avec les formules 4.24. La définition du paramètre  $\rho^{(\tilde{\chi}_1^0)}$  pour le neutralino est faite de façon équivalente au chargino avec la formule 4.26. Le premier commentaire à faire est que  $\rho^{(\tilde{\chi}_1^\pm)}$  et  $\rho^{(\tilde{\chi}_1^0)}$  sont très corrélés pour  $M_2, |M_1| \ll |\mu|$  et pour  $M_2, |M_1| \gg |\mu|$ . Dans le premier cas le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et le  $\tilde{\chi}_1^0$  sont tous les deux jaugino, dans le deuxième cas ils sont tous les deux higgsino.

Ce comportement du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est montré dans la figure 4.6 pour différentes valeurs de  $\tan\beta$ . Pour  $\tan\beta \sim 1$  et  $\mu$  négatif, le chargino est higgsino déjà pour des valeurs de  $M_2$  comparables aux valeurs de  $|\mu|$ , donc pour  $M_2 > 80 - 100$  GeV. En augmentant  $\tan\beta$ , le

## Mass of $\tilde{\chi}_1^+$

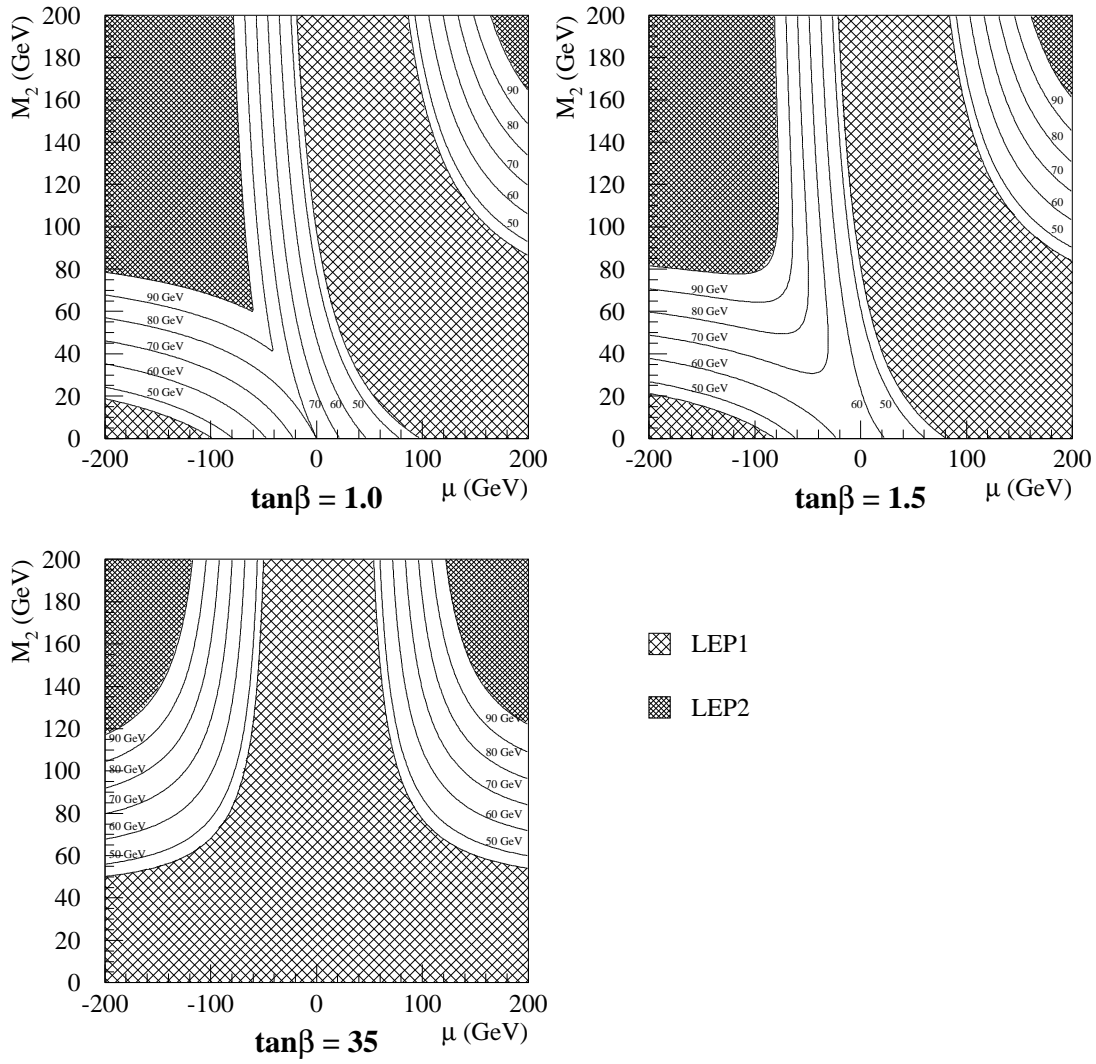


FIG. 4.5 – Isocourbes de masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . La région en gris clair est la région exclue par la recherche de charginos à LEP1, la région en gris foncé n'est pas accessible pour une énergie dans le centre de masse de 200 GeV

## $\tilde{\chi}_1^+$ Gaugino component

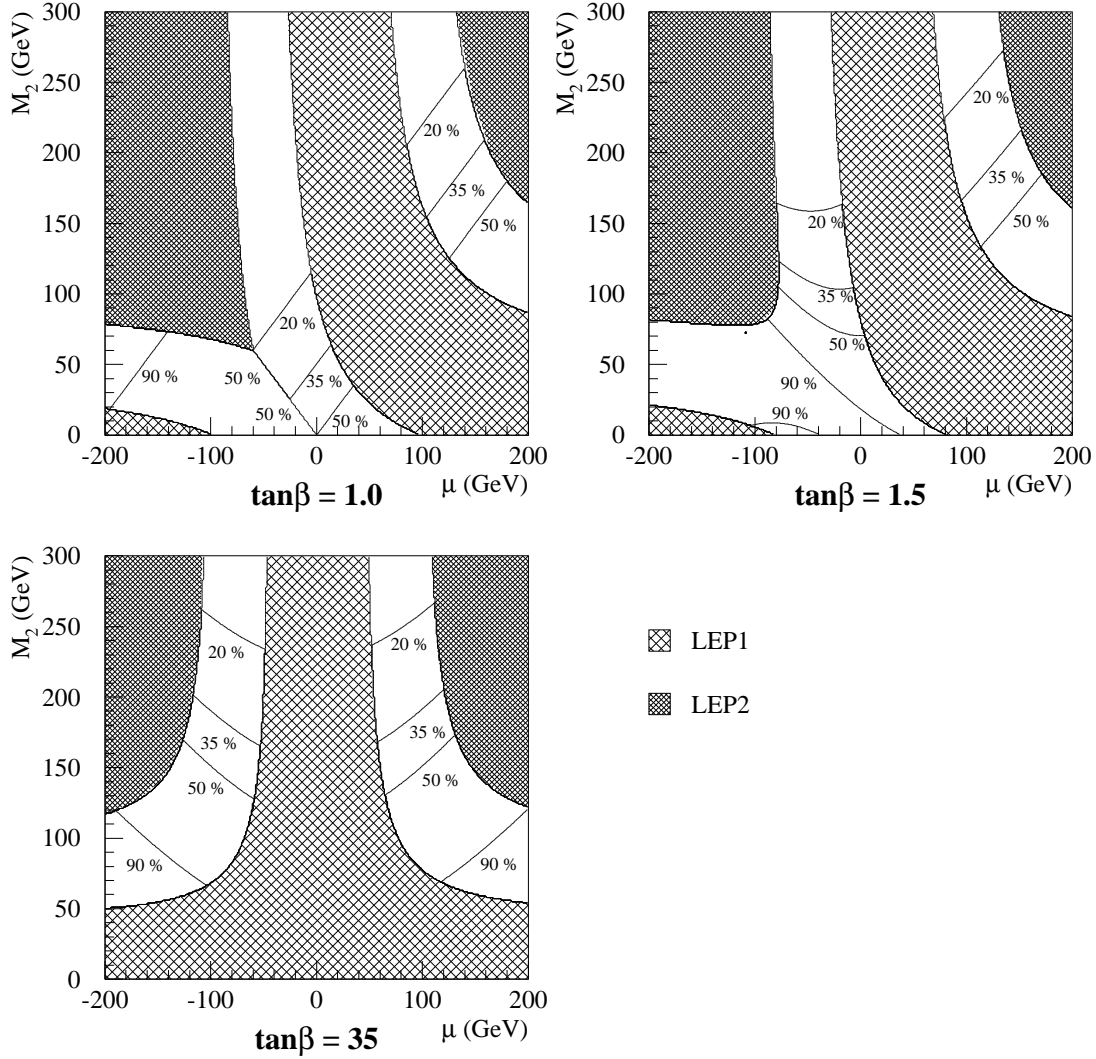


FIG. 4.6 – Isocourbes de la composition jaugino du  $\tilde{\chi}_1^+$ . Pour des valeurs inférieures à 20 % le chargino est higgsino, entre 20 % et 90 % le chargino est un mélange de higgsino et jaugino, supérieure à 90 % le chargino est jaugino. La région en gris clair est la région exclue par la recherche de charginos à LEP1, la région en gris foncé n'est pas accessible pour une énergie dans le centre de masse de 200 GeV

## Mass of $\tilde{\chi}_1^0$

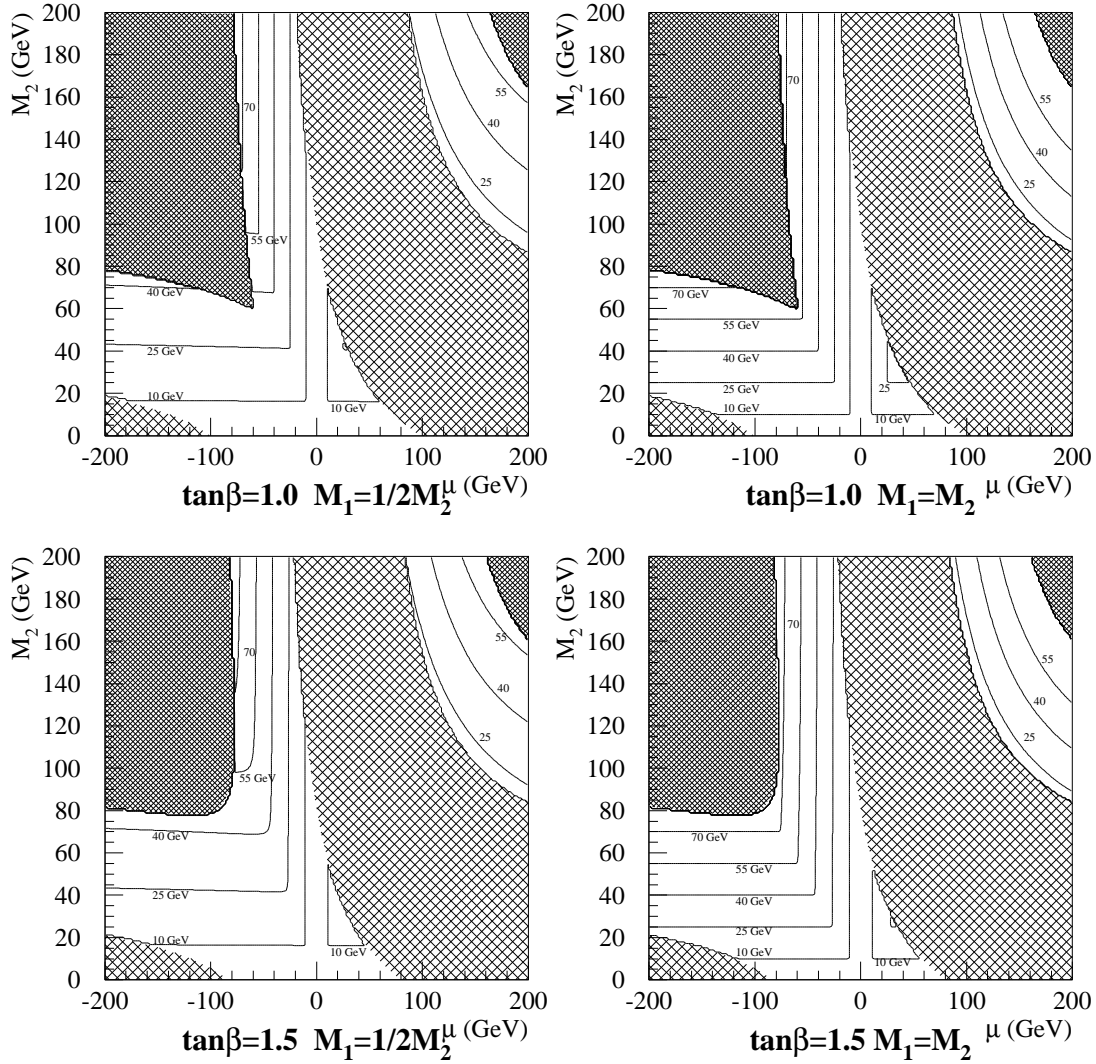


FIG. 4.7 – Isocourbes de masse du  $\tilde{\chi}_1^0$ . La région en gris clair est la région exclue par la recherche de charginos à LEP1, la région en gris foncé n'est pas accessible pour une énergie dans le centre de masse de 200 GeV. Les deux colonnes contiennent deux cas de relation entre  $M_1$  et  $M_2$  comme il est écrit pour chaque figure

cas higgsino est obtenu pour  $M_2 \gg |\mu|$ . Le cas jaugino est au contraire obtenu dans les limites  $M_2 \ll |\mu|$  indépendamment de  $\tan\beta$ .

Les considérations faites dans le paragraphe 4.2.4 nous indiquent que la région higgsino est une région favorable. Dans cette région et pour un  $\tilde{\chi}_1^\pm$  léger, on peut avoir des corrections positives à  $R_b$ .

### 4.3.2 La section efficace

A LEP le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est produit par paires, donc par le processus  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ . Les diagrammes de Feynman de ce processus sont montrés dans la figure 4.8.

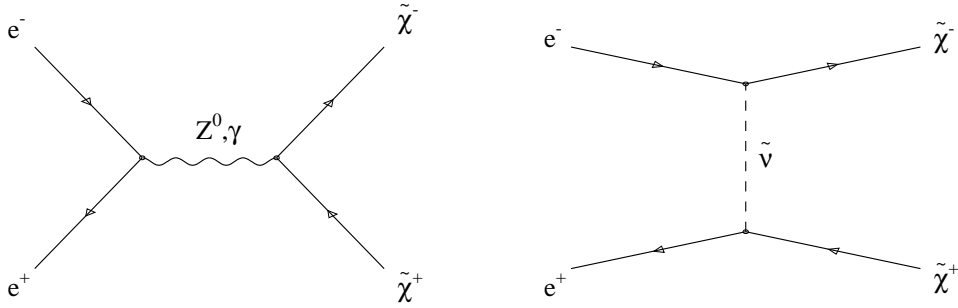


FIG. 4.8 – Diagrammes de Feynman de production des charginos à LEP

Les couplages du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  avec des électrons,  $Z^0$ ,  $\gamma$  et sneutrino peuvent être déduits à partir des lagrangiens suivants [19] :

$$\mathcal{L}_{Z^0 \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} = \frac{g}{\cos\theta_W} Z_\mu \tilde{\chi}_1^+ \gamma^\mu (O'_L P_L + O'_R P_R) \tilde{\chi}_1^- \quad (4.35)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} = -e A_\mu \tilde{\chi}_1^+ \gamma^\mu \tilde{\chi}_1^- \quad (4.36)$$

$$\mathcal{L}_{e \tilde{\nu} \tilde{\chi}_1^+} = -g U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^+)} (\tilde{\chi}_1^{+c} P_L e \tilde{\nu}^* + \bar{e} P_R \tilde{\chi}_1^{+c} \tilde{\nu}) \quad (4.37)$$

où  $\tilde{\chi}_1^\pm$ ,  $e$  et  $\nu$  sont les spineurs à quatre composants,  $\tilde{\chi}_1^{+c}$  est le spineur conjugué en charge, la définition des matrices  $U_{ij}^{(\tilde{\chi}_1^\pm)}$  sont faites dans l'appendice A.1 et :

$$P_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2} \quad (4.38)$$

$$O'_{L,R} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left| U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} \right|^2 + \sin^2\theta_W \quad (4.39)$$

Les limites suivantes sont valides :

$$\left| U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^+)} \right| \sim \left| U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^-)} \right| \sim 1, \quad O'_L \sim O'_R \sim -1 + \sin^2 \theta_W \quad \text{pour } M_2 \gg |\mu| \text{ donc jaugino} \quad (4.40)$$

$$\left| U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^+)} \right| \sim \left| U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^-)} \right| \sim 0, \quad O'_L \sim O'_R \sim -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \quad \text{pour } M_2 \ll |\mu| \text{ donc higgsino} \quad (4.41)$$

La conséquence la plus importante est que lorsque le chargino est de type higgsino alors il se découple complètement du sneutrino car  $\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}\tilde{\chi}_1^+} \sim 0$ . Ce fait est très important parce que le terme  $\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}\tilde{\chi}_1^+}$  a une contribution négative dans le calcul de la section efficace totale. L'interférence négative du diagramme d'échange du  $\tilde{\nu}$  dans le canal t dépend de  $m_{\tilde{\nu}}$ , et généralement il y a un maximum d'interférence négative pour une valeur de  $m_{\tilde{\nu}}$  entre 10 et 100 GeV. Cela n'est vrai que si la composante jaugino du chargino n'est pas négligeable.

La figure 4.9 montre la section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction de  $m_{\tilde{\nu}}$  pour différents types de charginos. L'énergie du centre de masse est de 136.3 GeV  $\tan \beta = 1.5$  et  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 55$  GeV. La ligne continue représente le cas  $(\mu, M_2) = (-400, 42)$  donc d'un chargino de type jaugino, la ligne à traits les cas  $(\mu, M_2) = (-11, 72)$  donc d'un mélange entre jaugino et higgsino, la ligne à traits et points le cas  $(\mu, M_2) = (-28, 162)$  donc higgsino, la ligne à points le cas d'un chargino purement higgsino avec  $(\mu, M_2) = (-50, 1000)$ . On peut vérifier la forte dépendance de la section efficace de la masse du sneutrino seulement dans le cas de charginos avec une composante jaugino non négligeable. Dans ce cas la section efficace peut avoir un minimum très petit, voir nul.

Dans la région jaugino la section efficace est approximativement proportionnelle à [20] :

$$R \sim \frac{1}{2} \beta (3 - \beta^2) \left[ 1 + \left( \frac{s}{s - M_Z^2} \right)^2 \left( \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \right)^2 + \right. \\ \left. - \frac{1}{\sin^2 \theta_W} \left( 1 + \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2} \right) \frac{s}{4m_{\tilde{\nu}}^2 + s(1 + \beta^2)} \right] \quad (4.42)$$

où :

$$R = \frac{\sigma_{e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-}}{\sigma_{e^+ e^- \xrightarrow{\text{QED}} \mu^+ \mu^-}} \quad (4.43)$$

$\beta$  est la vitesse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . La dépendance dans l'équation de la section efficace de la masse du sneutrino est bien visible.



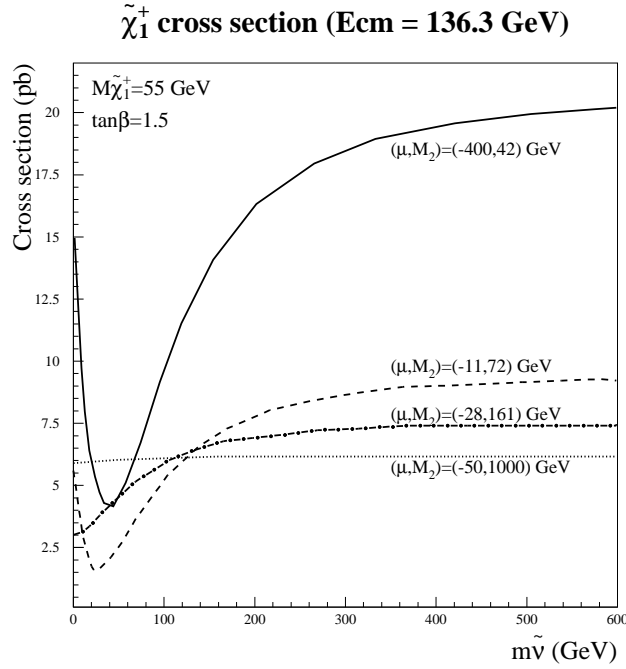


FIG. 4.9 – Section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction de  $m_{\tilde{\nu}}$  à une énergie du centre de masse de 136.3 GeV et pour  $\tan\beta = 1.5$ . Voir le texte pour des explications plus détaillées

Dans le cas où le sneutrino est très massif, l'échange du  $\tilde{\nu}$  dans le canal t devient négligeable et il n'y a donc plus d'interférence négative. Cet effet est bien visible dans la figure 4.10 [20] où on montre la section efficace dans le cas d'un sneutrino lourd (Fig. 4.10a) avec  $m_{\tilde{\nu}} = 1$  TeV et dans le cas d'un sneutrino léger (Fig. 4.10b) avec  $m_{\tilde{\nu}} = 150$  GeV. Pour  $m_{\tilde{\nu}} = 1$  TeV la section efficace est d'un facteur 2 à 8 plus grand dans la région jaugino.

Si on suppose un sneutrino avec une masse supérieure à 200 GeV alors la section efficace totale peut être approximée avec les deux équations suivantes [20] :

$$R \sim \frac{1}{2}\beta(3 - \beta^2) \left[ 1 + \left( \frac{s}{s - M_Z^2} \right)^2 \left( \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \right)^2 \right], \quad \text{région jaugino} \quad (4.44)$$

$$R \sim \frac{1}{2}\beta(3 - \beta^2) \left[ 1 + \left( \frac{s}{s - M_Z^2} \right)^2 \left( \frac{\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W}{1 - \sin^2 \theta_W} \right)^2 \right], \quad \text{région higgsino} \quad (4.45)$$

La deuxième approximation est aussi valide dans le cas d'un sneutrino léger. Dans ces approximations on a négligé l'interférence  $\gamma$ -Z.

En substituant la valeur de  $\sin^2 \theta_W = 0.2319$  et pour  $\sqrt{s} = 136$  GeV on obtient, qu'en moyenne, la section efficace totale dans le cas higgsino est plus petite d'un facteur  $\sim 4$  par rapport à la section efficace de production d'un chargino purement jaugino. Ce phénomène

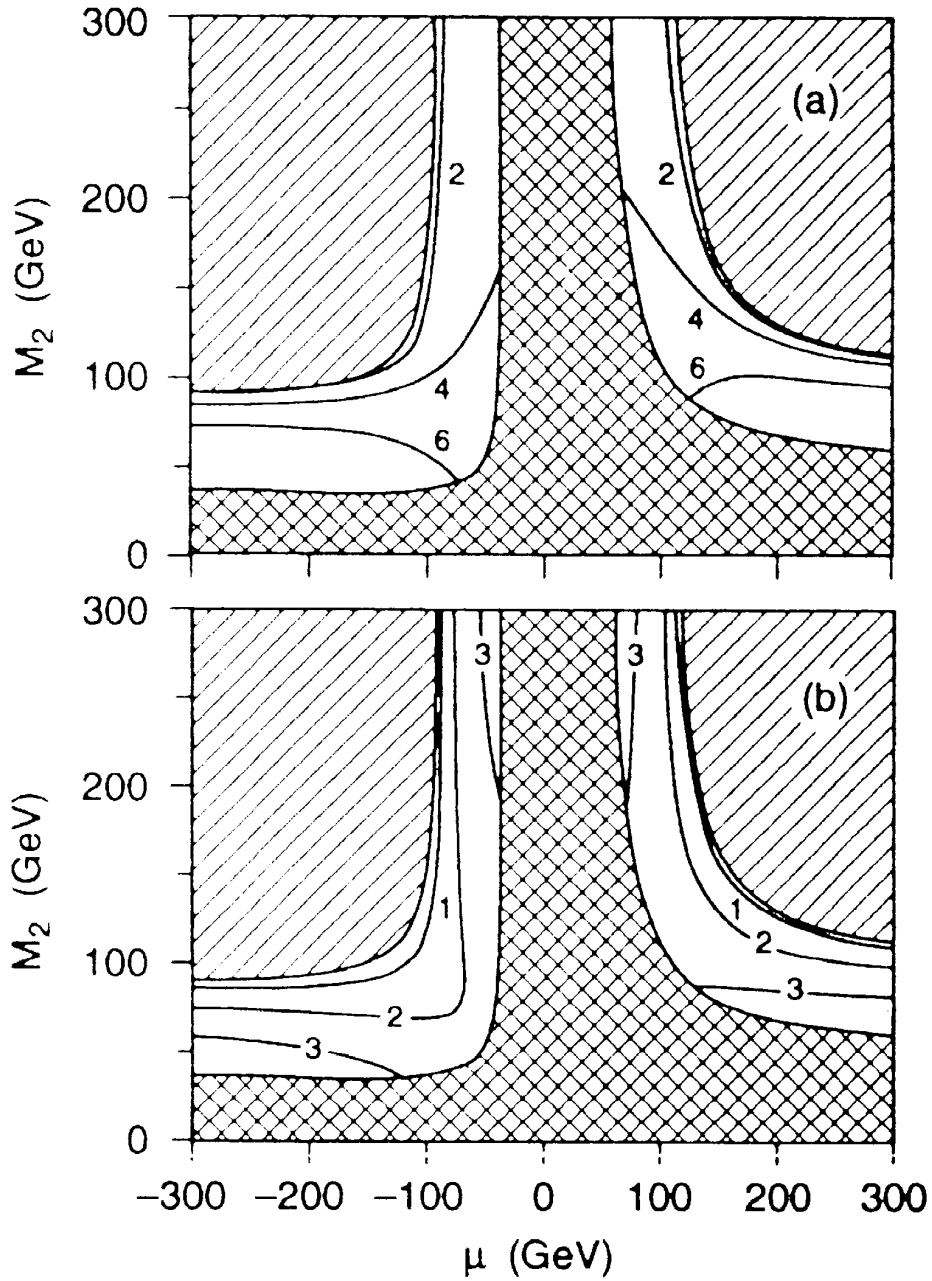


FIG. 4.10 – Section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à une énergie du centre de masse de 200 GeV et pour  $\tan\beta = 4$ . Pour la figure (a)  $m_{\tilde{\chi}} = 1$  TeV, Pour la figure (b)  $m_{\tilde{\chi}} = 150$  GeV. La région à doubles traits est la région exclue par la recherche de charginos à LEP1, la région à un seul trait n'est pas accessible cinématiquement à LEP2

## $\tilde{\chi}_1^+$ cross section ( $E_{cm} = 136.3$ GeV)

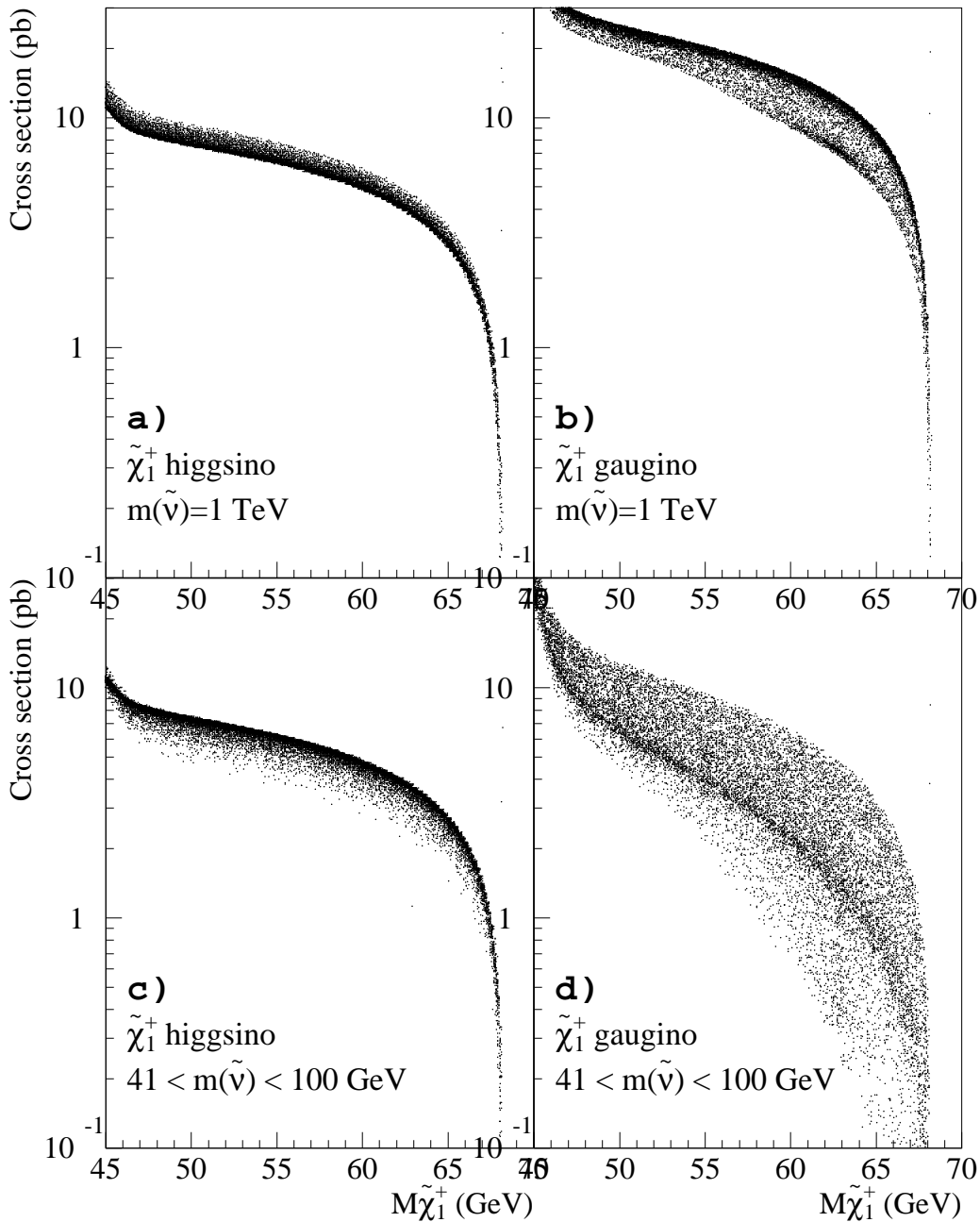


FIG. 4.11 – Section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à une énergie du centre de masse de 136.3 GeV (LEP1.5) en fonction de la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Les figures (a) et (b) montrent le cas sans interférence négative du sneutrino ( $m_{\tilde{\nu}}=1$  TeV) pour un chargino higgsino et pour un chargino jaugino; les figures (c) et (d) montrent le cas avec interférence négative du sneutrino ( $41 < m_{\tilde{\nu}} < 100$  GeV) pour un chargino higgsino et pour un chargino jaugino

est bien visible dans le lagrangien 4.35 où le couplage du chargino au  $Z^0$  est proportionnel aux couplages  $O'_{L,R}$ . Comme on l'a vu dans les équations 4.40-4.41  $|O'_{L,R}| \sim 1 - \sin^2 \theta_W$  dans la région jaugino et  $|O'_{L,R}| \sim 1/2 - \sin^2 \theta_W$  dans la région higgsino, donc le couplage d'un chargino jaugino au  $Z^0$  est plus fort que pour un chargino higgsino.

On peut résumer tous les aspects phénoménologiques sur la section efficace décrits dans ce paragraphe par la figure 4.11. Cette figure montre la section efficace totale en fonction de  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  à une énergie  $\sqrt{s}$  de 136.3 GeV<sup>1</sup>. La section efficace a été calculée en incluant les corrections radiatives. La figure est obtenue en variant  $(\mu, M_2)$  dans  $(-400 \leftrightarrow 400, 0 \leftrightarrow 800)$  GeV de façon uniforme et en prenant pour  $\tan\beta$  dans les valeurs 1, 1.5 et 35. Les points dans la figure ont été générés en utilisant le générateur Monte Carlo SUSYGEN[21]. On distingue quatre cas : les figures (a) et (b) montrent le cas d'un sneutrino lourd ( $m_{\tilde{\nu}}=1$  TeV) pour un chargino higgsino ( $\rho^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} < 0.2$ ) et pour un chargino jaugino ( $\rho^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} > 0.9$ ); les figures (c) et (d) montrent le cas d'un sneutrino léger ( $41 < m_{\tilde{\nu}} < 100$  GeV) pour un chargino higgsino et jaugino. Dans le cas du sneutrino lourd on peut voir que la section efficace est plus petite dans le cas higgsino que dans le cas jaugino ((a)↔(b)). Avec un sneutrino léger l'interférence du canal t d'échange du  $\tilde{\nu}$  commence à être très significative et la section efficace devient plus petite comme le montre clairement la figure 4.11d. Finalement, en comparant les figures (a) et (c) on vérifie que la section efficace pour un chargino purement higgsino ne dépend pas de la masse du sneutrino.

La conclusion de ce paragraphe sur la section efficace est que la détection du chargino est critique quand la composante jaugino du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  n'est pas négligeable ( $M_2 \ll |\mu|$ ) et on a un sneutrino léger ( $m_{\tilde{\nu}} < 2m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ).

### 4.3.3 Les canaux de désintégration

Généralement le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  se désintègre en trois corps dans l'état final : une particule LSP et deux quarks ou deux leptons non nécessairement de la même saveur. On suppose le  $\tilde{\chi}_1^0$  être le LSP. L'autre particule qui peut être considérée comme LSP est le sneutrino mais dans ce cas le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  se désintègre en deux corps dans l'état final : le sneutrino et un lepton.

Dans le cas où  $m_{\tilde{\chi}_2^0} > m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  alors les diagrammes de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont montrés dans la figure 4.12. Les particules échangées dans les diagrammes, soit le  $W^\pm$ , le  $\tilde{\ell}$ , le  $\tilde{\nu}$  et le  $\tilde{q}$ , sont généralement considérées virtuelles. Le sneutrino et le stop peuvent avoir une masse inférieure à  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ , donc être produits sur leur couche de masse, car il n'est pas improbable que ces deux particules soient légères (voir paragraphe 4.2.4). Cette hypothèse sera considérée plus loin dans le texte. Dans la fenêtre de masses accessibles à LEP2 la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en  $W^\pm$  réel est possible seulement pour des  $\tilde{\chi}_1^\pm$  très lourds, proches des limites cinématiques et pour un LSP ayant une masse inférieure à 12 GeV. Cette condition est possible à LEP2 uniquement pour  $\tan\beta < 2$  [22]. La même considération vient s'appliquer au cas de la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en  $H^\pm$ . De plus la relation MSSM  $m_{H^\pm} > M_W$  [23] nous permet ainsi de négliger l'échange d'un boson de Higgs chargé et

---

<sup>1</sup>: Énergie de LEP1.5

virtuel dans la désintégration du chargino.

Les deux canaux de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont donc les suivants :

$$\tilde{\chi}_1^\pm \longrightarrow (\tilde{\chi}_1^0 W^{\pm*}, \tilde{q} q') \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 q_1 \bar{q}_2 \quad (4.46)$$

$$\tilde{\chi}_1^\pm \longrightarrow (\tilde{\chi}_1^0 W^{\pm*}, \tilde{\ell}^* \nu, \tilde{\nu} \ell) \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell \bar{\nu} \quad (4.47)$$

où le squark et le sneutrino peuvent être réels. Dans le cas où le sneutrino est réel alors la désintégration  $\tilde{\chi}_1^\pm \longrightarrow \tilde{\nu} \ell$  avec le  $\tilde{\nu}$  stable devient dominante, mais la particule visible dans l'état final ne change pas si on suppose les sleptons très lourds. La différence par rapport au canal avec le  $\tilde{\chi}_1^0$  est la présence d'une particule massive non détectée, le sneutrino.

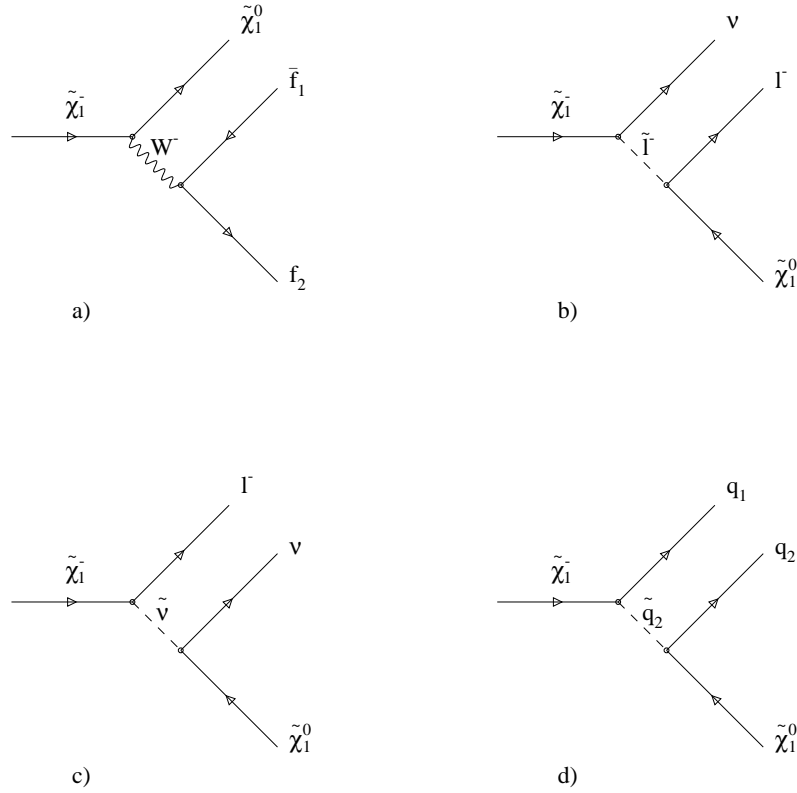


FIG. 4.12 – Diagrammes de Feynman de désintégration du chargino

### 4.3.3.1 LES RAPPORTS DE BRANCHEMENT

On peut donc étudier les deux canaux de désintégration du chargino, le canal hadronique et le canal leptonique, avec le rapport de branchement leptonique  $B_\ell$ .  $B_\ell$  dépend des paramètres  $\tan\beta$ ,  $\mu$ ,  $M_2$ ,  $M_1$  et des masses du slepton et du squark les plus légers. La description de la dépendance de  $B_\ell$  en fonction de ces six paramètres est très compliquée, il faut donc prendre des cas particuliers.

Un des cas les plus simples est d'avoir le sneutrino ou le stop plus légers que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Dans ce cas le canal via un  $W^\pm$  virtuel est très réduit car il s'agit d'une désintégration à trois corps, tandis que via le sneutrino ou le stop légers la désintégration est à deux corps. Elle est donc favorisée. Avec  $m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  le rapport de branchement leptonique sera  $\sim 100\%$ , avec  $m_{\tilde{t}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  le canal hadronique est dominant et on aura  $B_\ell \sim 0\%$ . Il faut rappeler que le chargino se couple à tous les sfermions si la composante jaugino n'est pas négligeable. Dans le cas où il est purement higgsino il se couple avec le stop droit (voir paragraphe 4.2.4). En résumant on a :

- 1)  $B_\ell \sim 100\%$  quand  $m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et si le chargino n'est pas pur higgsino ;
- 2)  $B_\ell \sim 0\%$  quand  $m_{\tilde{t}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  : si le chargino n'est pas higgsino ou indépendant de la composition du chargino si le stop est droit.

Lorsque les sfermions sont tous très lourds, de l'ordre du TeV, le chargino se désintègre uniquement via le boson  $W^\pm$  virtuel et donc  $B_\ell \sim \frac{1}{3}$ , qui est le rapport de branchement du  $W^\pm$  en leptons.

Dans le cas où il y a un sfermion dont la masse est de l'ordre de 100-200 GeV mais plus lourd que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  alors la dépendance du  $B_\ell$  en fonction des paramètres de MSSM devient plus compliquée. La figure 4.13 [20] montre les isocourbes de  $B_\ell$  dans le plan  $(\mu, M_2)$  pour  $M_1 = 0.5 M_2$ . Les trois figures correspondent aux différentes valeurs de  $(\tan\beta, m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{q}}) = (2, 200 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV}), (2, 200 \text{ GeV}, 800 \text{ GeV})$  et  $(10, 200 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$ .

Le premier commentaire à faire sur les figures 4.13a-c est que dans la région higgsino ( $M_2 \gg |\mu|$ ) le rapport de branchement leptonique est  $\sim \frac{1}{3}$ . C'est le phénomène attendu : quand la composante jaugino du chargino diminue alors le couplage avec le  $W^\pm$  augmente et le couplage avec les sfermions diminue. Quand on a un stop droit et léger alors le couplage du squark au chargino n'est plus négligeable et on peut avoir de petites déviations de  $B_\ell$  de la valeur de  $\frac{1}{3}$ .

Les figures 4.13a-c montrent très clairement aussi l'augmentation du rapport de branchement leptonique dans la région jaugino ( $M_2 \ll |\mu|$ ). La cause de cette augmentation est que le couplage du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  aux sfermions virtuels n'est plus négligeable. Lorsque le chargino est jaugino alors la constante de couplage de jauge avec le  $W^\pm$  et avec les sfermions est la même, donc la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  via un sfermion virtuel n'est pas supprimée et on peut varier  $B_\ell$  en variant la masse du sfermion.

On peut résumer ces dernières considérations de la façon suivante :

- 3)  $B_\ell \sim 33\%$  : quand les fermions sont très lourds, de l'ordre de 1 TeV ou quand le chargino est purement higgsino et lorsqu'il n'y a pas un squark droit léger ;

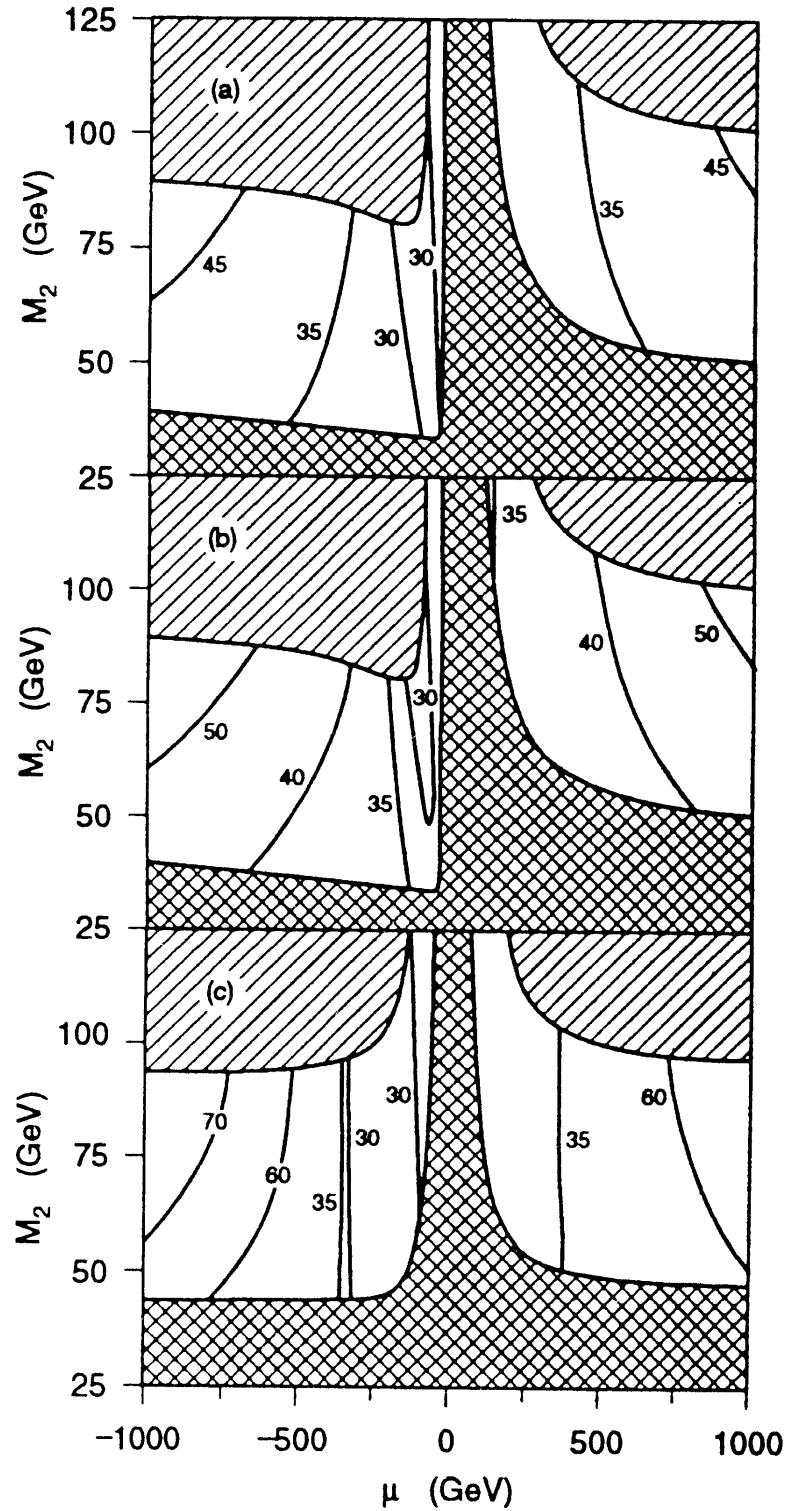


FIG. 4.13 – Isocourbes de rapport de branchement leptonique du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  pour  $M_1 = 0.5 M_2$ . Pour la figure (a) on a  $\tan\beta=2$  et  $m_{\tilde{l}}=m_{\tilde{q}}=200$  GeV, pour la figure (b)  $\tan\beta=2$ ,  $m_{\tilde{l}}=200$  GeV et  $m_{\tilde{q}}=800$  GeV, pour la figure (c)  $\tan\beta=10$  et  $m_{\tilde{l}}=m_{\tilde{q}}=200$  GeV. La région à doubles traits est la région exclue par la recherche de charginos à LEP1, la région à un seul trait n'est pas accessible cinématiquement à LEP2

- 4)  $B_\ell$ =variable : quand la composante jaugino du chargino n'est pas négligeable et s'il y a au moins un sfermion de l'ordre de 100-200 GeV. Le couplage du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  au  $W^\pm$  diminue quand augmente  $\mu$  et la décroissance est plus rapide pour des grandes valeurs de  $\tan\beta$ .

#### 4.3.3.2 $\tilde{\chi}_2^0$ LÉGER

Dans le cas où le  $\tilde{\chi}_2^0$  est plus léger que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  alors on peut avoir des désintégrations du type  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_2^0$  et avec le  $\tilde{\chi}_2^0$  allant en deux fermions de charge opposée et un  $\tilde{\chi}_1^0$  dans l'état final. On peut donc avoir des désintégrations semileptoniques du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et la variable  $B_\ell$  n'est plus suffisante pour décrire tous les canaux de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . La caractéristique principale qui ne change pas est le fait d'avoir toujours le même LSP dans l'état final. De plus dans le chapitre 5 il sera montré qu'il est expérimentalement possible de sélectionner des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  avec la même efficacité indépendamment de  $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ . L'autre considération à faire est que la région où le  $\tilde{\chi}_2^0$  est plus léger que  $\tilde{\chi}_1^\pm$  n'est pas négligeable, surtout pour des petites valeurs de  $\tan\beta$ . La figure 4.14 montre cette dernière considération dans le cas de GUT.

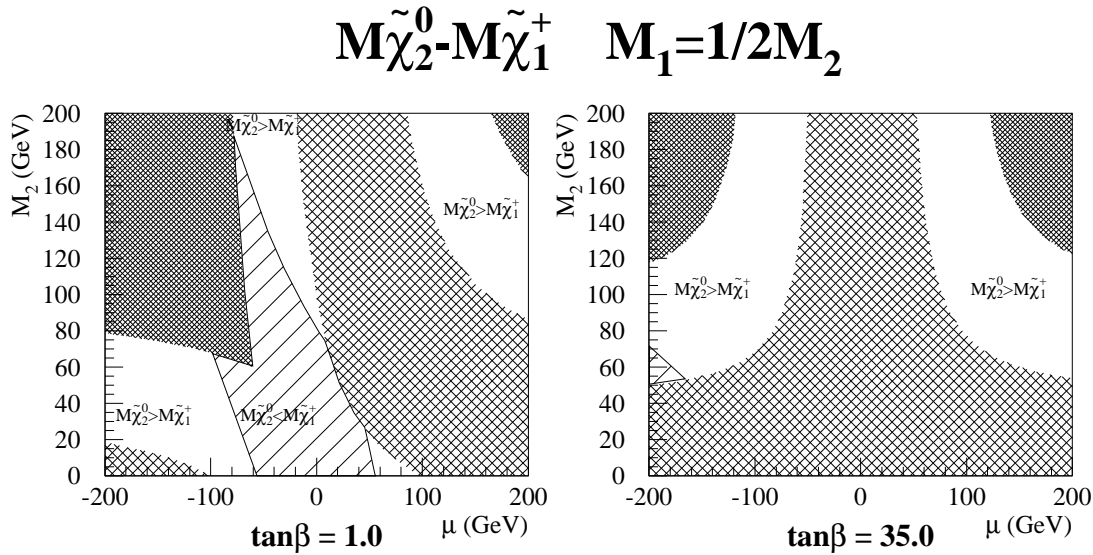


FIG. 4.14 – Régions dans l'espace  $(\mu, M_2)$  où le  $\tilde{\chi}_2^0$  peut être plus léger que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  (région en lignes simples). On a supposé valide la relation GUT  $M_1 = 0.5 M_2$ . Deux cas sont montrés, un avec  $\tan\beta=1$  et l'autre avec  $\tan\beta=35$ . La région en gris clair est la région exclue par la recherche de charginos à LEP1, la région en gris foncé n'est pas accessible pour une énergie dans le centre de masse de 200 GeV

La conclusion de ce paragraphe sur  $B_\ell$  est que la valeur du rapport de branchement du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  dans les différentes topologies peut varier très fortement. Dans la recherche du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  il faut donc être le plus possible indépendant de la topologie, i.e. du rapport de branchement leptonique.



### 4.3.3.3 CAS DES MASSES DÉGÉNÉRÉES

Comme on l'a vu dans les paragraphes précédents il y a toujours une particule non détectée dans les états finals de la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Il s'agit d'un  $\tilde{\chi}_1^0$ . Comme il sera montré dans le chapitre 5, l'efficacité de détection des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dépend de l'énergie visible dans le détecteur. Quand l'énergie visible est petite alors l'efficacité de détection diminue. Si on est proche du seuil de production des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  alors l'énergie visible peut être approximée avec l'expression  $2(m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Le paramètre  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \equiv m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  est donc très important pour trouver les régions dans l'espace de MSSM où la recherche de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  peut être difficile. On définit la région non dégénérée pour  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 10$  GeV, dégénérée pour  $10 > \Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 5$  et très dégénérée pour  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} < 5$  GeV.

Dans le chapitre 5 il sera montré que l'efficacité de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  est constante et bonne ( $\sim 60$  %) pour  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 10$  GeV et que pour des valeurs de  $\Delta M$  inférieures à 10 GeV elle descend très vite jusqu'à  $\sim 17$  % pour  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 5$  GeV (cf. Fig. 5.7d). Aucune analyse n'a encore été faite pour une dégénérescence inférieure à 5 GeV.

La figure 4.15 nous dit où la recherche du chargino peut avoir des problèmes à cause de la dégénérescence en masse avec le neutralino. Elle montre les isocourbes de  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  dans l'espace  $(\mu, M_2)$  pour deux valeurs différentes de  $\tan \beta$ , 1 (Fig. a et b) et 35 (Fig. c et d), et pour deux hypothèses de relation entre  $M_1$  et  $M_2$ : GUT  $M_1 = 0.5 M_2$  (Fig. a et c) et  $M_1 = M_2$  (Fig. b et d). La première chose à remarquer est que généralement on commence à avoir dégénérescence quand la composante higgsino du chargino est dominante, mais cela dépend de la relation entre  $M_1$  et  $M_2$ . En effet les figures (b) et (d) nous montrent que pour un bino dégénéré en masse avec le wino chargé ( $M_1 = M_2$ ) la dégénérescence en masse pour le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  commence beaucoup plus tôt, dès  $M_2 \sim 200$  GeV et avec un chargino qui est un mélange de higgsino et jaugino. La deuxième chose à remarquer est que la dégénérescence est asymétrique en  $\mu$  pour  $\tan \beta$  petit et elle est symétrique pour  $\tan \beta$  grand. Pour  $\tan \beta$  petit  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  est plus petit pour  $\mu$  positif que pour  $\mu$  négatif.

On peut résumer les considérations faites sur  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et sur la figure 4.15 de la façon suivante :

$$\begin{array}{l} \text{petit } \tan \beta \left\{ \begin{array}{l} M_1 = \frac{1}{2} M_2 \rightarrow \text{dégénérescence pour } M_2 > 400 \text{ GeV} \\ M_1 = M_2 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{dégénérescence pour } M_2 > 200 \text{ GeV et } \mu > 0 \\ \text{dégénérescence pour } M_2 > 400 \text{ GeV et } \mu < 0 \end{array} \right. \end{array} \right. \\ \\ \text{grand } \tan \beta \left\{ \begin{array}{l} M_1 = \frac{1}{2} M_2 \rightarrow \text{dégénérescence pour } M_2 > 400 \text{ GeV} \\ M_1 = M_2 \rightarrow \text{dégénérescence pour } M_2 > 100 \text{ GeV} \end{array} \right. \end{array}$$

La région de dégénérescence du chargino, où sa recherche devient plus difficile, est heureusement mieux couverte par la recherche de  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ . Dans ce cas la dégénérescence est définie comme  $\Delta M_{\tilde{\chi}_2^0} \equiv m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Dans la région typique de dégénérescence du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ , pour  $\mu \sim M_W$  et avec la relation GUT  $M_1 = 0.5 M_2$  on trouve que [24] :

$$M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0}$$

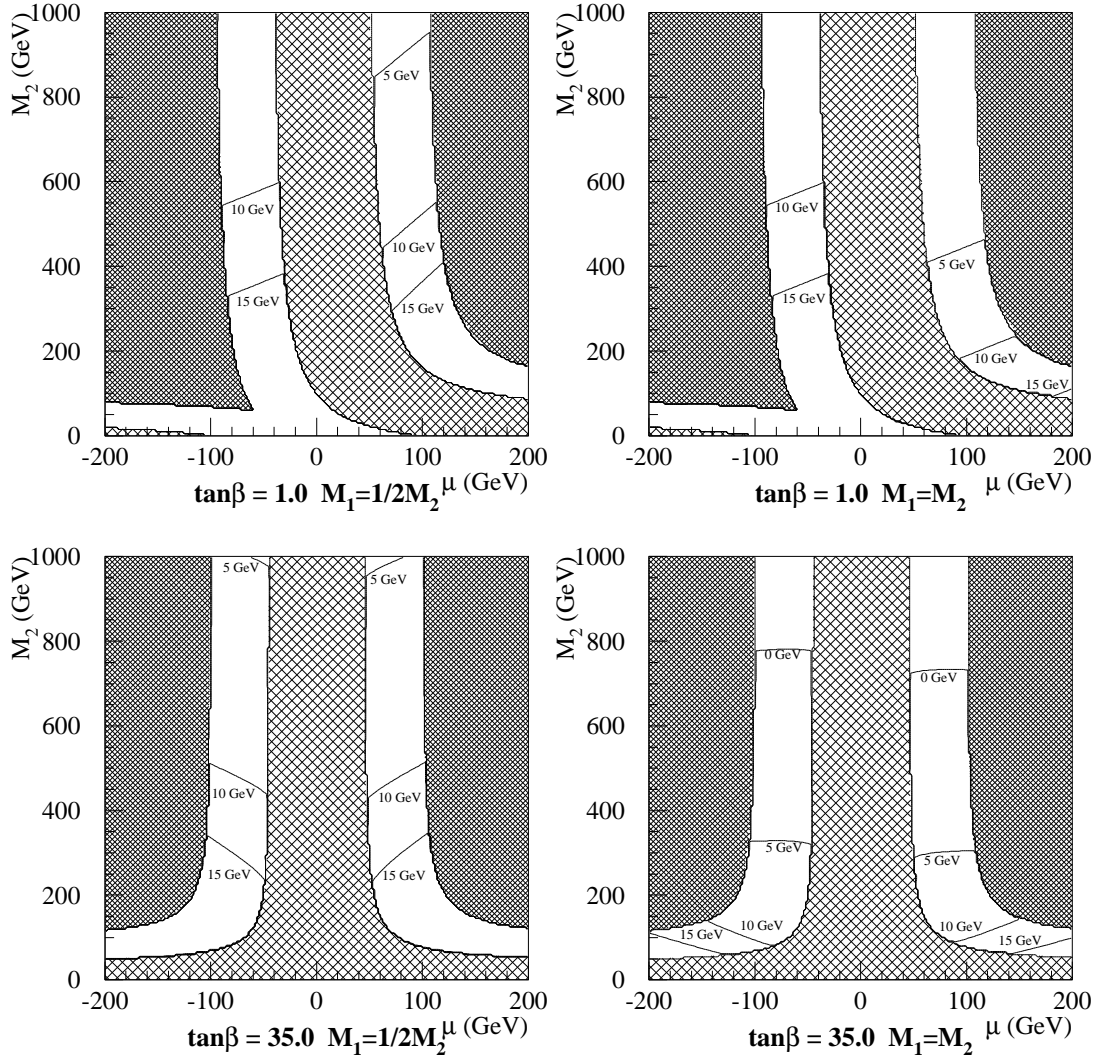


FIG. 4.15 – Isocourbes de la différence  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  pour deux différentes valeurs de  $\tan\beta$ . La région en gris clair est la région exclue par la recherche de charginos à LEP1, la région en gris foncé n'est pas accessible pour une énergie dans le centre de masse de 200 GeV. Les deux colonnes contiennent deux cas de relation entre  $M_1$  et  $M_2$  comme il est écrit à chaque figure

$$\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim \frac{1}{8} \left( 4 - \frac{\mu}{|\mu|} \sin 2\beta \right) \Delta M_{\tilde{\chi}_2^0} + \mathcal{O} \left( \frac{1}{M_2} \right) < 0.63 \Delta M_{\tilde{\chi}_2^0} + \mathcal{O} \left( \frac{1}{M_2} \right) \quad (4.48)$$

Plus généralement  $\Delta M_{\tilde{\chi}_1^\pm} < \Delta M_{\tilde{\chi}_2^0}$  pour toutes les valeurs positives de  $M_1$  [24]. Dans la région higgsino les  $\tilde{\chi}_2^0$  et le  $\tilde{\chi}_1^0$  sont donc moins dégénérés en masse que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et le  $\tilde{\chi}_1^0$ .

## 4.4 Conclusions

Le chargino le plus léger, le  $\tilde{\chi}_1^\pm$ , a de bonnes chances (cf. paragraphe 4.2.4) d'être découvert à LEP2 [25]. La section efficace de production des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  peut être de l'ordre de 1-10 pb et le fond prévu est négligeable (voir chapitre 5). Parmi les cas où la découverte du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  peut être difficile nous citons les suivants :

- A : quand la composante jaugino du chargino n'est pas négligeable ( $M_2 < |\mu|$ ) et le sneutrino est léger, avec  $m_{\tilde{\nu}} < 100$  GeV. Dans ce cas la section efficace de production peut devenir très petite à cause de l'interférence négative du diagramme d'échange du sneutrino dans le canal t ;
- B : quand le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est dégénéré en masse avec le  $\tilde{\chi}_1^0$  pour une différence de la masse inférieure à 5-10 GeV. Typiquement on a dégénérescence quand la composante higgsino du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  n'est pas négligeable mais l'effet dépend de la relation entre  $M_1$  et  $M_2$ .

En plus de ces deux situations, d'autres cas existent, cas qui ne sont pas considérés dans cette thèse. Par exemple la conservation de la parité R peut être violée mais tout en regardant le proton stable. Si la parité R n'est pas conservée alors les événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  ne sont plus caractérisés par beaucoup d'énergie manquante. Le  $\tilde{\chi}_1^0$  n'est pas stable et on a plus de particules non détectées dans l'état final.

## A Appendices

### A.1 La diagonalisation des matrices de masse des charginos et neutralinos

Les termes de masse du higgsino et du wino chargés (Eq. 4.19) peuvent être écrits de la façon suivante [26] :

$$\mathcal{L}_{M(\tilde{\chi}^\pm)} = -\frac{1}{2} (\psi^+ \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & M^{(\tilde{\chi}^\pm)^T} \\ M^{(\tilde{\chi}^\pm)} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c. \quad (4.49)$$

où :

$$M^{(\tilde{\chi}^\pm)} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (4.50)$$

$$\psi^+ \equiv (-i\lambda^+, \psi_{H_2}) \quad \psi^- \equiv (-i\lambda^-, \psi_{H_1}) \quad (4.51)$$

$\lambda^\pm$  et  $\psi_{H_2}, \psi_{H_1}$  sont les spineurs à deux composantes du wino et des higgsinos chargés. Les états propres de la matrice de masse du chargino sont définis de la façon suivante [27] :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^+ & \tilde{\chi}_2^+ \end{pmatrix} = U^{(\tilde{\chi}^+)} \psi^+ = \begin{pmatrix} \frac{\theta_2}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{2M_W^2 \cos 2\beta + \epsilon_M A}{W}} & \frac{\theta_1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{2M_W^2 \cos 2\beta + \epsilon_M A}{W}} \\ -\frac{\theta_1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{2M_W^2 \cos 2\beta + \epsilon_M A}{W}} & \frac{\theta_2}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{2M_W^2 \cos 2\beta + \epsilon_M A}{W}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -i\lambda^+ \\ \psi_{H_2} \end{pmatrix} \quad (4.52)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^- & \tilde{\chi}_2^- \end{pmatrix} = U^{(\tilde{\chi}^-)} \psi^- = \begin{pmatrix} \frac{\theta_4}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{2M_W^2 \cos 2\beta - \epsilon_M A}{W}} & \frac{\theta_3}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{2M_W^2 \cos 2\beta - \epsilon_M A}{W}} \\ \frac{\theta_3}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{2M_W^2 \cos 2\beta - \epsilon_M A}{W}} & -\frac{\theta_4}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{2M_W^2 \cos 2\beta - \epsilon_M A}{W}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -i\lambda^- \\ \psi_{H_1} \end{pmatrix} \quad (4.53)$$

avec :

$$\epsilon_M = \text{sign}(M_2^2 - \mu^2) \quad (4.54)$$

$$W = m_{\tilde{\chi}_2^\pm}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \quad (4.55)$$

$$A = A_+ \cdot A_- \quad (4.56)$$

$$A_\pm = \sqrt{(m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \pm m_{\tilde{\chi}_2^\pm})^2 - 2M_W^2 (1 \pm \sin 2\beta)} \quad (4.57)$$

et  $\theta_i$  étant défini dans le tableau 4.2.

	$\tan \beta > 1$	$\tan \beta < 1$
$\theta_1$	1	$\text{sign}(M_2 \cos \beta + \mu \sin \beta)$
$\theta_2$	$\text{sign}(M_2 \cos \beta + \mu \sin \beta)$	1
$\theta_3$	$\text{sign}(M_2 \sin \beta + \mu \cos \beta)$	1
$\theta_2$	1	$\text{sign}(M_2 \sin \beta + \mu \cos \beta)$

TAB. 4.2 – Définition de  $\theta_i$

Les matrices  $U^{(\tilde{\chi}^\pm)}$  sont unitaires et elles diagonalisent la matrice de masse  $M^{(\tilde{\chi}^\pm)}$  avec la relation suivante :

$$m_{\tilde{\chi}_i^\pm} \delta_{ij} = U_{im}^{(\tilde{\chi}^-)*} U_{jn}^{(\tilde{\chi}^+)} M_{mn}^{(\tilde{\chi}^\pm)} \quad (4.58)$$

Les valeurs propres de masse qu'on obtient sont les suivantes :

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[ M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos^2 2\beta + 4M_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)} \right] \quad (4.59)$$

Si on a (cf. relations 4.52-4.53 et 4.58) :

$$\det \left( M^{(\tilde{\chi}^\pm)} \right) = M_2\mu - M_W^2 \sin 2\beta > 0 \quad (4.60)$$

alors une des deux valeurs propres  $m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$  est négative. Plutôt que d'avoir des masses négatives on réécrit les valeurs propres dans la forme  $\eta_i m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$  avec  $|\eta_i| = 1$ .  $\eta_i$  est toujours choisi de façon à avoir une masse du chargino positive. L'équation 4.58 devient donc :

$$m_{\tilde{\chi}_i^\pm} \delta_{ij} = U_{im}^{(\tilde{\chi}^-)*} \left( \eta_j U_{jn}^{(\tilde{\chi}^+)} \right) M_{mn}^{(\tilde{\chi}^\pm)} \quad (4.61)$$

La matrice  $U_{jn}^{(\tilde{\chi}^+)}$  est donc remplacée par la matrice  $\eta_j U_{jn}^{(\tilde{\chi}^+)}$ .

Pour les neutralinos le terme de masse des jauginos et higgsinos neutres est le suivant :

$$\mathcal{L}_{M(\tilde{\chi}^0)} = -\frac{1}{2}\psi_k^0 M_{kl}^{(\tilde{\chi}^0)} \psi_l^0 + h.c. \quad (4.62)$$

avec :

$$M^{(\tilde{\chi}^0)} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (4.63)$$

et :

$$\psi^0 \equiv (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \tilde{H}_a, \tilde{H}_s) \quad (4.64)$$

où :

$$\tilde{H}_a \equiv \sin \beta \psi_{H_1} - \cos \beta \psi_{H_2} \quad (4.65)$$

$$\tilde{H}_s \equiv \cos \beta \psi_{H_1} + \sin \beta \psi_{H_2} \quad (4.66)$$

$\lambda_\gamma, \lambda_Z, \psi_{H_1}$  et  $\psi_{H_2}$  sont les spineurs à deux composantes du photino, zino et des deux higgsinos neutres. La matrice  $M^{(\tilde{\chi}^0)}$  est diagonalisée par la matrice  $U^{(\tilde{\chi}^0)}$  laquelle peut être réelle. Les valeurs et les états propres de la matrice  $M^{(\tilde{\chi}^0)}$  sont donnés par les équations suivantes :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^0 & \tilde{\chi}_2^0 & \tilde{\chi}_3^0 & \tilde{\chi}_4^0 \end{pmatrix} = U^{(\tilde{\chi}^0)} \begin{pmatrix} -i\lambda_\gamma \\ -i\lambda_Z \\ \tilde{H}_a \\ \tilde{H}_s \end{pmatrix} \quad (4.67)$$

$$m_{\tilde{\chi}_i^0} \delta_{ij} = U_{im}^{(\tilde{\chi}^0)} U_{jn}^{(\tilde{\chi}^0)} M_{mn}^{(\tilde{\chi}^0)} \quad (4.68)$$

Si une des quatre valeurs propres  $m_{\tilde{\chi}_i^0}$  est négative alors elle est remplacée par  $\eta_i m_{\tilde{\chi}_i^0}$  et l'équation précédente devient :

$$m_{\tilde{\chi}_i^0} \delta_{ij} = \left( iU_{im}^{(\tilde{\chi}^0)} \right) \left( iU_{jn}^{(\tilde{\chi}^0)} \right) M_{mn}^{(\tilde{\chi}^0)} > 0 \quad (4.69)$$

et la matrice  $U^{(\tilde{\chi}^0)}$  est remplacée par  $iU^{(\tilde{\chi}^0)}$ .

## A.2 La section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$

A LEP les  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  sont produits via l'échange d'un  $Z^0$ , photon ou sneutrino. Les couplages du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  avec des électrons,  $Z^0$ ,  $\gamma$  et sneutrino peuvent être déduits à partir des lagrangiens suivants [19] :

$$\mathcal{L}_{Z^0 \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} = \frac{g}{\cos \theta_W} Z_\mu \tilde{\chi}_1^+ \gamma^\mu (O'_L P_L + O'_R P_R) \tilde{\chi}_1^- \quad (4.70)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} = -e A_\mu \tilde{\chi}_1^+ \gamma^\mu \tilde{\chi}_1^- \quad (4.71)$$

$$\mathcal{L}_{e \tilde{\nu} \tilde{\chi}_1^+} = -g U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^+)} \left( \tilde{\chi}_1^{+c} P_L e \tilde{\nu}^* + \bar{e} P_R \tilde{\chi}_1^{+c} \tilde{\nu} \right) \quad (4.72)$$

où  $\tilde{\chi}_1^\pm$ ,  $e$  et  $\nu$  sont les spineurs à quatre composantes,  $\tilde{\chi}_1^{+c}$  est le spineur conjugué en charge et :

$$P_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2} \quad (4.73)$$

$$O'_{L,R} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left| U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^\pm)} \right|^2 + \sin^2 \theta_W \quad (4.74)$$

La section efficace totale  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-}$  peut être écrite ainsi :

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} = \sigma_\gamma + \sigma_Z + \sigma_{\tilde{\nu}} + \sigma_{\gamma Z} + \sigma_{\gamma \tilde{\nu}} + \sigma_{Z \tilde{\nu}} \quad (4.75)$$

où :

$$\sigma_\gamma = \frac{e^4 q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{2\pi s^2 \sqrt{s}} \left( E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + \frac{q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{3} + m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \right) \quad (4.76)$$

$$\sigma_Z = \frac{e^4 q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{\pi \sin^4 2\theta_W \sqrt{s}} \left( 2 \sin^4 \theta_W - 2 \sin^2 \theta_W + \frac{1}{4} \right) |D_Z|^2 \left[ (|O'_L|^2 + |O'_R|^2) \left( E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + \frac{q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{3} \right) + 2O'_L O'_R m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \right] \quad (4.77)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}} = \frac{e^4}{32\pi \sin^4 \theta_W m_{\tilde{\nu}}^4} U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^\pm)^4} \frac{q}{\sqrt{s}} \left[ \frac{E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 - q_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sqrt{s} \frac{a_L}{b_L}}{a_L^2 - b_L^2} + \frac{2q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{b_L^2} + \frac{1}{2b_L^2} \left( q_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sqrt{s} - 2q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \frac{a_L}{b_L} \right) \ln \left| \frac{a_L + b_L}{a_L - b_L} \right| \right] \quad (4.78)$$

$$\sigma_{\gamma Z} = \frac{e^4 q_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{\pi \sin^2 2\theta_W s \sqrt{s}} \text{Re}(D_Z) \left( 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} \right) (O'_L + O'_R) \left( E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + \frac{q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}{3} + m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \right) \quad (4.79)$$

$$\sigma_{\gamma \bar{\nu}} = -\frac{e^4 U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^\pm)^2}}{16\pi \sin^2 \theta_W s} \left( h + m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \ln \left| \frac{a_L + b_L}{a_L - b_L} \right| \right) \quad (4.80)$$

$$\sigma_{Z \bar{\nu}} = -\frac{e^4 U_{11}^{(\tilde{\chi}_1^\pm)^2}}{16\pi \sin^2 \theta_W s} \left( \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} \right) \text{Re}(D_Z) \left( O'_L h + O'_R m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \ln \left| \frac{a_L + b_L}{a_L - b_L} \right| \right) \quad (4.81)$$

avec :

$$D_Z = \frac{1}{(s - M_Z) + iM_Z \Gamma_Z} \quad (4.82)$$

$$a_L = \frac{1}{2m_{\tilde{\nu}}^2} (2m_{\tilde{\nu}}^2 + s - 2m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2) \quad (4.83)$$

$$b_L = \frac{q_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sqrt{s}}{m_{\tilde{\nu}}^2} \quad (4.84)$$

$$h = 2q_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sqrt{s} - q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \frac{a_L}{b_L} + \left( E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 \frac{a_L^2}{b_L^2} - q_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sqrt{s} \frac{a_L}{b_L} \right) \ln \left| \frac{a_L + b_L}{a_L - b_L} \right| \quad (4.85)$$

$q_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  est l'impulsion du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  dans le système du centre de masse de  $e^+e^-$  et  $E_{\tilde{\chi}_1^\pm} = \sqrt{q_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2 + m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2}$ .

Dans la région jaugino ( $M_2 \ll |\mu|$ ) la section efficace est proportionnelle à l'expression suivante [20] :

$$R \sim \frac{1}{2} \beta (3 - \beta^2) \left[ 1 + \left( \frac{s}{s - M_Z^2} \right)^2 \left( \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \right)^2 - \frac{1}{\sin^2 \theta_W} \left( 1 + \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2} \right) \frac{s}{4m_{\tilde{\nu}}^2 + s(1 + \beta^2)} \right] \quad (4.86)$$



où :

$$R = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-}}{\sigma_{e^+e^- \xrightarrow{\text{QED}} \mu^+ \mu^-}} \quad (4.87)$$

et dans la région higgsino ( $M_2 \gg |\mu|$ ) avec [20] :

$$R \sim \frac{1}{2}\beta(3 - \beta^2) \left[ 1 + \left( \frac{s}{s - M_Z^2} \right)^2 \left( \frac{\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W}{1 - \sin^2 \theta_W} \right)^2 \right], \quad (4.88)$$

$$\text{avec } \beta = \sqrt{1 - \left( \frac{m_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{E_{\tilde{\chi}_1^\pm}} \right)^2}.$$

### A.2.1 LES CORRECTIONS RADIATIVES

Avant la production des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ , l'électron peut rayonner un photon ce qui modifie la section efficace donnée dans le paragraphe précédent. Les corrections radiatives à la section efficace totale peuvent être obtenues par une convolution de  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-}$  avec la probabilité d'émettre un photon dans l'état initial. Cette probabilité est approximativement donnée par la formule suivante [28] :

$$P_\gamma(u_\gamma) = \frac{b}{u_\gamma^{1-b}} \left( \frac{1}{2}u_\gamma^2 - u_\gamma + 1 \right) \quad (4.89)$$

où :

$$u_\gamma = \frac{2k_\gamma}{\sqrt{s}} \quad k_\gamma \equiv \text{impulsion du photon} \quad (4.90)$$

$$b = \frac{2\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right) \quad (4.91)$$

$b$  est obtenu en intégrant sur la totalité de l'angle solide la probabilité de rayonner le photon.

# Bibliographie

- [1] Voir, par exemple, H. Georgi, H.R. Quinn and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **33**(1974)451.
- [2] H. Georgi, S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**(1974)438 ;  
A.J. Buras, J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. **B135**(1978)66.
- [3] U. Amaldi et al., Phys. Lett. **B281**(1992)374 ;  
H.Fürstenau, Ph. D. thesis, Univ. of Karlsruhe, IEKP-KA/92-16.
- [4] J. Wess and J. Bagger, “Introduction to Supersymmetry”, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1991 ;  
R.N. Mohapatra, “Unification to Supersymmetry and Supergravity”, Springer Verlag, New York, 1991 ;  
P.C. West, “Introduction to Supersymmetry and Supergravity”, World Scientific, Singapore, 1990 ;  
P.G.O. Freund, “Introduction to Supersymmetry”, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1986.
- [5] R. Barbieri, Riv. Nuovo Cim. **11**(1988)1 ;  
A.B. Lahans and D.V. Nanopoulos, Phys. Rep. **145**(1987)1 ;  
H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **117**(1985)75 ;  
M.F. Sohnius, Phys. Rep. **128**(1985)39 ;  
H.P. Nilles, Phys. Rep. **110**(1984)1 ;  
P. Fayet and S. Ferrara, Phys. Rep. **32**(1977)249.
- [6] M. Jacquet, These de Doctorat, LAL 95-89.
- [7] L. Girardello and M.T. Grisaru, Nucl. Phys. **B194**(1984)419.
- [8] R. Barbieri and G.F. Giudice, Nucl. Phys. **B306**(1988)63.
- [9] L.E. Ibáñez, C. López and C. Muñoz, Nucl. Phys. **B256**(1985)218.
- [10] B. Grinstein, J. Polchinski and M.B. Wise, Phys. Lett. **B130**(1983)285.
- [11] K. Olive and M. Srednicki, Phys. Lett. **B230**(1989)78 ;  
L. Roszkowski, idib. **262**(1991)59 ;  
K. Griest and D. Seckel, Phys. Rev. **D43**(1991)3191 ;

- S. Mizuta and M. Yamaguchi, Phys. Lett. **B298**(1993)120 ;  
M. Dress and M. Nojirim, Phys. Rev. **D47**(1993)376.
- [12] S. Dimopoulos and G.F. Giudice, Phys. Lett. **B357**(1995)573-578.
- [13] M. Carena, S. Pokorski and C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B406 (1993) 59 ;  
P. Langacker and N. Polonsky, Phys. Rev. D49 (1994) 1454.
- [14] M.D. Hildreth, “The current status of the  $R_b$  and  $R_c$  puzzle”, XXXI Rencontres de Moriond, 19 March 1996.
- [15] P. Paganini, P. Roudeau, A. Stocchi, “An heretic evaluation of the accuracy on  $R_b$ ”, DELPHI 96-2 Phys 586.
- [16] P.H. Chankoski and S. Pokorski, IFT-95/5.
- [17] J. Ellis et al., CERN-TH/95-314, hep-ph/9512288.
- [18] P.H. Chankoski and S. Pokorski, hep-ph/9603310.
- [19] H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **117**(1985)75.
- [20] J.L. Feng and M.J. Strassler, Phys. Rev. **D51**(1995)4661.
- [21] S. Katsanevas, “SUSYGEN manual”.
- [22] ALEPH collaboration, D. Décamp et al., Phys. Rep. **216**(1992)253.
- [23] G.G. Ross, “Beyond the Standard Model”, CERN 95-04.
- [24] G.F. Giudice and A. Pomarol, “Mass Degeneracy of the Higgsinos”, CERN-TH/95-337.
- [25] G. Altarelli et al., “Physics at LEP2”, CERN-96-01.
- [26] A. Bartl et al., Z. Phys. C, Particles and Fields **30**(1986)441-449.
- [27] A. Bartl et al., HEPHY-PUB-561-91.
- [28] F. Richard, private communications.



# Chapitre 5

## La recherche des charginos à 130 et 136 GeV

## Table des matières du chapitre

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>117</b>
<b>5.2</b>	<b>Etude des caractéristiques du signal</b>	<b>118</b>
5.2.1	La simulation du signal	121
<b>5.3</b>	<b>Etude des caractéristiques des processus de fond</b>	<b>123</b>
5.3.1	Événements $f\bar{f}\gamma$	124
5.3.2	Événements d'interaction à deux photons ( $\gamma\gamma$ )	124
5.3.3	Diffusion $e^+e^-$	125
5.3.4	Événements $W^*W, Z^*Z, W\nu, Zee$	125
5.3.5	La simulation des processus de fond	126
<b>5.4</b>	<b>Les coupures de présélection</b>	<b>127</b>
<b>5.5</b>	<b>Les coupures de sélection</b>	<b>127</b>
5.5.1	Topologie $j\bar{j}l$	128
5.5.1.1	Cas non dégénéré	128
5.5.1.2	Cas dégénéré	130
5.5.2	Topologie $jjjj$	132
5.5.3	Topologie $ll$	133
5.5.4	La visualisation graphique	134
<b>5.6</b>	<b>Efficacité de détection et réjection</b>	<b>135</b>
5.6.1	Topologie $j\bar{j}l$	135
5.6.2	Topologie $jjjj$	137
5.6.3	Topologie $ll$	140
<b>5.7</b>	<b>Les résultats</b>	<b>141</b>
5.7.1	Topologie $j\bar{j}l$	141
5.7.2	Topologie $jjjj$	142
5.7.3	Topologie $ll$	145
5.7.4	Résultats finals	147
<b>5.8</b>	<b>Les limites dans l'espace des paramètres de MSSM</b>	<b>149</b>
5.8.1	La variation des limites en fonction du rapport de branchement leptonique du chargino	160
<b>5.9</b>	<b>Résumé</b>	<b>162</b>
<b>A</b>	<b>Appendices</b>	<b>163</b>
A.1	Les distributions des variables utilisées dans l'analyse	163

---

Une analyse de recherche de la production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  a été faite sur les données prises par DELPHI pendant le run à haute énergie du LEP de novembre 1995 (P3). Ce chapitre contient la description détaillée de cette analyse. Différentes limites d'exclusion sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et sur les paramètres de MSSM sont montrées à la fin du chapitre. Un seul candidat  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  a été trouvé dans les données, ce qui est conforme au fond attendu.

## 5.1 Introduction

Deux échantillons de données ont été utilisés, (cf. tableau 5.1). Ces échantillons correspondent à  $2.91 \text{ pb}^{-1}$ , à  $130.4 \text{ GeV}$  d'énergie dans le système du centre de masse et à  $3.01 \text{ pb}^{-1}$ , à  $136.3 \text{ GeV}$ . L'échantillon à  $140 \text{ GeV}$  pris à la fin du run de LEP1.5 n'a pas été utilisé dans le calcul des limites finales à cause de la faible luminosité. Le nombre d'événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  attendus à cette luminosité et à cette énergie est <sup>1</sup>  $\sim 3$  événements/pb. Seule la description de l'analyse à  $130.4 \text{ GeV}$  sera détaillée<sup>2</sup>, tandis que les résultats finals et les limites d'exclusion incluront les deux valeurs de  $\sqrt{s}$ :  $130.4$  et  $136.3 \text{ GeV}$ .

	Echantillon 1	Echantillon 2	Total
$\int \mathcal{L} dt$	$2.91 \text{ pb}^{-1}$	$3.01 \text{ pb}^{-1}$	$5.92 \text{ pb}^{-1}$
$\sqrt{s}$	$130.4 \text{ GeV}$	$136.3 \text{ GeV}$	

TAB. 5.1 – Luminosité et énergie du centre de masse des deux échantillons de données utilisées dans l'analyse

La luminosité instantanée a varié entre  $1.5 \cdot 10^{31}$  et  $2.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ce qui correspond à un taux de déclenchements entre <sup>3</sup>  $5$  et  $10 \text{ Hz}$  [1]. Ce taux de déclenchements est supérieur d'un facteur deux au réglage du déclencheur de DELPHI dans la prise des données à LEP1. La cause de l'augmentation du taux de déclenchements est l'introduction d'une nouvelle fonction de décision dans le déclencheur de DELPHI. Cette fonction de décision permet de descendre le seuil sur la masse visible à  $0.4 \text{ GeV}$  [1]. Cette décision de changement du déclencheur a été prise pour être le plus possible efficace dans la détection d'événements avec peu d'énergie visible dans le détecteur, comme c'est le cas par exemple, des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  avec la masse du  $\tilde{\chi}_1^0$  très proche de la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ , lesquels sont caractérisés par une énergie visible très faible.

<sup>1</sup>: Pour une efficacité de détection de  $\sim 50 \%$

<sup>2</sup>: L'efficacité de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et les facteurs de rejet des processus de fond sont égaux aux deux valeurs de  $\sqrt{s}$

<sup>3</sup>:  $10 \text{ Hz}$  est la valeur maximale supportée par DELPHI

Pour être rapide et efficace dans la détection d'un éventuel signal de nouvelle physique un logiciel d'étiquetage des événements (DAFNE [2]) a été installé pour la prise des données à haute énergie de LEP (P3, novembre 1995). La chaîne de sélection des données dans P3 est décrite dans le chapitre 1.

Trois modules de DAFNE ont été dédiés pour l'étiquetage de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ , un pour chaque topologie. Les événements ont été analysés avec visualisation graphique après avoir été étiquetés comme potentiels candidats  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ .

Le retard moyen entre la prise des données et la classification graphique des candidats a été de 15 heures pendant tout le mois de prise des données.

## 5.2 Etude des caractéristiques du signal

Les  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont produits par paires à LEP (cf. chapitre 4). Les produits de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont des fermions et la particule supersymétrique la plus légère (LSP) qui est stable et qui n'interagit pas avec la matière : dans cette analyse on suppose que le LSP est le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , lequel est stable car on suppose la conservation de la parité R. Dans la production et la désintégration de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  il y a donc deux  $\tilde{\chi}_1^0$  qui sont toujours perdus : les événements des charginos sont caractérisés essentiellement par beaucoup de masse et d'énergie manquantes.

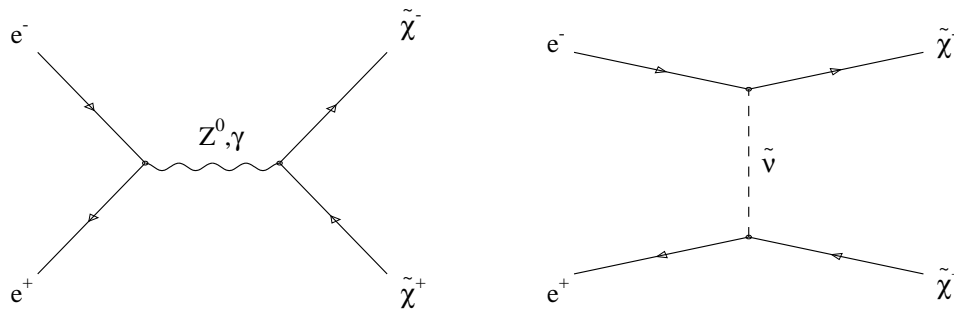


FIG. 5.1 – Diagrammes de Feynman de production des charginos à LEP

Les diagrammes de Feynman du processus  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  sont montrés dans la figure 5.1.

Le diagramme d'échange d'un sneutrino dans le canal t a une contribution négative dans le calcul de la section efficace de production totale. L'intensité de la contribution dépend de la masse du sneutrino et de la composition du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en higgsino et en jaugino (voir le chapitre 4).



Dans l'analyse qui suit on suppose que le  $\tilde{\chi}_2^0$  est plus lourd<sup>4</sup> que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . La conséquence de cette supposition est que les diagrammes de Feynman possibles de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont au nombre de quatre. Ces diagrammes sont montrés dans la figure 5.2.

Les topologies finales de désintégration des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  sont donc :

$$e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \begin{cases} q_1 \bar{q}_2 \ell & (jj\ell) \\ q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4 & (jjjj) \\ \ell^+ \ell^- & (\ell\ell) \end{cases} \quad (5.1)$$

Dans le cas où les sfermions sont beaucoup plus lourds que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  alors la désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  via un boson W virtuel est dominante et les rapports de branchement dans les trois topologies sont : 44.5 % pour  $jj\ell$ , 44.5 % pour  $jjjj$  et 11 % pour le  $\ell\ell$  avec de faibles variations quand la masse du W virtuel est proche de la masse du  $\tau$  ( $\sim 1.8$  GeV).

Dans le cas où on ne fait pas d'hypothèses sur la masse des sfermions alors les rapports de branchement dans les trois topologies possibles peuvent changer de façon significative. Le cas d'une topologie purement leptonique peut être réalisé par exemple quand le  $\tilde{\nu}$  est plus léger que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et la composante jaugino du chargino n'est pas négligeable. Le canal dominant de désintégration du chargino est alors  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \ell \tilde{\nu}$  (Fig. 5.2c). Une analyse séparée<sup>5</sup> a montré l'indépendance des résultats dans la topologie  $\ell\ell$  de la masse du  $\tilde{\nu}$ , si  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}} > 5$  GeV.

Dans l'analyse qui suit on distingue deux cas :

- A :  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > 10$  GeV : c'est le cas non dégénéré où les événements sont caractérisés par une masse visible supérieure à  $\sim 25$  GeV et par des grandes valeurs de l'impulsion manquante dans le plan transverse ( $P_{tM}$ ).
- B :  $10 > m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > 5$  GeV : c'est le cas dégénéré où l'énergie visible est très petite, inférieure à  $\sim 25$  GeV.

Dans le cas où  $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 0$  GeV il peut apparaître des configurations cinématiques très voisines de celles obtenues pour  $W^+ W^-$ . Cet effet a peu d'importance à 130 GeV car on est très au-dessous du seuil de production de  $W^+ W^-$ .

Les autres caractéristiques des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  sont une forte acoplanarité (voir la définition du paragraphe 5.5.1.1) et la présence d'un lepton isolé dans la topologie  $jj\ell$ .

Les caractéristiques que l'on vient de décrire permettent d'éliminer facilement la contamination des différents processus de fond présents à 130 GeV.

---

<sup>4</sup> Une analyse a été faite pour vérifier l'indépendance des résultats avec cette affirmation; des événements avec un  $\tilde{\chi}_2^0$  plus léger que le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  ont été générés et les mêmes résultats, à 5 % près, ont été obtenus

<sup>5</sup> Différents événements avec  $m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  ont été générés et analysés

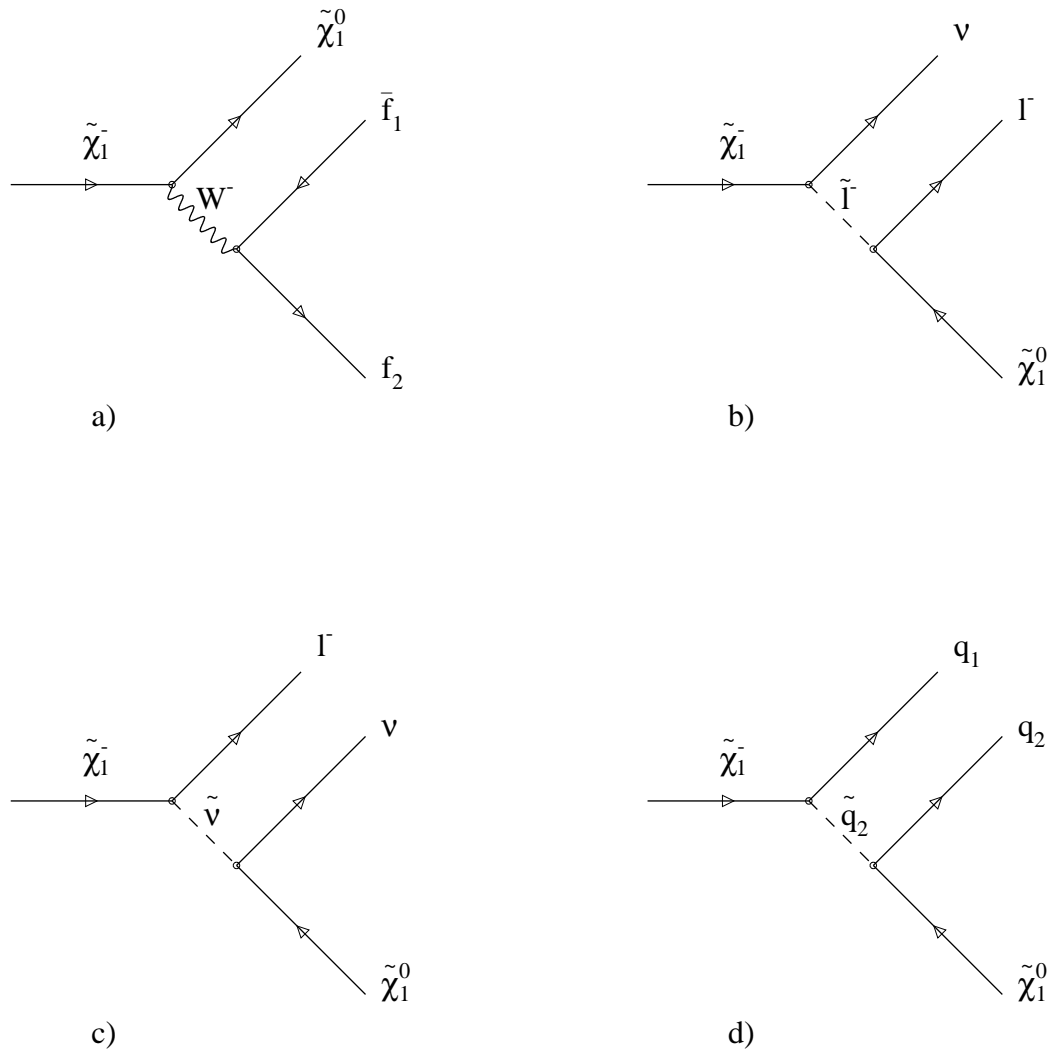


FIG. 5.2 – Diagrammes de Feynman de désintégration de chargino

### 5.2.1 La simulation du signal

Différents points dans l'espace de paramètres de MSSM ont été générés utilisant le générateur SUSYGEN[3]. Ce générateur Monte Carlo est basé sur les formules de la référence [4] qui donnent les valeurs de la section efficace de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et des rapports de branchement de la désintégration du chargino en fonction des paramètres de MSSM. Ces paramètres sont la masse  $M_2$  du jaugino de SU(2), le paramètre  $\mu$  de mélange du higgsino et le rapport  $\tan\beta$  entre les valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs. On suppose ici que la masse  $M_1$  du jaugino de U(1) est reliée à  $M_2$  par la relation prédite par la théorie grande unifiée  $M_1=5/3 \cdot \tan^2\theta_W \cdot M_2$  (cf. chapitre 4).

Les deux paramètres qui jouent le rôle principal dans l'efficacité de détection sont  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et  $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ . Les paramètres utilisés pour définir les différentes valeurs de  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  sont :  $(M_2, \mu, \tan\beta)$ .

L'exigence d'unification des couplages de Yukawa b-  $\tau$  donne une prévision de la masse du quark top en fonction de  $\tan\beta$  [5]. Pour  $m_t < 200$  GeV  $\tan\beta$  doit être de l'ordre de 1 ou entre 35 et 60. Dans la région entre 35 et 60 on peut avoir en plus l'unification des couplages de Yukawa du top et du bottom, où  $\tan\beta \sim \frac{m_t}{m_b}$ . On a donc choisi  $\tan\beta = 1.5$  [6] pour la génération des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ , tandis que les résultats finals seront montrés pour  $\tan\beta=1, 1.5$  et 35.

N	$M_2$ (GeV)	$\mu$ (GeV)	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	$\Delta M$ (GeV)	Nb. d'événements générés
1	900	71	63.8	58.9	4.9	2000
2	500	78	64.2	54.8	9.4	2000
3	350	85	64.0	50.0	14.0	2000
4	300	90	64.4	47.8	16.6	2000
5	110	195	63.9	33.4	30.5	2000
6	35	-130	63.9	20.7	43.2	2000
7	900	63	55.9	51.1	4.8	2000
8	500	68	54.6	45.5	9.1	2000
9	300	80	55.4	39.9	15.5	2000
10	200	95	53.8	32.1	21.7	2000
11	95	200	53.8	26.6	27.2	2000
12	22	-130	53.1	13.2	39.9	2000

TAB. 5.2 – Evénements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  générés dans l'espace de MSSM  $(M_2, \mu)$ . Les points ont été générés avec  $\tan\beta = 1.5$  et  $m_{\tilde{\nu}} = 500$  GeV. Les mêmes quantités d'événements ont été générées à 136.3 GeV

La masse du sneutrino a été aussi fixée à 500 GeV. Les valeurs de la masse des charginos et neutralinos ne dépendent pas de la valeur de  $m_{\tilde{\nu}}$ . Les trois facteurs influencés par des valeurs de  $m_{\tilde{\nu}}$  inférieures à 100 GeV sont la distribution angulaire des deux charginos, la valeur de la section efficace et des rapports de branchement. Des tests avec de petites valeurs de  $m_{\tilde{\nu}}$  ont démontré que le changement de l'efficacité dû au changement de la distribution angulaire est négligeable. De plus, la valeur de la section efficace de production  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  ne rentre pas dans l'évaluation de l'efficacité de l'analyse. La variation de  $m_{\tilde{\nu}}$  sera considérée dans le calcul des limites d'exclusion.

Les 12 points choisis sont montrés dans le tableau 5.2. La moitié de ces 12 points correspond à une masse proche de la limite cinématique (65.2 GeV) et l'autre moitié correspond à un chargino plus léger,  $\sim 10$  GeV au-dessous de la limite cinématique. Le choix de la masse du neutralino varie entre des valeurs très faibles ( $\sim 10$  GeV) et des valeurs proches de la masse du chargino ( $\sim 60$  GeV). Ce choix correspond à une variation de  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} (\Delta M)$  entre 5 et 40 GeV. Les valeurs de  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ,  $m_{\tilde{\chi}_1^0}$  et  $\Delta M$  sont représentées graphiquement dans la figure 5.3.

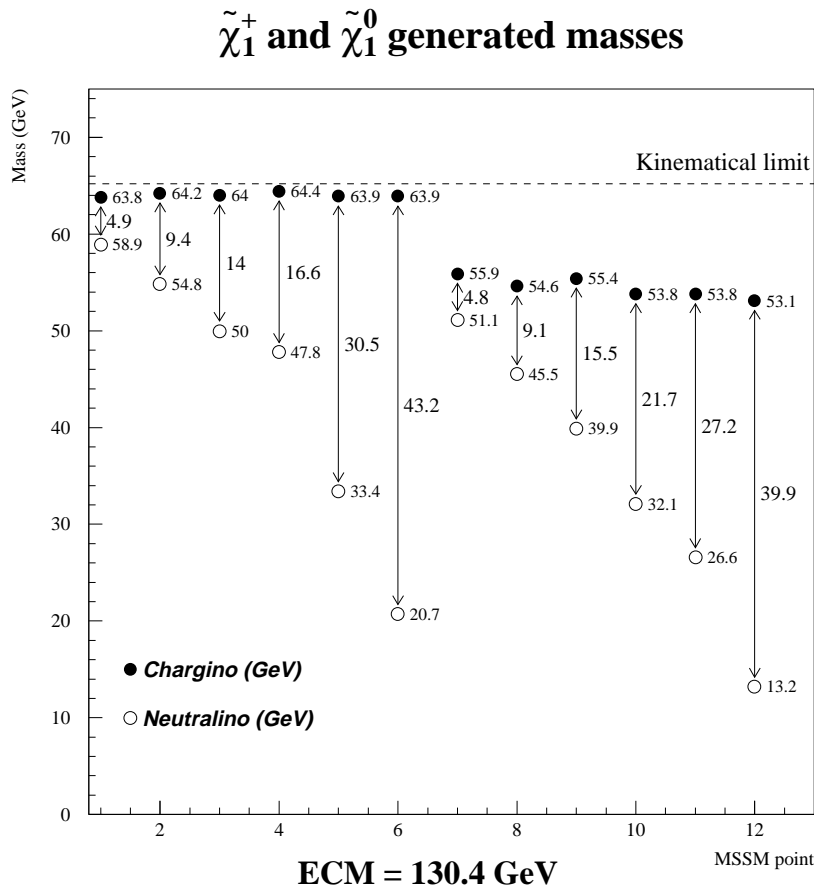


FIG. 5.3 – Représentation schématique des points  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  générés. Les nombres près des flèches indiquent les valeurs de  $\Delta M$

Les données générées avec SUSYGEN ont été processées avec la chaîne complète de simulation et de reconstruction de DELPHI [7].

### 5.3 Etude des caractéristiques des processus de fond

Les processus de fond concernés par cette analyse sont montrés dans le tableau 5.3.

Type du processus de fond	$\sigma$ (pb)	Événements attendus	Luminosité équivalente générée (pb <sup>-1</sup> )
$e^+e^- \rightarrow ff(\gamma)$	463.0	1347	10.6
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (Diffusions)	150.0	464	90.0
$e^+e^- \rightarrow W^*W(\gamma)$	0.4	1	150.0
$e^+e^- \rightarrow Z^*Z(\gamma)$	0.5	1	120.0
$e^+e^- \rightarrow We\nu(\gamma)$	0.8	2	75.0
$e^+e^- \rightarrow Zee(\gamma)$	2.0	6	30.0
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ( $\gamma\gamma$ VDM)	10600.0	30846	7.5
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ( $\gamma\gamma$ QPM)	450.0	1309	12.9
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ( $\gamma\gamma$ QCD)	1330.0	3870	27.0
"γγ filtrés" (pour $jj\ell$ )			
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ( $\gamma\gamma$ VDM)	64.0	186	30.1
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ( $\gamma\gamma$ QPM)	60.0	175	29.9
"γγ filtrés" (pour $jjjj$ )			
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ( $\gamma\gamma$ VDM)	110.0	320	29.8
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ( $\gamma\gamma$ QPM)	76.0	221	30.2
"γγ filtrés" (pour $\ell\ell$ )			
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ (QPM)	401.0	1167	5.4
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (QPM)	110.0	320	17.0
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ (QPM)	21.0	61	39.5

TAB. 5.3 – Événements de processus de fond simulés pour l'analyse à 130.4 GeV. Le nombre d'événements attendus est calculé pour une luminosité de 2.91 pb<sup>-1</sup>. Les mêmes quantités d'événements ont été générées à 136.3 GeV

Les processus de fond les plus dangereux dans la recherche des charginos à 130 GeV sont les événements  $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow f\bar{f}\gamma$  et les événements d'interaction à deux photons en raison de la grande section efficace de production : plus de 2 ordres de grandeur supérieurs à la section efficace de production de charginos. Dans la topologie purement leptonique le processus de fond important est la diffusion  $e^+e^-$ .

Les autres processus de fond ( $W^*W$ ,  $Z^*Z$ ,  $We\nu$ ,  $Zee$ ) ont une section efficace de production très petite<sup>6</sup>. En effet les  $\sqrt{s}$  des 130.4 et 136.3 GeV sont au-dessous du seuil de production  $WW$  et  $ZZ$ . Indépendamment de la valeur de la section efficace, les caractéristiques de ces processus combinées aux possibles effets du détecteur ne sont pas très différentes du signal, surtout pour ce qui est du processus des  $W^*W$ .

### 5.3.1 Événements $f\bar{f}\gamma$

Les événements  $f\bar{f}\gamma$  sont caractérisés par un ou plusieurs photons de grande énergie<sup>7</sup> émis à petit angle. Dans le cas d'un seul photon rayonné alors les deux fermions sont émis à angles opposés dans le plan transverse pour balancer l'impulsion totale, car l'impulsion transverse du photon est nulle et une seule particule énergétique est perdue dans l'événement. Les caractéristiques principales de ces événements sont des petites valeurs du  $Pt_M$  et de masse manquante, des grandes valeurs de coplanarité et d'énergie manquante et l'absence d'un lepton isolé.

Ces processus peuvent être sélectionnés comme candidats dans les cas suivants :

- la quadri-impulsion d'un des deux fermions est très mal mesurée à cause de problèmes de reconstruction de l'événement ;
- deux photons énergiques sont rayonnés dans l'état initial, un à petit angle et l'autre à grand angle, et non détectés ;
- une désintégration leptonique du quark  $b$  donne un lepton très isolé. Ce fait peut être associé à des problèmes de reconstruction de l'événement, ce qui conduit à accepter le candidat.

Il faut remarquer que dans les trois cas décrits il y a la présence de masse manquante.

### 5.3.2 Événements d'interaction à deux photons ( $\gamma\gamma$ )

L'interaction à deux photons de  $e^+e^-$  a une singularité pour  $x \rightarrow 0$  où  $x = \frac{E_\gamma}{E_e}$ . La section efficace diminue considérablement si on demande des événements avec l'un ou les deux électrons visibles dans le détecteur, ou avec du  $Pt_M$  et de la masse visible non négligeable. Des valeurs inférieures à 100 pb peuvent être obtenues.

Les événements  $\gamma\gamma$  ont deux électrons "spectateurs" très énergiques et à petits angles. Si les deux électrons sont perdus dans le tube à vide alors l'énergie visible est très basse, mais également, le  $Pt_M$  aura de très faibles valeurs à cause du petit angle des électrons. Dans le cas où l'un ou les deux électrons deviennent visibles alors l'énergie visible est grande mais concentrée dans la région en avant du détecteur. Le  $Pt_M$  est toujours petit à cause de l'absence des particules perdues à grands angles. Les événements  $\gamma\gamma$  ont donc de

<sup>6</sup>: Inférieure à la section efficace du chargino,  $\sim 1$  pb

<sup>7</sup>: Si un seul photon est rayonné alors l'énergie du photon est  $\sim 34$  GeV pour une  $\sqrt{s}$  de 130.3 GeV

petites valeurs de masse visible ou de grandes valeurs de fraction d'énergie visible dans la région en avant de DELPHI, mais toujours de petites valeurs du  $Pt_M$ .

Pour facilement éliminer ce type d'événements, il est important d'avoir une bonne herméticité dans la détection des électrons, surtout à petits angles. Le STIC (voir chapitre 1) joue un rôle très important dans l'étiquetage des événements  $\gamma\gamma$  en raison de sa très bonne efficacité de détection et de sa couverture géométrique qui descend jusqu'à 29 mrad ( $1.66^\circ$ ).

En raison de la grande section efficace il est nécessaire de bien contrôler les queues de distribution des événements  $\gamma\gamma$ . Les causes de l'existence de ces queues sont au nombre de deux : le fait qu'on perde des neutrinos et les effets de mauvaises reconstructions des jets d'hadronisation. Le cas des neutrinos énergiques n'est pas négligeable car la section efficace de production des événements  $\gamma\gamma$  avec deux quarks b dans l'état final est  $\sim 4$  pb [8].

### 5.3.3 Diffusion $e^+e^-$

La section efficace de ce type d'événements est très grande à cause de la singularité aux valeurs nulles de l'énergie du photon échangée entre les deux électrons<sup>8</sup>.

La topologie  $\ell\ell$  est l'unique topologie qui peut être contaminée par des candidats provenant des diffusions  $e^+e^-$ . Dans les cas d'absence de radiation dans l'état initial ou final alors les diffusions  $e^+e^-$  sont caractérisées par un petit  $Pt_M$ , beaucoup d'énergie dans la région en avant et une énergie visible autour de  $2E_{\text{faisceau}}$ . Ce type d'événements peut facilement être éliminé. Le cas le plus dangereux est le cas des diffusions  $e^+e^-$  radiatives associées à des problèmes de reconstruction. Par exemple on a trouvé un événement  $e^+e^-$  radiatif avec un électron visible, l'autre perdu dans le conduit à vide. Le photon a été converti et une seule particule chargée a été reconstruite. De ce fait on voit deux particules chargées à petite colinéarité.

Dans le cas d'absence de problèmes de reconstruction alors les diffusions  $e^+e^-$  radiatives sont aussi caractérisées par un petit  $Pt_M$ .

### 5.3.4 Événements $W^*W$ , $Z^*Z$ , $W\nu$ , $Zee$

Ces événements ne contribuent pas fortement dans la recherche de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à 130-140 GeV car la section efficace est petite ( $< 2$  pb) comme il est montré dans le tableau 5.3. En plus il est possible de choisir des coupures de sélection efficaces sur ce type de processus de fond, qui peuvent réduire d'un facteur  $\sim 10$  la section efficace prévue (voir le paragraphe 5.7).

Les processus potentiellement les plus dangereux, sont  $W^*W$  et  $Z^*Z$  car ils sont très similaires au signal, surtout dans la topologie  $jj\ell$ . De plus, les événements  $W^*W$  semileptoniques ont un neutrino énergétique. De la masse manquante est générée en combinant la

---

<sup>8</sup> Qui est équivalent à de petites valeurs de  $\theta_e$

présence possible d'un autre neutrino dans l'état final et des problèmes dans la reconstruction de l'événement.

Les événements  $We\nu$  sont caractérisés par un électron avec  $E \sim E_{\text{faisceau}}$  perdu dans le conduit du faisceau, et un neutrino émis à grand angle. Ils ont donc de la masse visible autour de la masse du W et des valeurs du  $Pt_M$  non négligeables. Les deux faits qui permettent de réduire la quantité d'événements  $We\nu$  sont la masse visible centrée à  $\sim 80$  GeV et la petite section efficace.

Les événements Zee ont un électron avec  $E \sim E_{\text{faisceau}}$  perdu dans le conduit. L'autre électron est visible dans le détecteur. Ces événements sont caractérisés par un petit  $Pt_M$ <sup>9</sup> et par une masse hadronique centrée sur la valeur de la masse du Z.

### 5.3.5 La simulation des processus de fond

Les processus de fond non- $\gamma\gamma$  ont été générés avec le logiciel Monte Carlo PYTHIA [9] et processés avec la chaîne complète de simulation et de reconstruction de DELPHI [7].

En raison de leur grande section efficace, les événements de diffusion  $e^+e^-$  ont été générés en demandant que l'angle des électrons soit entre  $10^\circ$  et  $170^\circ$  et que l'énergie dans un cône de  $30^\circ$  dans les régions en avant et en arrière soit inférieure à 40 % du total d'énergie visible.

Les événements  $\gamma\gamma$  ont été générés avec le logiciel Monte Carlo TWOGAM [11] suivant trois types de mécanismes théoriques : "Vector Dominance Model" (VDM), "Quark Parton Model" (QPM) et QCD. Ces trois mécanismes ont été générés en demandant  $M_{\gamma\gamma}^2 > 10$  GeV<sup>2</sup>. En plus, pour ne pas avoir de double comptage entre VDM et QCD une coupure additionnelle est faite seulement pour QCD :  $p_T > 1.8$  GeV.  $p_T$  est l'impulsion transverse dans le centre de masse  $\gamma\gamma$  des partons émis.

La très grande section efficace  $\gamma\gamma$  ne permet pas de générer des échantillons statistiquement suffisants d'événements  $\gamma\gamma$ . De plus, il n'est pas efficace de générer beaucoup d'événements qui sont ensuite éliminés par les coupures de sélection. L'important est de bien maîtriser la queue de distribution, i.e. les événements qui passent plus probablement les coupures de sélection. La méthode a donc été de générer en avance quelques milliers d'événements juste pour optimiser les coupures de sélection et ensuite de générer des échantillons d'événements "filtrés". Les événements  $\gamma\gamma$  "filtrés" ont des caractéristiques plus similaires au signal mais avec une section efficace mieux maîtrisable, de l'ordre de 100 pb. Il n'a pas été possible de générer des événements "filtrés" dans le modèle  $\gamma\gamma$ QCD à cause de l'approximation théorique utilisée dans la description de la structure partonique du photon.

Pour la topologie  $jj\ell$  les événements  $\gamma\gamma$  "filtrés" ont été générés en demandant une multiplicité supérieure à 5 et un électron "spectateur" avec  $\theta_e > 6^\circ$ . Pour la topologie  $jjjj$  on a demandé la même coupure sur la multiplicité et un  $Pt_M > 2$  GeV.

Des coupures de présélection ont été aussi utilisées pour générer des événements  $\gamma\gamma$  dans la topologie  $\ell\ell$  : on a demandé qu'il y ait au moins une particule dans l'événement avec une impulsion transverse supérieure à 2 GeV et avec  $6^\circ < \theta < 174^\circ$  et que l'énergie

<sup>9</sup>. Parce qu'il n'y a pas de particules perdues à grands angles



dans un cône de  $20^\circ$  dans les régions en avant et en arrière soit inférieure à 40 % de l'énergie totale visible.

## 5.4 Les coupures de présélection

Des coupures de présélection ont été faites pour rejeter les événements avec des coïncidences fortuites dues au bruit ou au cosmique. Ces événements peuvent être rejetés en demandant de n'avoir pas de traces avec un paramètre d'impact trop grand. Un exemple est représenté par des événements  $\gamma\gamma$  surimposés à des rayons cosmiques vus par le calorimètre hadronique. La raison d'existence de ce type d'événements est le grand taux d'événements  $\gamma\gamma$  et la grande largeur de la porte d'intégration du calorimètre hadronique.

La liste des coupures de présélection est montrée dans le tableau 5.4.

Topologie $j\bar{j}l$ et $j\bar{j}j\bar{j}$	Topologie $l\bar{l}$
<b>Sur les traces</b>	
Longueur trace $> 5$ cm $0.1 < P_{\text{trace}} < 150$ GeV $Z_{\text{trace}} - Z_{\text{vetex}} < 10$ cm Paramètre d'impact en XY $< 10$ cm	Longueur trace $> 5$ cm $0.1 < P_{\text{trace}} < 150$ GeV $20^\circ < \theta_{\text{trace}} < 160^\circ$
<b>Sur les événements</b>	
<i>Événements avec au moins 3 traces chargées</i>	<i>Événements avec au moins 2 traces avec :</i> $Z_{\text{trace}} - Z_{\text{vetex}} < 10$ cm Paramètre d'impact en XY $< 5$ cm $\Delta P/P < 50$ % Séparation $> 5^\circ$

TAB. 5.4 – Liste des coupures de présélection utilisées dans les trois topologies

## 5.5 Les coupures de sélection

Des coupures optimisées pour chaque topologie ont été développées. Elles sont décrites dans le texte qui suit. Le taux de double sélection entre les topologies  $j\bar{j}l \leftrightarrow j\bar{j}j\bar{j}$  et  $j\bar{j}j\bar{j} \leftrightarrow l\bar{l}$  est nul et entre  $j\bar{j}l \leftrightarrow l\bar{l}$ , dans le cas dégénéré, est inférieure à 2 %.

### 5.5.1 Topologie $jj\ell$

La topologie  $jj\ell$  est caractérisée par un lepton isolé et deux jets provenant de l'hadronisation de deux quarks. Les autres caractéristiques sont une grande masse manquante et un grand  $Pt_M$ .

Les premières études sur les données simulées ont montré que les coupures de sélection dans la topologie  $jj\ell$  pour  $\Delta M > 10$  GeV ne sont pas efficaces pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV. La cause de cette chute d'efficacité est que pour des petites valeurs de  $\Delta M$  le signal est caractérisé par de petites valeurs du  $Pt_M$  et de l'énergie visible. Il est donc rejeté par les coupures contre le processus de fond  $\gamma\gamma$ . Ce processus de migration dans la région  $\gamma\gamma$  est visible en comparant les distributions des variables utilisées dans la topologie  $jj\ell$  pour les différents points de  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Ces distributions sont montrées dans les figures 5.34-5.39.

Pour optimiser les coupures sur toutes les valeurs de  $\Delta M$  supérieures à 5 GeV on a donc utilisé deux groupes de coupures : un pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV et un pour  $\Delta M > 10$  GeV.

#### 5.5.1.1 CAS NON DÉGÉNÉRÉ

Les distributions des variables utilisées dans les coupures sont montrées dans les figures 5.17- 5.28. Pour la comparaison des distributions entre données simulées et données réelles faire référence aux figures 5.40-5.51.

La première coupure est sur la multiplicité totale (Fig. 5.17) : on retient les événements avec un nombre de particules supérieur à 9. Cette coupure rejette les événements leptoniques et des événements  $\gamma\gamma$ .

Ensuite la colinéarité et la coplanarité sont calculées en reconstruisant les jets avec toutes les particules de l'événement (inclu le lepton isolé). Le nombre de jets a été fixé à deux. La colinéarité est l'angle entre les impulsions résultantes de deux jets, la coplanarité est l'angle entre les projections dans le plan transverse à la direction du faisceau des deux impulsions résultantes. On demande une colinéarité (Fig. 5.19) et une coplanarité (Fig. 5.20) inférieures à  $170^\circ$ . Ces deux coupures sont efficaces dans le rejet des événements  $q\bar{q}\gamma$  et  $\gamma\gamma$ . La coupure sur la colinéarité rejette aussi des événements  $W^*W$  et  $Z^*Z$ .

La présence d'un lepton isolé a été ensuite demandée. On définit un lepton comme étant une particule avec une impulsion supérieure à 3 GeV et identifié comme électron ou muon par les logiciels d'identification de DELPHI [12]. L'efficacité d'identification typique pour les muons est de 80 % avec une contamination de 1 % de pions. Pour les électrons, elle est de 47 % avec une contamination de 50 % de pions. Seul le lepton le plus énergétique dans l'événement est considéré. Les particules restantes sont clusterisées dans deux jets [13] et l'angle d'isolation du lepton est défini comme l'angle entre la direction du lepton et l'axe du jet le plus proche du lepton. On retient les événements qui contiennent un lepton avec un angle d'isolation (Fig. 5.21) supérieur à  $20^\circ$  et une impulsion (Fig. 5.22) inférieure à 25 GeV. Cette coupure rejette beaucoup d'événements  $\gamma\gamma$  et  $q\bar{q}\gamma$  (Fig. 5.23).

D'autres coupures ont été utilisées pour réduire efficacement le processus de fond  $\gamma\gamma$  : on demande  $Pt_M$  supérieur à 5 GeV (Fig. 5.24), l'angle polaire de l'impulsion manquante

<b>Topologie <math>j\bar{j}l</math>, <math>\Delta M &gt; 10</math> GeV, <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV, <math>L = 2.91</math> pb<math>^{-1}</math></b>				
<b>Type du fond</b>	<b>Coupure cas non dégénéré</b>	<b>% sur données P3</b>	<b>% sur fond MC</b>	<b>% sur signal <math>\Delta M = 30.5</math> GeV</b>
	Mul. Tot. $\geq 10$	62.1	59.2	7.3
	$\alpha_{\text{Iso.Lep.}-\text{Jet ax.}} > 20^\circ$	98.6	99.2	47.8
	$3 < P_{\text{Iso.Lep.}} < 25$ GeV	98.3	99.0	47.6
$\gamma\gamma$	$P_{\text{T}} > 5$ GeV	↔ 32.5	↔ 36.6	↔ 8.5
	$20^\circ < \theta_{\text{P manquante}} < 160^\circ$	35.7	32.8	6.3
	% E cône de $20^\circ$ en avant $< 50$ %	14.9	18.4	1.3
$q\bar{q}\gamma$	$M_{\text{visible}} < 65$ GeV	79.2	71.2	0.0
$Z^*Z$	$M_{\text{hadronique}} < 45$ GeV	78.6	71.5	0.0
$W^*W$	Coplanarité $< 170^\circ$	66.2	67.2	7.5
Zee $W e\nu$	Colinéarité $< 170^\circ$	48.7	36.8	1.5
$q\bar{q}\gamma$	Coupure d'herméticité	4.8	5.7	0.8
	Visualisation graphique	5.1	1.1	1.2
	<b>Toutes les coupures</b>	100.0	99.9	63.4

TAB. 5.5 – Liste des coupures utilisées dans le cas non dégénéré de la topologie  $j\bar{j}l$  à 130.4 GeV. La première colonne contient le type de processus de fond à plus forte réjection pour chaque groupe de coupures. La deuxième colonne contient la liste des coupures. Le premier groupe des coupures définit la topologie. Les trois dernières colonnes contiennent les pourcentages d'événements rejetés par chaque coupure, sur les données réelles, sur l'ensemble des processus de fond simulé et sur le signal. Les pourcentages montrés dans le tableau n'ont pas été calculés de façon séquentielle, mais parallèle. Pour ce type d'analyse il n'y a pas de raison de considérer les coupures séquentiellement. Chaque pourcentage montre donc l'effet réel de chaque coupure. L'effet des coupures sur chaque processus de fond est montré dans l'appendice A.1. Les pourcentages du premier groupe des coupures (nombres alignés à gauche) sont normalisés au nombre d'événements qui passent les coupures de présélection, les pourcentages pour les coupures qui suivent (nombres alignés à droite) sont normalisés au nombre d'événements survivants aux coupures du premier groupe (lesquels définissent la topologie). La dernière ligne contient l'effet total de toutes les coupures. Le pourcentage donné pour le signal est normalisé au nombre total d'événements dans l'échantillon

entre  $20^\circ$  et  $160^\circ$  (Fig. 5.25) et que le pourcentage de l'énergie visible dans un cône de  $20^\circ$  dans la région avant soit inférieur à 50 % de l'énergie dans le centre de masse (Fig. 5.26).

Les événements avec un signal isolé dans un des détecteurs d'herméticité ont été rejetés (voir les chapitres 2 et 3). Cette coupure est efficace sur les événements  $q\bar{q}\gamma$  avec le photon perdu dans une des régions faibles de DELPHI.

Les dernières coupures utilisées sont une masse visible inférieure à 65 GeV (Fig. 5.27) et une masse hadronique inférieure à 45 GeV (Fig. 5.28). La masse visible est calculée avec toutes les particules dans l'événement, la masse hadronique est calculée en excluant le lepton isolé. Ces deux coupures rejettent les événements  $W^*W$ ,  $Z^*Z$  et  $q\bar{q}\gamma$ .

Les événements survivants ont été analysés graphiquement avec le logiciel DELGRA[14] pour confirmer les candidats de production  $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ . La même chose est valide pour les topologies qui suivent dans le texte.

La liste des coupures utilisées dans la topologie  $jj\ell$  pour  $\Delta M > 10$  GeV est montrée dans le tableau 5.5. Le tableau contient aussi le pourcentage des événements réels, de fond simulés et de signal  $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$  rejetés par chaque coupure. L'explication détaillée du tableau est donnée dans sa légende. Le tableau montre que la coupure la plus efficace sur les données et sur le processus de fond est de demander un lepton isolé. Comme prévu cette coupure rejette beaucoup d'événements  $\gamma\gamma$ , lesquels n'ont pas de lepton isolé à grand angle. L'autre chose à remarquer est qu'après les coupures qui définissent la topologie le nombre d'événements du signal MC rejetés par les autres coupures est très petit. Enfin il faut souligner la bonne concordance entre les pourcentages de réjection sur les données réelles et les pourcentages sur le fond MC.

### 5.5.1.2 CAS DÉGÉNÉRÉ

La présence d'un lepton isolé dans la topologie  $jj\ell$  permet de réduire la coupure sur  $Pt_M^{10}$  sans augmenter la contamination de fond. En effet le pourcentage des événements  $\gamma\gamma$  avec un lepton isolé dans l'état final est très faible.

La sélection de la topologie  $jj\ell$  dans le cas dégénéré est faite comme dans le cas non dégénéré : on demande un lepton avec un angle d'isolation supérieur à  $20^\circ$  et une impulsion inférieure à 25 GeV.

Les trois coupures qui ont changé pour augmenter l'efficacité sont sur la multiplicité totale, sur l'impulsion du lepton isolé et sur le  $Pt_M$ . La coupure sur la multiplicité totale a été enlevée, on demande une impulsion du lepton isolé supérieure à 1 GeV et un  $Pt_M$  supérieur à 2 GeV. Les anciennes coupures étaient respectivement de 3 et 5 GeV.

Avec ces modifications, la contamination due au processus de fond augmente également, donc deux coupures sont serrées pour maintenir constante la contamination du fond. Les événements doivent avoir une masse visible inférieure à 20 GeV (avant 65 GeV) et un pourcentage de l'énergie visible dans un cône de  $20^\circ$  dans les régions en avant et en arrière inférieur à 20 % (avant 50 %). Ces coupures sont justifiées par le fait que nous sommes en train d'analyser le cas dégénéré, avec une différence de masse entre  $\tilde{\chi}_1^\pm$

---

<sup>10</sup>. Typique des événements  $\gamma\gamma$

et  $\tilde{\chi}_1^0$  entre 5 et 10 GeV, l'énergie visible dans l'événement est donc inférieure à  $\sim 10 \times 2 = 20$  GeV pour  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim 65$  GeV.

Les coupures restantes sont les mêmes que celles utilisées dans le cas non dégénéré.

La liste des coupures utilisées dans la topologie  $jj\ell$  pour le cas dégénéré est montrée dans le tableau 5.6. Le tableau contient aussi le pourcentage d'événements réels, de fond et du signal  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  simulés rejetés par chaque coupure. Les considérations faites sur ce tableau dans le paragraphe du cas non dégénéré sont aussi valides ici. L'unique différence est l'effet important de la coupure sur  $P_{t_M}$  sur le signal.

<b>Topologie <math>jj\ell</math>, <math>5 &lt; \Delta M &lt; 10</math> GeV, <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV, <math>L = 2.91</math> pb<math>^{-1}</math></b>				
<b>Type du fond</b>	<b>Coupure cas dégénéré</b>	<b>% sur données P3</b>	<b>% sur fond MC</b>	<b>% sur signal <math>\Delta M = 4.9</math> GeV</b>
	$\alpha_{\text{Iso.Lep.}-\text{Jet ax.}} > 20^\circ$	98.6	99.2	75.4
	$1 < P_{\text{Iso.Lep.}} < 25$ GeV	97.2	98.2	71.2
$\gamma\gamma$	$P_{t_M} > 2$ GeV	$\hookrightarrow$ 38.8	$\hookrightarrow$ 48.6	$\hookrightarrow$ 24.2
	$20^\circ < \theta_{\text{P manquante}} < 160^\circ$	53.4	51.6	4.2
	% E cône de $20^\circ$ en avant $< 20$ %	50.1	55.7	9.1
$q\bar{q}\gamma$	$M_{\text{visible}} < 20$ GeV	67.2	73.4	0.0
$Z^*Z$	$M_{\text{hadronique}} < 45$ GeV	42.3	41.8	0.0
$W^*W$	Coplanarité $< 170^\circ$	63.7	56.5	4.8
$Zee W e\nu$	Colinéarité $< 170^\circ$	33.6	32.1	1.2
$q\bar{q}\gamma$	Coupure d'herméticité	5.9	5.8	0.7
	Visualisation graphique	0.4	0.3	2.0
	<b>Toutes les coupures</b>	100.0	99.9	83.0

TAB. 5.6 – Liste des coupures utilisées dans le cas dégénéré de la topologie  $jj\ell$  à 130.4 GeV. Pour l'explication du tableau faire référence à la légende du tableau 5.5

### 5.5.2 Topologie $jjjj$

La topologie  $jjjj$  est caractérisée par l'absence de leptons isolés ou énergiques<sup>11</sup> et par une grande masse manquante et un grand  $Pt_M$  car deux neutralinos sont perdus.

Les distributions des variables utilisées pour la recherche de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $jjjj$  sont montrées dans les figures 5.17-5.23 et 5.29-5.33. Pour la comparaison des distributions entre données simulées et données réelles faire référence aux figures 5.40-5.51.

Les trois premières coupures sont similaires aux coupures faites pour la topologie  $jj\ell$ . On demande une multiplicité totale (Fig. 5.17) supérieure à 9, une colinéarité (Fig. 5.19) et une coplanarité (Fig. 5.20) supérieures à  $30^\circ$ . Les deux premières coupures rejettent les événements leptoniques et  $\gamma\gamma$ , les deux dernières sont efficaces contre les événements  $q\bar{q}\gamma$ ,  $\gamma\gamma$ ,  $W^*W$  et  $Z^*Z$ .

On sélectionne ensuite les événements ne contenant pas de leptons isolés et énergiques (Fig. 5.23). Dans le cas où l'événement contient des leptons, on demande alors au lepton une impulsion inférieure à 3 GeV ou un angle d'isolation par rapport à l'axe du jet le plus proche inférieur à  $20^\circ$ . Cette coupure a surtout un rôle de séparation de topologie ( $jj\ell$  et  $jjjj$ ) car la plupart des processus de fond n'ont pas de lepton isolé. La reconstruction des jets est faite en fixant toujours le nombre des jets dans l'événement à deux. Le nombre de jets a été fixé pour être indépendant de  $\Delta M$ . En effet la multiplicité des jets et leur ouverture dans les événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dépendent de l'énergie visible, donc de la différence de masse entre le chargino et le neutralino perdu. Si on fixe les paramètres de reconstruction de jets alors le nombre de jets reconstruits augmentera avec  $\Delta M$ .

Comme pour la topologie  $jj\ell$  d'autres coupures ont été utilisées pour réduire efficacement les processus de fond  $\gamma\gamma$  : on retient les événements avec un  $Pt_M$  supérieur à 5 GeV (Fig. 5.29), avec un angle polaire de l'impulsion manquante entre  $30^\circ$  et  $150^\circ$  (Fig. 5.30) et avec un pourcentage de l'énergie visible dans un cône de  $20^\circ$  dans la région avant inférieur à 50 % de l'énergie dans le centre de masse (Fig. 5.31).

Les événements avec un signal isolé dans un des détecteurs d'herméticité et avec au moins un photon de plus de 10 GeV (Fig. 5.32) ont été rejetés. Ces coupures sont efficaces sur les événements  $q\bar{q}\gamma$  avec le photon à grand angle.

La dernière coupure utilisée est une masse visible supérieure à 55 GeV (Fig. 5.33). Cette coupure rejette les événements  $W^*W$ ,  $Z^*Z$  et  $q\bar{q}\gamma$ .

La liste des coupures utilisées dans la topologie  $jjjj$  est montrée dans le tableau 5.7. Le tableau contient aussi le pourcentage des événements réels, des fonds simulés et du signal  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  rejetés par chaque coupure. Au contraire de la topologie  $jj\ell$  le tableau montre que la coupure que définit la topologie n'est pas très efficace dans la réjection du fond car le fond est essentiellement hadronique. Les coupures les plus efficaces sur le fond sont sur le  $Pt_M$  et sur l'énergie visible dans la région en avant du détecteur. Une autre différence par rapport à la topologie  $jj\ell$  est l'effet des coupures sur le signal. On remarque que dans cette topologie les coupures rejettent une fraction plus grande du signal. En effet dans la topologie  $jjjj$  il est plus difficile de rejeter les processus de fond, il est donc nécessaire d'avoir des coupures plus efficaces lesquelles rejettent une fraction supérieure de signal.

<sup>11</sup>. C'est une topologie purement hadronique

Enfin il faut souligner la bonne concordance entre les pourcentages de réjection sur les données réelles et les pourcentages sur le fond MC.

<b>Topologie <math>jjjj</math>, <math>\Delta M &gt; 5</math> GeV, <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV, <math>L = 2.91</math> pb<math>^{-1}</math></b>				
<b>Type du fond</b>	<b>Coupure</b>	<b>% sur données P3</b>	<b>% sur fond MC</b>	<b>% sur signal <math>\Delta M = 30.5</math> GeV</b>
	Mul. Tot. $\geq 10$ Pas de leptons isolés	62.1 0.7	58.5 0.6	0.3 5.6
$\gamma\gamma$	$Pt_M > 5$ GeV	$\leftrightarrow$ 93.5	$\leftrightarrow$ 96.8	$\leftrightarrow$ 5.6
	$30^\circ < \theta_P \text{ manquante} < 150^\circ$	81.0	84.3	11.1
	% E cône de $20^\circ$ en avant $< 50$ %	59.5	62.8	1.6
$q\bar{q}\gamma Z^*Z$	$M_{\text{visible}} < 55$ GeV	6.7	4.5	2.0
$W^*W$	Coplanarité $< 150^\circ$	50.8	52.1	22.7
$Zee We\nu$	Colinéarité $< 150^\circ$	36.3	59.3	10.1
$q\bar{q}\gamma$	$E_\gamma < 10$ GeV	13.1	13.1	5.4
	Coupure d'herméticité	6.1	6.2	1.4
	Visualisation graphique	0.5	0.1	1.1
	<b>Toutes les coupures</b>	100.0	99.9	66.5

TAB. 5.7 – Liste des coupures utilisées dans la topologie  $jjjj$  à 130.4 GeV. Pour l'explication du tableau faire référence à la légende du tableau 5.5

### 5.5.3 Topologie $ll$

La topologie  $ll$  est caractérisée par la présence de deux leptons acolinéaires et acoplanaires et de la même saveur. Les autres caractéristiques sont une grande masse manquante et un grand  $Pt_M$  car deux neutralinos sont perdus.

On définit les traces bien mesurées comme les traces qui passent les quatre dernières coupures de présélection montrées dans le tableau 5.4. Les traces bien mesurées sont ordonnées en ordre décroissant de l'impulsion.

On demande au moins deux particules chargées bien mesurées et pas plus de huit particules au total dans l'événement. Ces coupures rejettent la plupart des processus de fond hadroniques et semi-leptoniques.

On demande ensuite une colinéarité inférieure à  $175^\circ$  et une coplanarité inférieure à  $170^\circ$ . Les deux coupures sont efficaces contre les événements  $\ell^+\ell^-\gamma$  et  $\gamma\gamma$ . La colinéarité est calculée avec les deux traces chargées les plus énergiques. Dans le cas où il y a plus que deux traces chargées dans l'événement, on prend le maximum entre la coplanarité avec

les deux traces les plus énergiques et la coplanarité calculée avec les jets (en imposant le nombre de jets à deux).

Pour réduire efficacement le processus de fond  $\gamma\gamma$ , on retient les événements ayant un  $P_{tM}$  supérieur à 2.5 GeV et un angle polaire de l'impulsion manquante entre  $20^\circ$  et  $160^\circ$ . Pour plus de deux traces la coupure sur la coplanarité se situe entre  $10^\circ$  et  $160^\circ$ , la coupure sur le  $P_{tM}$  est de 3.25 GeV et on demande en plus une masse visible supérieure à 4 GeV. Pour deux traces seulement, un  $P_{tM}$  entre 2.5 et 3.25 GeV et une masse visible inférieure à 4 GeV alors on demande une coplanarité inférieure à  $160^\circ$ , une énergie des traces supérieures à 0.5 GeV et un pourcentage de l'énergie visible dans un cône de  $30^\circ$  dans la région avant inférieur à 20 % de l'énergie dans le centre de masse.

Pour éliminer le fond  $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ , on définit l'axe de thrust dans le plan transverse. Pour deux traces chargées chaque trace aura une impulsion transverse à cet axe dans ce plan égal à  $P_{tt}$ . Pour un  $\tau$ , cette impulsion transverse vaut au maximum  $\frac{m_\tau}{2}$ . Dans la pratique, il suffit de couper sur  $P_{tt}^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$ .

Les événements avec un signal isolé dans un des détecteurs d'herméticité et avec au moins un photon de plus de 20 GeV ont été rejetés. Ces coupures sont efficaces sur les événements  $\ell^+\ell^-\gamma$  avec le photon vu dans le détecteur.

La dernière coupure utilisée est une énergie visible inférieure à 50 GeV : cette coupure rejette les diffusions  $e^+e^-$ .

#### 5.5.4 La visualisation graphique

Une des étapes importantes dans cette analyse a été la compréhension des événements réels, sélectionnés par les coupures, avec la visualisation graphique.

Le logiciel DELGRA[14] a été utilisé. Il permet de visualiser l'événement en trois dimensions et de faire de l'analyse interactive sur l'événement. Les possibilités principales de l'analyse interactive sont les suivantes : identification des traces provenant d'une désintégration d'un quark de beauté, identification de muons et d'électrons, identification des hadrons en utilisant les RICHs, reconstruction des jets, calcul des variables globales d'événements<sup>12</sup>, reconstruction interactive de traces à partir d'éléments de traces dans les différents détecteurs.

Les critères de réjection d'un événement ont été les suivants :

- A : Bruit de détecteur. Des événements ont passé les coupures car ils contenaient du bruit électronique, normalement provenant d'un des calorimètres. A la visualisation le bruit est très facilement identifiable parce qu'il montre une structure très typique. Les faux clusters créés par le bruit du détecteur peuvent être éliminés dans le calcul des variables utilisées dans les coupures grâce aux capacités d'analyse de DELGRA.
- B : Mauvaise reconstruction. C'est le cas typique dans le jet, où à cause de la haute densité des traces on peut avoir de mauvaises associations entre détecteurs. Avec DELGRA il est possible de corriger ces fautes et de refaire la construction des traces

---

<sup>12</sup>:  $P_{tM}$ , masse visible et manquante, coplanarité et colinéarité, etc.



et donc de refaire les coupures de sélection correctement. Un autre cas typique de mauvaise reconstruction est dans la région à petit angle dans DELPHI pour des événements électromagnétiques. A cause de la matière devant les chambres FCA et FCB il y a une production de gerbes qui peut être reconstruite comme un jet à haute multiplicité, vu seulement par les chambres FCA et FCB, et non par la TPC.

38 événements sur 39 sélectionnés par les coupures ont été rejetés en utilisant les critères A et B. La liste de classification de ces 38 événements est montrée dans le tableau 5.8.

Identification	$jj\ell$	$jjjj$	$\ell\ell$
	$\Delta M > 5$ GeV	$\Delta M > 5$ GeV	$\Delta M > 5$ GeV
Bruit détecteur	3	20	4
$\gamma\gamma$ + bruit		1	
$\gamma\gamma$ + mauvaise rec.		4	2
ff + mauvaise rec.	1	1	2
<b>Total</b>	4	26	8

TAB. 5.8 – Nombre d'événements dans l'échantillon de  $5.92 \text{ pb}^{-1}$  rejetés par la visualisation graphique. La première colonne montre l'identification et la raison de rejet de l'événement

La chose importante à remarquer est qu'on a rejeté avec la visualisation graphique, essentiellement des événements avec du bruit de détecteur (critère A). Cette réjection peut être automatique et la procédure sera installée dans les logiciels d'analyse de DELPHI.

De plus, comme le montrent les tableaux 5.5, 5.6 et 5.7, l'effet du rejet sur un signal potentiel dû à la visualisation graphique est petit : la réduction sur l'efficacité est donc petite. La réduction a été estimée en visualisant des événements de simulation sélectionnés par les coupures de l'analyse dans un échantillon avec un mélange des événements du fond et de signal. La simulation du bruit électronique n'a pas été faite. Les mêmes critères A et B ont été appliqués en ignorant la vraie nature de l'événement et la fraction des événements du signal rejetés par ces critères a été inférieure à 2 %.

## 5.6 Efficacité de détection et réjection

### 5.6.1 Topologie $jj\ell$

Les résultats des coupures de sélection sur les processus de fond simulés sont montrés dans le tableau 5.9. La première moitié du tableau montre les résultats pour le cas non dégénéré, la deuxième pour le cas dégénéré.

<b>Topologie <math>j\bar{j}l</math>, <math>\Delta M &gt; 10</math> GeV, <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV, <math>L = 2.91</math> pb<math>^{-1}</math></b>			
Type du processus de fond	%	$\sigma$ (fb)	N $L = 2.91$ pb $^{-1}$
$e^+e^- \rightarrow W^*W(\gamma)$	$1.7 \pm 0.06$	$7 \pm 0.23$	$0.020 \pm 0.0011$
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X(\gamma\gamma\text{QPM})$	$< 0.1 \pm 0.01$	$20 \pm 0.65$	$0.057 \pm 0.0012$
<b>Total</b>	$< 0.1 \pm 0.01$	$27 \pm 0.69$	$0.077 \pm 0.0016$

<b>Topologie <math>j\bar{j}l</math>, <math>\Delta M &lt; 10</math> GeV, <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV, <math>L = 2.91</math> pb<math>^{-1}</math></b>			
	%	$\sigma$ (fb)	N $L = 2.91$ pb $^{-1}$
<b>Total</b>	$< 0.1 \pm 0.01$	$< 2 \pm 0.08$	$< 0.010 \pm 0.0005$

TAB. 5.9 – Événements de processus de fond sélectionnés par les coupures dans le cas non dégénéré et dégénéré de la topologie  $j\bar{j}l$  à 130.4 GeV. La deuxième colonne contient le pourcentage d'événements qui passent les coupures, la troisième colonne contient la section efficace équivalente après les coupures et la dernière colonne contient le nombre d'événements prévus après les coupures pour  $L = 2.91$  pb $^{-1}$ . La relation entre le pourcentage d'événements qui passent les coupures et la section efficace équivalente n'est pas proportionnelle pour les événements  $\gamma\gamma$  car on mélange des échantillons de sections efficaces différentes (VDM, QPM et QCD). Des résultats similaires ont été obtenus à 136.3 GeV

Comme prévu le nombre d'événements de fond est très petit, inférieur à 0.1 pour le cas non dégénéré et inférieur à 0.01 pour le cas dégénéré. Le processus de fond dominant est le  $\gamma\gamma$  à cause de la grande section efficace de production. En pourcentage, le processus où les coupures sont les moins efficaces est le  $W^*W$  : 1.7 % des événements générés survivent aux coupures. C'est le cas des désintégrations semileptoniques de  $W^*W$  avec le  $W$  virtuel qui se désintègre hadroniquement. D'éventuelles désintégrations semileptoniques des quarks charmés ou des problèmes dans la reconstruction de l'événement peuvent modifier les valeurs de la masse visible et hadronique dans la région du signal.

Le résultat final contenu dans le tableau 5.9 est que la recherche de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $j\bar{j}l$  au-dessous du seuil de production  $W^+W^-$  est pratiquement libre de contamination de processus de fond.

Le tableau 5.10 contient l'efficacité de sélection des coupures sur les différentes masses de  $(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0)$  générées. L'efficacité est calculée comme le rapport du nombre d'événements sélectionnés par les coupures et le nombre des événements dans la topologie  $j\bar{j}l$  contenus dans l'échantillon simulé. L'efficacité contenue dans la cinquième colonne du tableau est calculée avec les événements sélectionnés seulement par les coupures  $j\bar{j}l$ , dans la sixième colonne il y a la contribution due à la migration des événements  $j\bar{j}l$  dans les coupures

pour les topologies  $jjjj$  et  $\ell\ell$ . La dernière colonne montre l'efficacité totale de toutes les coupures ( $jjl$ ,  $jjjj$  et  $\ell\ell$ ) sur la sélection des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow jjl$ . L'efficacité totale est aussi montrée graphiquement dans la figure 5.7a. Les mêmes définitions sont valides pour les topologies qui suivent dans le texte.

<b>Topologie <math>jjl</math>, <math>\Delta M &gt; 5</math> GeV, <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV</b>						
<b>N</b>	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	$\Delta M$ (GeV)	<b>Efficacité</b> c. $jjl$ (%)	<b>Migration</b> dans c. $jjjj$ et $\ell\ell$ (%)	<b>Efficacité</b> totale (%)
1	63.8	58.9	4.9	14±0.9	+12±0.8	26±1.2
2	64.2	54.8	9.4	34±1.5	+22±1.2	56±1.9
3	64.0	50.0	14.0	37±1.6	+33±1.5	70±2.2
4	64.4	47.8	16.6	32±1.5	+34±1.5	66±2.1
5	63.9	33.4	30.5	43±1.8	+41±1.7	84±2.5
6	63.9	20.7	43.2	45±1.8	+32±1.5	77±2.3
7	55.9	51.1	4.8	14±0.8	+19±1.1	33±1.4
8	54.6	45.5	9.1	31±1.4	+25±1.2	56±1.8
9	55.4	39.9	15.5	28±1.3	+31±1.4	59±1.9
10	53.8	32.1	21.7	34±1.5	+29±1.4	63±2.1
11	53.8	26.6	27.2	36±1.6	+34±1.5	70±2.2
12	53.1	13.2	39.9	38±1.6	+37±1.6	75±2.3

TAB. 5.10 – Efficacité de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $jjl$  par les coupures de  $jjl$  (cinquième colonne) et par toutes les coupures ( $jjl$ ,  $jjjj$  et  $\ell\ell$ ) de l'analyse (septième colonne). L'augmentation sur l'efficacité due à la migration d'événements  $jjl$  dans les coupures pour les topologies  $jjjj$  et  $\ell\ell$  est montrée dans la sixième colonne. Le maximum d'efficacité entre les coupures pour le cas dégénéré et les coupures pour le cas non dégénéré a été pris

Comme prévu l'efficacité diminue lorsque diminue  $\Delta M$ . La cause de la diminution de l'efficacité est essentiellement la coupure sur  $Pt_M$ ,  $Pt_M > 5$  GeV. Grâce au groupe de coupures spéciales pour le cas dégénéré (voir paragraphe 5.5.1.2) l'efficacité de détection reste acceptable pour  $\Delta M > 5$  GeV.

L'efficacité moyenne de détection des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $jjl$ , pour  $\Delta M > 10$  GeV est de  $71 \pm 2.9$  % et de  $43 \pm 1.7$  % pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV.

### 5.6.2 Topologie $jjjj$

Le tableau 5.11 contient les résultats des coupures de sélection sur les événements de fond simulés pour la topologie  $jjjj$ .

Le nombre d'événements de fond qui passent les coupures est très petit, inférieur à 0.13. Comme pour la topologie  $jjl$  les processus de fond dominants sont le  $q\bar{q}\gamma$  et le

Topologie $jjjj$ , $\Delta M > 5$ GeV, $\sqrt{s} = 130.4$ GeV, $L = 2.91$ pb $^{-1}$			
Type du processus de fond	%	$\sigma$ (fb)	N $L = 2.91$ pb $^{-1}$
$e^+e^- \rightarrow W^*W(\gamma)$	$1.7 \pm 0.06$	$8 \pm 0.26$	$0.024 \pm 0.0009$
$e^+e^- \rightarrow We\nu(\gamma)$	$6.6 \pm 0.21$	$16 \pm 0.43$	$0.053 \pm 0.0018$
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X(\gamma\gamma\text{QPM})$	$< 0.1 \pm 0.01$	$17 \pm 0.31$	$0.050 \pm 0.0010$
<b>Total</b>	$< 0.1 \pm 0.01$	$41 \pm 0.59$	$0.127 \pm 0.0023$

TAB. 5.11 – Événements de processus de fond sélectionnés par les coupures de la topologie  $jjjj$  à 130.4 GeV. La deuxième colonne contient le pourcentage d'événements qui passent les coupures, la troisième colonne contient la section efficace équivalente après les coupures et la dernière colonne contient le nombre d'événements prévus après les coupures pour  $L = 2.91$  pb $^{-1}$ . La relation entre le pourcentage d'événements qui passent les coupures et la section efficace équivalente n'est pas proportionnelle pour les événements  $\gamma\gamma$  car on mélange des échantillons de sections efficaces différentes (VDM, QPM et QCD). Des résultats similaires ont été obtenus à 136.3 GeV

$\gamma\gamma$  à cause de la grande section efficace de production. En pourcentage, les processus où les coupures sont les moins efficaces sont le  $W^*W$  et le  $We\nu$  : 1.7 % des événements  $W^*W$  et 6.6 % des événements  $We\nu$  générés survivent aux coupures. Les événements  $W^*W$  sont sélectionnés par les coupures dans le cas de désintégration semileptonique, le lepton est très mal reconstruit ou perdu<sup>13</sup> et il y a des problèmes de reconstruction des jets. Les événements  $We\nu$  sont caractérisés par un électron perdu dans le tube à vide et un neutrino à grand angle. S'il y a des problèmes de reconstruction des jets alors les événements  $We\nu$  ont des caractéristiques très similaires au signal.

Encore une fois le résultat final contenu dans le tableau 5.11 est que la topologie  $jjjj$  au-dessous du seuil de production  $W^+W^-$  est pratiquement libre de contamination du processus de fond.

En ce qui concerne le signal, le tableau 5.12 contient l'efficacité de sélection des coupures sur les différentes masses de  $(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0)$  générées. Les efficacités totales sont montrées graphiquement dans la figure 5.7b.

Comme dans la topologie  $jj\ell$  l'efficacité diminue en diminuant  $\Delta M$  mais elle diminue plus rapidement car il n'est pas possible d'augmenter l'efficacité dans le cas dégénéré par des coupures adaptées<sup>14</sup>. Il faut aussi remarquer que l'efficacité diminue aussi à grandes valeurs de  $\Delta M$ . Pour  $\Delta M$  grand, la masse manquante peut être plus petite car les deux neutralinos perdus sont légers. Les événements  $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-jjjj$  à grand  $\Delta M$  peuvent être très similaires aux événements hadroniques  $q\bar{q}$ ,  $W^*W$ ,  $Z^*Z$ . La topologie  $jj\ell$  est moins sensible

<sup>13</sup>. Par exemple dans le cas d'une désintégration semileptonique en  $\tau\nu$

<sup>14</sup>. A cause de l'absence de la signature leptonique

Topologie $jjjj$ , $\Delta M > 5$ GeV, $\sqrt{s} = 130.4$ GeV						
N	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	$\Delta M$ (GeV)	Efficacité c. $jjjj$ (%)	Migration $jj\ell$ (%)	Efficacité totale (%)
1	63.8	58.9	4.9	4±0.4	-1±0.1	3±0.5
2	64.2	54.8	9.4	56±2.1	-11±0.8	45±2.2
3	64.0	50.0	14.0	91±3.0	-27±1.3	64±3.2
4	64.4	47.8	16.6	99±3.1	-32±1.4	67±3.5
5	63.9	33.4	30.5	96±3.1	-40±1.7	56±3.5
6	63.9	20.7	43.2	75±2.6	-32±1.5	43±2.9
7	55.9	51.1	4.8	6±0.5	-0±0.1	6±0.6
8	54.6	45.5	9.1	53±2.0	-12±0.8	41±2.2
9	55.4	39.9	15.5	83±2.7	-26±1.3	57±3.0
10	53.8	32.1	21.7	80±2.7	-27±1.3	53±3.0
11	53.8	26.6	27.2	84±2.8	-33±1.5	51±3.1
12	53.1	13.2	39.9	78±2.6	-37±1.6	41±3.1

TAB. 5.12 – Efficacité de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  des coupures pour la topologie  $jjjj$  avec (cinquième colonne) et sans (septième colonne) la contamination d'événements de la topologie  $jj\ell$ . La diminution sur l'efficacité due à la migration d'événements  $jj\ell$  dans les coupures pour la topologie  $jjjj$  est montrée dans la sixième colonne

aux neutralinos légers à cause de la coupure différente sur la masse visible.

Le dernier commentaire sur la figure 5.7b est que l'efficacité est plus petite dans le cas de charginos plus légers. L'explication de ce fait est que les deux  $\tilde{\chi}_1^\pm$  10 GeV au-dessous du seuil de production ont plus de “boost” que les  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  de  $\sim 64$  GeV : le  $Pt_M$  devient donc en moyenne plus petit car les deux neutralinos sont émis à un angle<sup>15</sup> plus petit par rapport à un “boost” nul.

L'efficacité moyenne de détection d'événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $jjjj$ , avec soustraction de la migration dans la topologie  $jj\ell$ , est de  $54 \pm 2.2$  % pour  $\Delta M > 10$  GeV et de  $24 \pm 1.0$  % pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV. Le pourcentage d'événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- jj\ell$  dans les événements sélectionnés par les coupures  $jjjj$  est en moyenne 37.2 % pour  $\Delta M > 10$  GeV et 22 % pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV.

<sup>15</sup>. Angle entre la direction de  $\tilde{\chi}_1^0$  et la direction de  $\tilde{\chi}_1^\pm$

### 5.6.3 Topologie $ll$

Les résultats des coupures de sélection sur le processus de fond simulé sont montrés dans le tableau 5.13.

<b>Topologie <math>ll</math>, <math>\Delta M &gt; 5</math> GeV, <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV, <math>L = 2.91</math> pb<math>^{-1}</math></b>			
<b>Type du processus de fond</b>	<b>%</b>	<b><math>\sigma</math></b> <b>(fb)</b>	<b>N</b> <b>L=2.91 pb<math>^{-1}</math></b>
$e^+e^- \rightarrow Z^* Z (\gamma)$	$7.8 \pm 0.27$	$39 \pm 1.25$	$0.114 \pm 0.0043$
$e^+e^- \rightarrow Z e e (\gamma)$	$1.1 \pm 0.02$	$22 \pm 0.69$	$0.065 \pm 0.0022$
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+ \mu^- (\gamma\gamma\text{QPM})$	$< 0.1 \pm 0.02$	$59 \pm 1.55$	$0.170 \pm 0.0050$
<b>Total</b>	$< 0.1 \pm 0.02$	$120 \pm 2.11$	$0.349 \pm 0.0070$

TAB. 5.13 – Événements de processus de fond sélectionnés par les coupures de la topologie  $ll$  à 130.4 GeV. La deuxième colonne contient le pourcentage d'événements qui passent les coupures, la troisième colonne contient la section efficace équivalente après les coupures et la dernière colonne contient le nombre d'événements prévus après les coupures pour  $L = 2.91$  pb $^{-1}$ . La relation entre le pourcentage d'événements qui passent les coupures et la section efficace équivalente n'est pas proportionnelle pour les événements  $\gamma\gamma$  car on mélange des échantillons de sections efficaces différentes (VDM, QPM et QCD). Des résultats similaires ont été obtenus à 136.3 GeV

A la différence des topologies  $jjl$  et  $jjjj$  la topologie  $ll$  a un fond prédit non négligeable. Le nombre des événements de fond prévu est  $\sim 0.3$ . Les processus de fond dominants sont  $Zee$ ,  $Z^*Z$  et  $\gamma\gamma$  en ordre croissant d'importance.

Le tableau 5.14 contient l'efficacité de sélection des coupures sur les différentes masses de  $(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0)$  générées. Les efficacités totales, avec soustraction de la migration dans la topologie  $jjl$ , sont montrées graphiquement dans la figure 5.7c.

De la même façon, dans cette topologie l'efficacité diminue en diminuant  $\Delta M$ . Au contraire de la topologie  $jjjj$  et comme dans la topologie  $jjl$  les coupures de sélection sont encore efficaces pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV.

L'efficacité moyenne de détection des événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $ll$  est de  $50 \pm 2.0$  % pour  $\Delta M > 10$  GeV et de  $28 \pm 0.8$  % pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV. Ici  $\Delta M = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - M_{\text{LSP}}$  ou LSP peut être le  $\tilde{\chi}_1^0$  ou le  $\tilde{\nu}$  (cf. 5.2). Pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV et le  $\tilde{\nu}$  comme LSP l'efficacité est de  $33 \pm 0.9$  %, pour  $\Delta M > 10$  GeV l'efficacité est la même à 5 % près qu'avec le  $\tilde{\chi}_1^0$  comme LSP [15].

Topologie $\ell\ell$ , $\Delta M > 5$ GeV, $\sqrt{s} = 130.4$ GeV						
N	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$\Delta M$	Efficacité	Migration	Efficacité
	(GeV)	(GeV)	(GeV)	c. $\ell\ell$ (%)	$jj\ell$ (%)	totale (%)
1	63.8	58.9	4.9	67±2.4	-43±1.8	24±2.9
2	64.2	54.8	9.4	82±2.7	-43±1.8	39±3.2
3	64.0	50.0	14.0	74±2.5	-28±1.3	46±2.9
4	64.4	47.8	16.6	61±2.2	-9±0.7	52±2.3
5	63.9	33.4	30.5	53±2.0	-3±0.4	50±2.1
6	63.9	20.7	43.2	50±1.9	-1±0.2	49±1.9
7	55.9	51.1	4.8	86±2.8	-67±2.4	19±3.7
8	54.6	45.5	9.1	80±2.7	-50±1.9	30±3.3
9	55.4	39.9	15.5	64±2.3	-21±1.1	43±2.6
10	53.8	32.1	21.7	67±2.4	-10±0.7	57±2.5
11	53.8	26.6	27.2	51±2.0	-4±0.4	47±2.0
12	53.1	13.2	39.9	60±2.2	-4±0.4	56±2.2

TAB. 5.14 – Efficacité de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  des coupures pour la topologie  $\ell\ell$  avec (cinquième colonne) et sans (septième colonne) la contamination d'événements de la topologie  $jj\ell$ . La diminution sur l'efficacité due à la migration d'événements  $jj\ell$  dans l'événement sélectionné par les coupures pour la topologie  $\ell\ell$  est montrée dans la sixième colonne

## 5.7 Les résultats

### 5.7.1 Topologie $jj\ell$

Aucun candidat de production  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $jj\ell$  pour  $\Delta M > 5$  GeV n'a été trouvé dans les deux échantillons de données (cf. Tab. 5.1). La prévision de la simulation est de  $2.19 \pm 0.088$  événements/pb pour le signal<sup>16</sup> et de  $0.157 \pm 0.0051$  événements pour le processus de fond.

Le nombre de candidats rejetés par la visualisation graphique a été de 4. La liste des raisons de rejet graphique est montrée dans le tableau 5.8.

En éliminant les événements rejetés à cause du bruit électronique de détecteur il reste 1 événement dans l'échantillon final. L'événement a été rejeté par la visualisation graphique.

Il s'agit d'un événement sélectionné par les coupures du cas non dégénéré (voir figure

<sup>16</sup> Pour une luminosité totale de  $5.92 \text{ pb}^{-1}$  et  $\Delta M$  de 30.5 GeV

5.4). L'événement est caractérisé par un électron de 9.4 GeV d'impulsion et  $24^\circ$  d'isolation par rapport à l'axe du jet le plus proche. Deux jets sont bien visibles : l'un est dans le baril, reconstruit avec  $\theta_{\text{jet}_1}=65.5^\circ$  et  $E_{\text{jet}_1}=14.7$  GeV; l'autre est situé dans le bouchon et est caractérisé par  $\theta_{\text{jet}_2}=20.5^\circ$  et  $E_{\text{jet}_2}=19.9$  GeV. Le jet<sub>2</sub> contient une déposition d'énergie électromagnétique dans le calorimètre de 3.4 GeV. L'angle entre les deux jets est de  $86.1^\circ$  dans l'espace et de  $168^\circ$  dans le plan transverse à la direction des faisceaux. Avec une analyse plus détaillée du jet<sub>1</sub> dans la région proche du point d'interaction, on a trouvé une trace mal reconstruite et des éléments de traces d'une particule chargée non reconstruite. En corrigeant ces deux défauts avec les procédures interactives du logiciel de visualisation graphique, l'événement ne passe plus la coupure sur la coplanarité. En effet l'axe du jet<sub>1</sub> bouge sous l'effet de cette correction et la coplanarité change de  $168^\circ$  à  $173^\circ$ . Un autre effet est que le  $P_t$  de l'électron isolé par rapport au nouveau jet<sub>1</sub> devient compatible avec l'hypothèse d'une désintégration de quark avec beauté. Il s'agit probablement d'un événement  $b\bar{b}$  produit au-dessus de  $Z^0$  ou via une interaction à deux photons.

Pour souligner l'importance de l'herméticité on veut ici montrer un événement rejeté par la coupure de veto sur les photons isolés. L'événement est intéressant parce que le photon a été bien vu par les compteurs à  $40^\circ$  (voir chapitres 2 et 3). Il s'agit d'un événement sélectionné par les coupures du cas dégénéré (voir figure 5.5). L'événement est caractérisé par deux jets, un dans la région en avant, ( $\theta_{\text{jet}_1}=25.1^\circ$ ,  $E_{\text{jet}_1}=29.7$  GeV,  $\theta_{\text{jet}_2}=51.3^\circ$ ,  $E_{\text{jet}_2}=16.3$  GeV) et un lepton isolé très mou ( $P_\mu=2.1$  GeV). L'angle d'isolation du lepton par rapport à l'axe du jet est de  $21^\circ$ . L'angle entre les deux jets dans l'espace est de  $104.1^\circ$ . Une analyse plus détaillée de l'événement montre qu'une particule neutre (probablement un photon) est passée dans la région à  $40^\circ$  dans l'hémisphère opposé aux jets sans avoir été détectée. Le passage a été vu par le FCB et par deux compteurs à  $40^\circ$ . La direction de l'impulsion manquante est corrélée en  $\phi$  mais non en  $\theta$  avec la région où le photon est passé. La cause en est une imparfaite reconstruction de l'énergie dans un des deux jets. La perte du photon et l'imparfaite mesure d'énergie dans le jet simulent des caractéristiques similaires au signal : de la masse manquante est créée, suffisante pour satisfaire la coupure sur la masse visible. La caractéristique principale permettant de rejeter cet événement est donc que l'on a vu le passage d'une particule énergétique dans la région à  $40^\circ$ .


### 5.7.2 Topologie $jjjj$

Aucun candidat de production  $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $jjjj$  pour  $\Delta M > 5$  GeV n'a été trouvé dans les deux échantillons de données (cf. Tab. 5.1). La prévision de la simulation est de  $1.46 \pm 0.058$  événements/pb pour le signal<sup>17</sup> et de  $0.258 \pm 0.005$  événements pour le processus de fond.

La visualisation graphique a permis de rejeter 26 candidats potentiels, valeur très différente des attentes. La raison principale de cette discordance est l'absence de simulation de bruit électronique produit par quelque détecteur du DELPHI. La liste des raisons de rejet est montrée dans le tableau 5.8. Si on élimine les événements rejetés à cause

<sup>17</sup>: Pour une luminosité totale de  $5.92 \text{ pb}^{-1}$  et  $\Delta M$  de 30.5 GeV



	DELPHI Interactive Analysis		
	Beam: 68.1 GeV	Run: 64518	DAS: 18-Nov-1995
	Proc: 18-Nov-1995	Evt: 10193	19:25:21
		Tan+DST	Scan: 19-Apr-1996

	TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA
Act	0	164	0	35	0	0	0
	( 0 )	( 168 )	( 0 )	( 35 )	( 23 )	( 0 )	( 0 )
Deact	0	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )

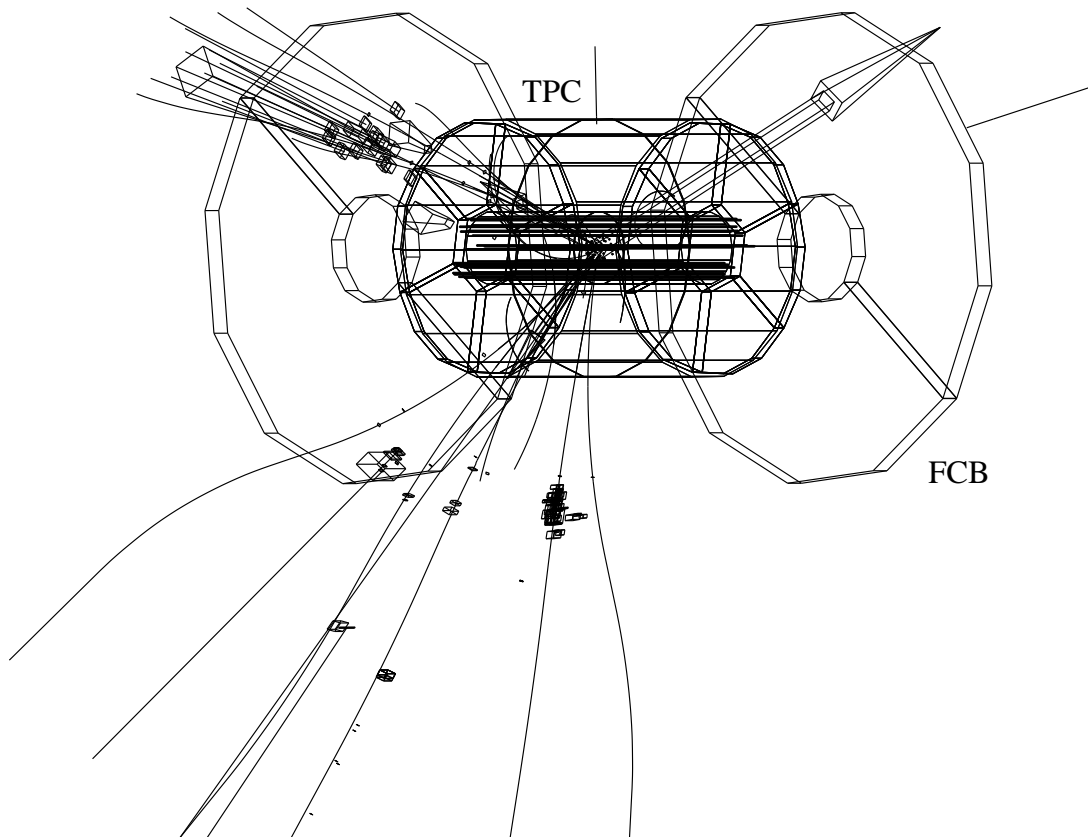



FIG. 5.4 – Candidat potentiel sélectionné par les coupures de la topologie  $j\bar{j}l$  dans le cas non dégénéré

	DELPHI Interactive Analysis		
	Beam: 65.2 GeV	Run: 63906	DAS: 31-Oct-1995
	Proc: 11-Jan-1996	Evt: 2713	22:22:41
		Tan+DST	Scan: 19-Apr-1996

	TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA
Act	1	152	0	26	16	0	0
	(127)	(158)	(0)	(29)	(16)	(0)	(29)
Deact	0	0	0	0	0	0	0
	(0)	(0)	(0)	(0)	(0)	(0)	(0)

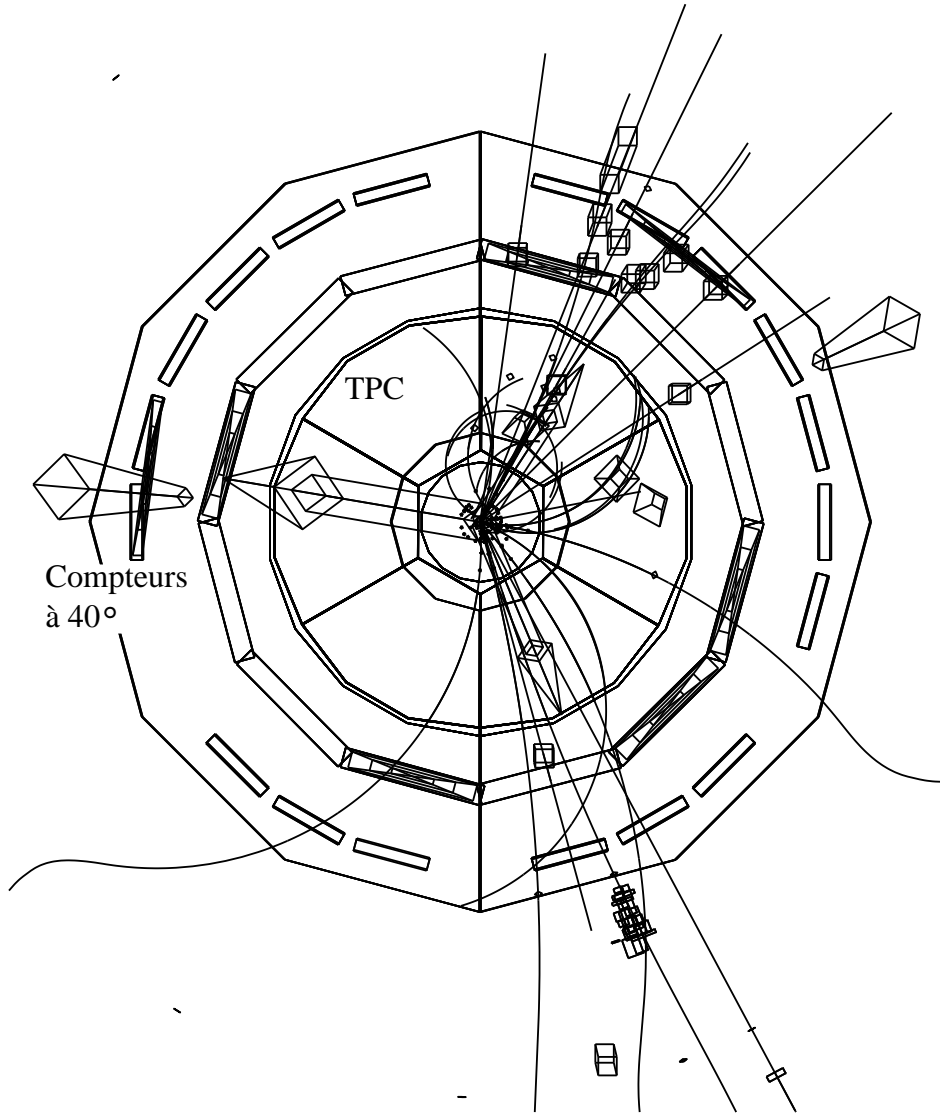


FIG. 5.5 - Événement pour la topologie  $j\bar{j}l$  dans le cas dégénéré, avec un photon vu par le compteur à  $40^\circ$

des différences entre la simulation et les données réelles alors il reste 5 événements dans l'échantillon des événements rejetés par la visualisation graphique. Ce nombre est compatible avec la simulation.

### 5.7.3 Topologie $\ell\ell$

Un candidat de production  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $\ell\ell$  a été trouvé dans l'échantillon de données. Les caractéristiques cinématiques de cet événement montrent qu'il est incompatible avec l'hypothèse  $\Delta M < 10$  GeV. Il n'y a donc pas de candidat dans la topologie  $\ell\ell$  pour  $5 < \Delta M < 10$  GeV. Cet événement a été observé à 130.4 GeV. La prévision de la simulation est de  $0.36 \pm 0.014$  événements/pb pour le signal<sup>18</sup> et de  $0.65 \pm 0.012$  événements pour le processus de fond.


Il s'agit d'un événement (Fig. 5.6) avec deux particules chargées, identifiées comme un électron et un positron. Les valeurs de  $(P_{e_{1,2}}, \theta_{e_{1,2}}, \phi_{e_{1,2}})$  sont respectivement  $(11.8$  GeV,  $64.5^\circ$ ,  $155.2^\circ)$  et  $(7.7$  GeV,  $37.7^\circ$ ,  $164.8^\circ)$ . L'angle entre les deux particules est de  $27.8^\circ$  dans l'espace et de  $9.6^\circ$  dans le plan transverse. Le  $Pt_M$  est de  $\sim 15$  GeV, la masse visible est de  $\sim 4.4$  GeV et la masse manquante est de  $\sim 109$  GeV. Comme il est possible de le voir dans la figure 5.6 un des deux électrons est identifié par la TPC et le calorimètre électromagnétique. Le deuxième électron passe dans la région à  $40^\circ$  entre HPC et FEMC (voir chapitre 1). Dans ce cas l'impulsion est toujours bien mesurée par la TPC et l'identification est faite avec les compteurs à  $40^\circ$  et la chambre FCB. Le signal dans le compteur à  $40^\circ$  est proche de la saturation de l'ADC, donc il ne s'agit pas d'une particule au minimum de ionisation, de plus le FCB "voit" une partie de la gerbe développée par l'électron qui a interagi avec la matière dans la région à  $40^\circ$ .

Cet événement est incompatible avec un retour radiatif sur le Z où l'on avait perdu un photon dans DELPHI. En effet, dans ce cas on attendrait une masse visible de l'ordre de la masse du Z et une masse manquante très faible. L'hypothèse d'un processus avec double radiation, perte d'un photon dans DELPHI et production d'une faible masse leptonique est négligeable ( $< 0.01$  événements prévus). En comparant la valeur du  $Pt_M$  de l'événement avec la distribution du  $Pt_M$  des processus de fond on peut supposer qu'il s'agit d'un événement  $\gamma^* Z$  avec le Z réel en  $\nu\bar{\nu}$  et le  $\gamma^*$  en  $e^+e^-$ . Le nombre prévu d'événements de ce type est de 0.05-0.2. Cet intervalle correspond aux valeurs données par, respectivement, Excalibur [16] et Pythia [9]. Il est à noter que le nombre d'événements attendu est environ 10 fois plus faible si l'on tient compte de la masse leptonique observée et de l'énergie du  $\gamma^*$ .

Le nombre de candidats rejetés par la visualisation graphique a été de 8 événements. La liste des raisons de rejet graphique est montrée dans le tableau 5.8.

---

<sup>18</sup>. Pour une luminosité totale de  $5.92$  pb<sup>-1</sup> et  $\Delta M$  de 30.5 GeV

	DELPHI Interactive Analysis		
	Beam: 65.2 GeV	Run: 64180	DAS: 10-Nov-1995
	Proc: 2-Dec-1995	Evt: 11653	00:28:00
	Tan+DST	Scan: 19-Apr-1996	

	TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA
Act	1	79	0	2	0	0	0
	(102)	( 86 )	( 0 )	( 2 )	( 3 )	( 0 )	( 0 )
Deact	0	0	0	0	0	0	0
	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )	( 0 )

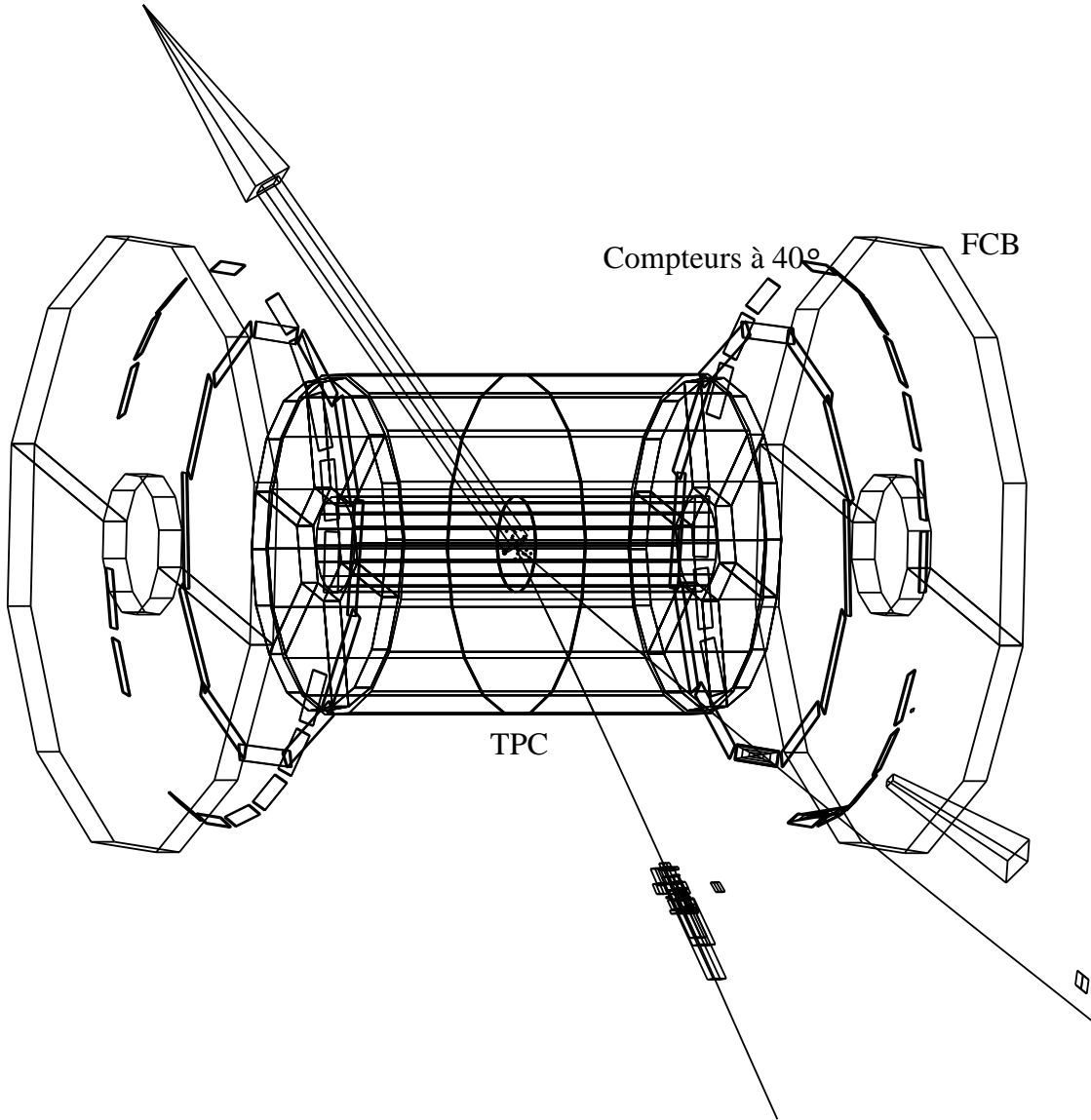


FIG. 5.6 – Événement candidat sélectionné par les coupures de la topologie  $ll$

### 5.7.4 Résultats finals

L'efficacité totale de détection du processus  $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  est montrée dans le tableau 5.15 et graphiquement dans la figure 5.7d. L'efficacité a été calculée en supposant les rapports de branchement suivants : 44.5 % dans les topologies  $j\bar{j}l$  et  $j\bar{j}j\bar{j}$ , 11 % dans la topologie  $l\bar{l}$ . C'est le cas des sfermions très lourds, quand le chargino se désintègre uniquement via  $W^*$  (voir chapitre 4).

<b>Efficacité totale <math>\Delta M &gt; 5</math> GeV <math>\sqrt{s} = 130.4</math> GeV</b>				
<b>Avec rapports de branchement du W</b>				
<b>N</b>	<b><math>m_{\tilde{\chi}_1^\pm}</math></b>	<b><math>m_{\tilde{\chi}_1^0}</math></b>	<b><math>\Delta M</math></b>	<b>Efficacité</b>
	<b>(GeV)</b>	<b>(GeV)</b>	<b>(GeV)</b>	<b>totale</b>
				<b>(%)</b>
1	63.8	58.9	4.9	$16 \pm 0.3$
2	64.2	54.8	9.4	$49 \pm 1.0$
3	64.0	50.0	14.0	$65 \pm 1.3$
4	64.4	47.8	16.6	$65 \pm 1.3$
5	63.9	33.4	30.5	$68 \pm 2.0$
6	63.9	20.7	43.2	$50 \pm 1.2$
7	55.9	51.1	4.8	$19 \pm 0.4$
8	54.6	45.5	9.1	$46 \pm 0.9$
9	55.4	39.9	15.5	$56 \pm 1.1$
10	53.8	32.1	21.7	$58 \pm 1.2$
11	53.8	26.6	27.2	$59 \pm 1.2$
12	53.1	13.2	39.9	$59 \pm 1.2$

TAB. 5.15 – Efficacité totale de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  pour les différents points de signal générés. Les rapports de branchement de  $\tilde{\chi}_1^\pm$  ont été fixés aux valeurs du W

L'efficacité totale moyenne est de  $61.0 \pm 1.1$  % pour  $\Delta M > 10$  GeV et de  $17.4 \pm 0.3$  % pour  $\Delta M = 5$  GeV. Les efficacités moyennes de détection de chaque topologie sont montrées dans le tableau 5.16.

Un événement candidat a été observé dans la topologie  $l\bar{l}$  pour  $\Delta M > 10$  GeV, aucun candidat n'a été observé pour  $\Delta M < 10$  GeV. Cet événement candidat a été observé dans l'échantillon des données à 130.4 GeV. La prévision de la simulation est de  $4 \pm 0.16$  événements/pb de signal<sup>19</sup> et de  $1.06 \pm 0.014$  événements de fond.

L'extrapolation de ces résultats aux limites d'exclusion sur les différents paramètres de MSSM est montrée dans le paragraphe suivant.

<sup>19</sup>. Pour une luminosité totale de  $5.92$  pb<sup>-1</sup>,  $\Delta M$  de 30.5 GeV et en supposant les rapports de branchement égaux au W

# DELPHI ECM = 130.4 GeV

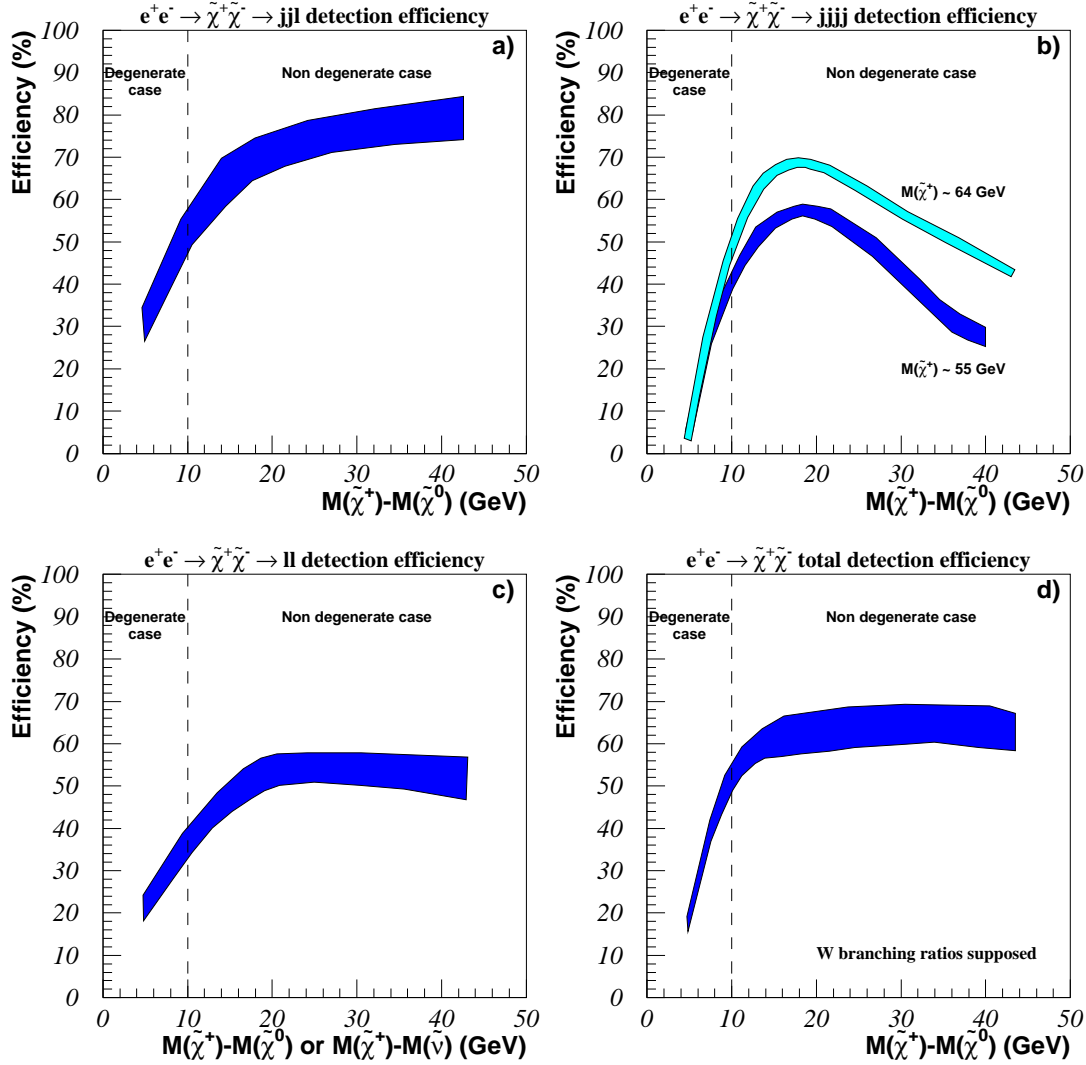


FIG. 5.7 – Efficacité de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction de  $\Delta M$  pour les trois topologies (a,b et c) et totale (d). Pour la dernière figure (d) on a supposé les rapports de branchement du W. La largeur des bandes d'efficacité représente l'erreur statistique plus la variation due aux différentes valeurs de la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Pour la figure (b) la largeur de la bande représente seulement l'erreur statistique

$\sqrt{s}=130.4$ GeV	Efficacité sel. $jj\ell$ (%)	Efficacité sel. $jjjj$ (%)	Efficacité sel. $ll$ (%)	Efficacité totale (%)
$\Delta M=5$ GeV	$29\pm 1.8$	$4\pm 0.4$	$22\pm 2.4$	$17.4\pm 0.3$
$\Delta M>10$ GeV	$70.7\pm 2.1$	$54.1\pm 2.0$	$50.1\pm 1.9$	$61.0\pm 1.1$

TAB. 5.16 – Efficacités moyennes de toutes les coupures sur les trois différentes topologies et efficacités totales moyennes normalisées au rapport de branchement du W

## 5.8 Les limites dans l'espace des paramètres de MSSM

Pour le calcul des limites d'exclusion au niveau de confiance de 95 % on a seulement utilisé les données à 136.3 GeV dans le cas où la limite sur la masse du chargino est supérieure à 65.2 GeV. Dans le cas où la limite en masse est inférieure à 65.2 GeV, on utilise également les données prises à 130.4 GeV. La limite sur la section efficace de production est toujours calculée à l'énergie la plus haute. Les formules utilisées pour calculer les limites sur la masse sont les suivantes :

$$N_{95\%} = \begin{cases} \epsilon_{\text{tot}} \mathcal{L}_2 \sigma_2(m_{\tilde{\chi}_1^+}) & m_{\tilde{\chi}_1^+} \geq 65.2 \text{ GeV} \\ \epsilon_{\text{tot}} (\mathcal{L}_1 \sigma_1(m_{\tilde{\chi}_1^+}) + \mathcal{L}_2 \sigma_2(m_{\tilde{\chi}_1^+})) & m_{\tilde{\chi}_1^+} < 65.2 \text{ GeV} \end{cases} \quad (5.2)$$

Où  $\mathcal{L}_1=2.91 \text{ pb}^{-1}$  et  $\mathcal{L}_2=3.01 \text{ pb}^{-1}$  sont les luminosités totales des deux échantillons des données (de  $\sqrt{s}$  de 130.4 GeV et 136.3 GeV respectivement),  $\sigma_1(m_{\tilde{\chi}_1^+})$  et  $\sigma_2(m_{\tilde{\chi}_1^+})$  sont les sections efficaces aux deux valeurs de  $\sqrt{s}$  de production de  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en fonction de la masse du chargino,  $\epsilon_{\text{tot}}$  est l'efficacité totale de détection et  $N_{95\%}$  est la limite supérieure à 95 % de confiance sur le nombre de candidats observés. Les équations sont résolues en  $m_{\tilde{\chi}_1^+}$ .

Les paramétrisations de  $\sigma_1(m_{\tilde{\chi}_1^+})$  et  $\sigma_2(m_{\tilde{\chi}_1^+})$  ont été faites en variant les paramètres fondamentaux de MSSM comme le montrent les figures 5.8 et 5.9 (pour  $\sqrt{s}=136.3$  GeV). Les paramètres  $M_2$  et  $\mu$  ont varié entre  $0 < M_2 < 800$  GeV et  $-400 < \mu < 400$  GeV,  $\tan\beta$  a pris les valeurs de 1.0, 1.5 et 35,  $m_{\tilde{\nu}}$  a varié entre  $41 < m_{\tilde{\nu}} < 100$  GeV ou bien valeur fixe de 1 TeV.

Pour  $\epsilon_{\text{tot}}$  on a fixé deux valeurs (Tab. 5.16) : une à la valeur moyenne de l'efficacité pour  $\Delta M > 10$  GeV et l'autre à la valeur de  $\epsilon_{\text{tot}}$  pour  $\Delta M = 5$  GeV. Comme il est montré dans la figure 5.7d on peut considérer que l'efficacité totale est constante pour  $\Delta M$  supérieur à 10 GeV.

Pour le cas dégénéré aucun candidat n'a été observé donc  $N_{95\%}$  est égal à 3. Pour le cas

non dégénéré un événement a été observé dans la topologie  $ll$  donc  $N_{95\%}$  est égal à 4.24 (pour 1.06 événements de fond prévus moins l'erreur statistique). Comme il sera montré plus loin dans le texte la valeur 4.24 n'intervient que dans l'hypothèse d'un sneutrino léger. Avec un sneutrino lourd la limite sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  est supérieure à 65.2 GeV et donc le candidat n'est plus considéré car il a été observé à l'énergie de 130.4 GeV.

Toutes les limites montrées dans ce chapitre sont calculées en supposant que le chargino va en  $W^*$  (sauf les figures 5.14 et 5.16, et les résultats dans le paragraphe 5.8.1). L'efficacité de détection du chargino ne varie pas beaucoup avec la topologie et donc la dépendance des limites en fonction du rapport de branchement est faible. Pour le cas non dégénéré, la variation de la limite sur la masse obtenue en variant le rapport de branchement est inférieure à 2 % (voir le paragraphe 5.8.1). Rappelons que les rapports de branchement du chargino peuvent être très différents des rapports de branchement du W lorsqu'il y a un sfermion léger (voir le chapitre 4). Par exemple pour  $41 < m_{\tilde{\nu}} < 65.3$  GeV et  $\Delta M > 10$  GeV, le processus  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \ell^+ \tilde{\nu}$  peut être dominant, et donc le rapport de branchement dans la topologie  $ll$  devient supérieur aux topologies  $jjl$  et  $jjjj$ . Des événements ont été générés dans ces conditions et on a trouvé que l'efficacité totale de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  est du même ordre ou meilleure que dans l'hypothèse W à même  $\Delta M$  (Fig. 5.15).

Les premières limites sont calculées en supposant une masse de  $\tilde{\nu}$  très grande, de l'ordre du TeV. Les limites supérieures sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont de 65.8 GeV pour  $\Delta M > 10$  GeV et de 63.8 GeV pour  $\Delta M = 5$  GeV. La limite à 65.8 GeV peut être améliorée car la valeur obtenue est supérieure à l'énergie du faisceau où l'on a trouvé le candidat  $ll$ . Donc on peut calculer une nouvelle limite en utilisant seulement les données à 136.3 GeV et en ignorant le candidat. La limite obtenue pour  $\Delta M > 10$  GeV devient 66.8 GeV. Les limites inférieures sur les sections efficaces de production sont de 1.64 pb pour  $\Delta M > 10$  GeV et de 3.35 pb pour  $\Delta M = 5$  GeV.

D'autres limites ont été calculées en supposant une masse de  $\tilde{\nu}$  entre 41 et 100 GeV. Dans ce cas la section efficace est plus petite à cause de l'interférence négative du diagramme d'échange du sneutrino. Pour  $\Delta M$  inférieure à 10 GeV l'effet est absent car le chargino est essentiellement higgsino et donc ne se couple pas au sneutrino. On rappelle que cette considération dépend beaucoup des hypothèses de grande unification faites (cf. chapitre 4). Les limites supérieures sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont de 56.3 GeV pour  $\Delta M > 10$  GeV et de 63.8 GeV pour  $\Delta M = 5$  GeV. Les limites inférieures sur les sections efficaces de production sont respectivement de 1.15 et 3.35 pb. Dans le cas où le sneutrino est plus léger que le chargino alors ces limites sont valides si  $\Delta M \equiv m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}} > 5$  GeV.

Ces limites sur la masse et la section efficace de production du chargino sont résumées dans le tableau 5.17.

Ces résultats sont montrés dans les figures qui suivent. La figure 5.8 montre la section efficace de production  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction de la masse. Les points ont été générés en demandant  $\Delta M > 10$  GeV et en variant les paramètres de MSSM comme nous l'avons expliqué précédemment au début du paragraphe. La génération des points a été uniforme en  $M_2$  et  $\mu$ , donc elle n'est pas nécessairement uniforme dans les autres variables, par exemple la section efficace. Les deux figures montrent le cas du sneutrino lourd (en haut) et le cas du sneutrino léger (en bas). Dans le cas du sneutrino lourd on peut clairement voir la



$\sqrt{s}=136.3 \text{ GeV}$ $L=5.92 \text{ pb}^{-1}$	$41 < m_{\tilde{\nu}} < 100 \text{ GeV}$		$m_{\tilde{\nu}}=1 \text{ TeV}$	
	$m_{\tilde{\chi}_1^+}^{\min}$ (GeV)	$\sigma^{\max}$ (pb)	$m_{\tilde{\chi}_1^+}^{\min}$ (GeV)	$\sigma^{\max}$ (pb)
$\Delta M=5 \text{ GeV}$	63.8	3.35	63.8	3.35
$\Delta M > 10 \text{ GeV}$	56.3	1.15	66.8	1.64

TAB. 5.17 – Limites sur la masse minimale du  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et sur la section efficace maximale de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ . Si le  $m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  alors la limite sur le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est valide pour  $\Delta M \equiv m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}} > 5 \text{ GeV}$

région à dominante jaugino<sup>20</sup> et la région à dominante higgsino<sup>21</sup>. Les valeurs de la section efficace sont minimales pour un sneutrino léger. Les limites pour le cas non dégénéré sont montrées dans la figure par des lignes. La limite plus élevée est obtenue pour un sneutrino lourd et elle a été calculée seulement avec les données à 136.3 GeV, la limite la plus petite est obtenue pour un sneutrino léger et elle a été calculée avec les deux énergies du faisceau. Dans le cas de sneutrino lourd la limite n'arrive pas aux limites cinématiques seulement à cause de l'efficacité.

La distribution dans la figure 5.9 a été obtenue avec les mêmes principes que pour la figure 5.8, à l'exception de la coupure sur  $\Delta M$ : en demande  $\Delta M = 5 \text{ GeV}$ . Pour cette valeur de  $\Delta M$  on est dans la région  $M_2 \gg |\mu|$  et donc le chargino est essentiellement higgsino et ne se couple pas au sneutrino. Il y a donc une faible dispersion des valeurs de section efficace et la distribution pour un sneutrino léger est pratiquement identique à la distribution pour un sneutrino lourd. Les deux limites de masse sont égales et ont été calculées en utilisant les deux énergies du faisceau.

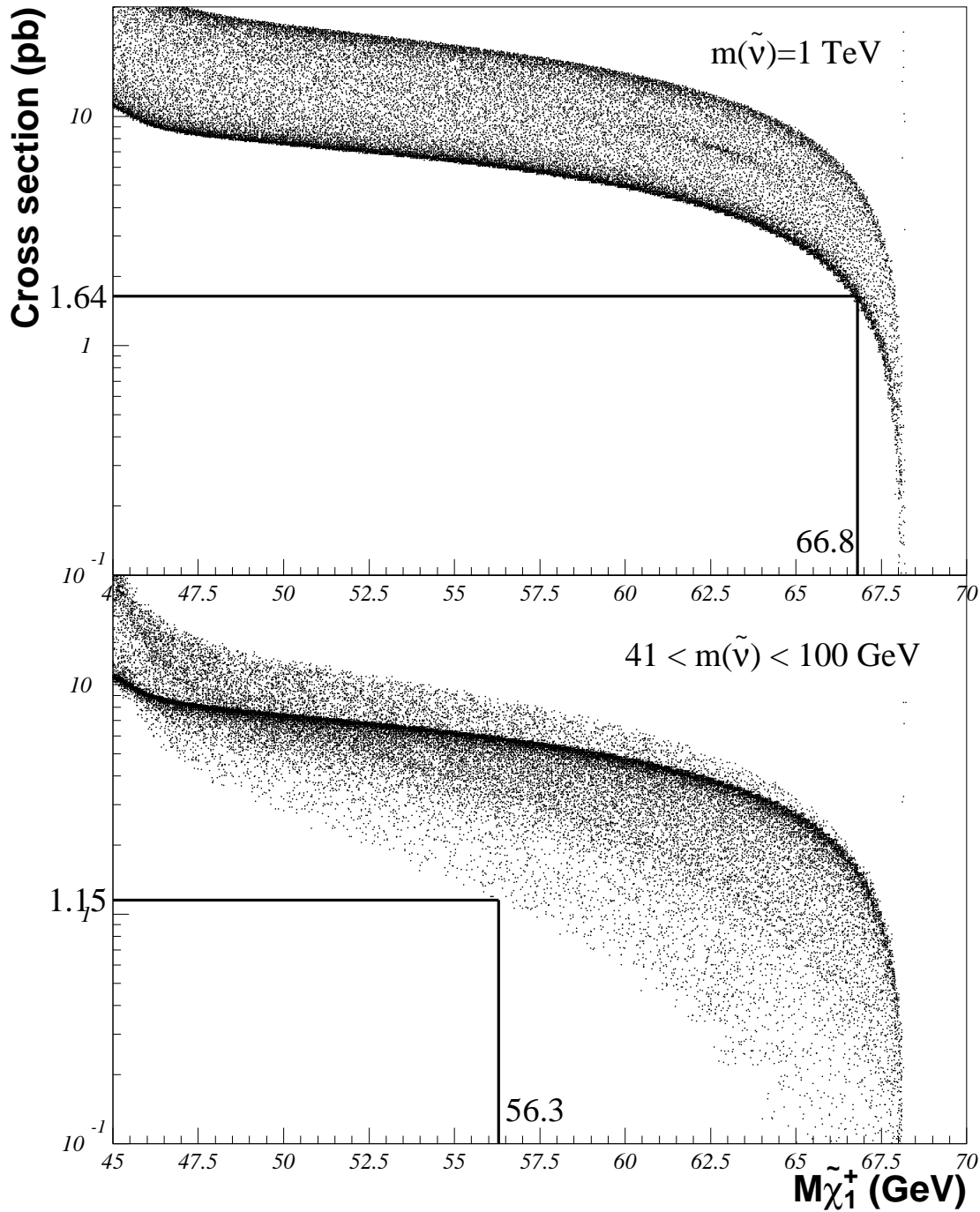
La figure 5.10 montre les régions exclues par la recherche des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à LEP1.5 dans l'espace  $(M_2, \mu)$  de MSSM pour  $\tan\beta=1.0$  et  $m_{\tilde{\nu}}=1 \text{ TeV}$ . La région en noir est exclue à 95 % de confiance. La fine ligne définit la limite cinématique de la recherche de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à LEP1.5. La région grisée est exclue par les recherches de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et  $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$  [17] à LEP1. La région à petites valeurs de  $(M_2, \mu)$  n'est pas exclue parce que pour  $\tan\beta=1$  la masse de  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est égale à la masse du  $W^\pm$  pour  $(M_2, \mu)=(0 \text{ GeV}, 0 \text{ GeV})$  (cf. paragraphe 4.2.2).

Les figures 5.11 et 5.12 montrent les limites d'exclusion de la même façon que la figure précédente mais pour des valeurs différentes de  $\tan\beta$  qui sont respectivement de 1.5 et de 35. La deuxième valeur de  $\tan\beta$  est motivée par l'hypothèse d'unification des couplages de Yukawa du top et du bottom avec  $\tan\beta \sim \frac{m_t}{m_b}$ . Pour  $\tan\beta=1.5$  la région à petites valeurs

<sup>20</sup>. Au maximum de section efficace

<sup>21</sup>. Au minimum de section efficace

# DELPHI $E_{cm}=130.4 + 136.3$ GeV



$$M_{\tilde{\chi}_1^+} - M_{\tilde{\chi}_1^0} > 10 \text{ GeV}$$

FIG. 5.8 – Limites d'exclusion sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et sur la section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  pour  $\Delta M > 10$  GeV. Voir texte pour explications plus détaillées

**DELPHI  $E_{cm}=130.4 + 136.3$  GeV**

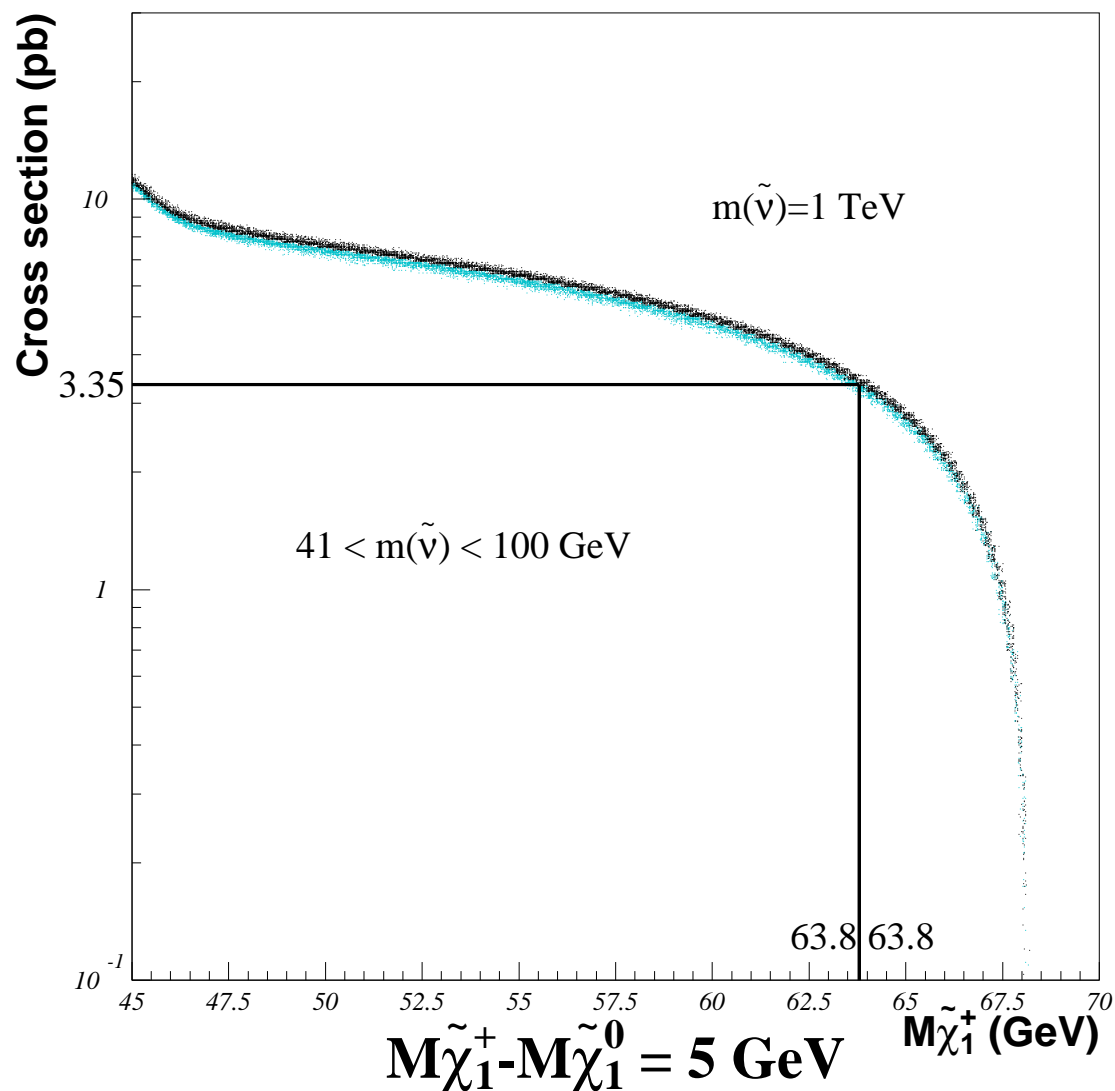


FIG. 5.9 – Limites d'exclusion sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et sur la section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  pour  $\Delta M = 5$  GeV. Voir texte pour explications plus détaillées

de  $(M_2, \mu)$  est mieux couverte que pour  $\tan\beta=1$ .

La limite inférieure sur la masse de  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et la limite supérieure sur la section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction de  $\Delta M$  dans le cas d'un sneutrino lourd sont montrées dans la figure 5.13. Les rapports de branchement du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont toujours fixés aux valeurs du W. L'efficacité totale n'est pas constante, elle a été paramétrisée par un polynôme de sixième degré en fonction de  $\Delta M$ . Les résultats dans la figure montrent que la variation de la limite minimale sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  due à la variation de l'efficacité totale est au maximum de 4.5 % par rapport à la valeur minimale, et sur la section efficace maximale de 115 % par rapport à la valeur minimale. La variation sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{\min}$  est donc négligeable, mais pas la variation sur  $\sigma^{\max}$ . L'autre conclusion est que la limite obtenue est constante en  $\Delta M$  pour  $\Delta M > 10$  GeV.

La figure 5.14 montre les régions d'exclusion dans le plan  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ , pour les cas de sneutrino léger et lourd, en variant le rapport de branchement du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  en fonction de  $m_{\tilde{\nu}}$  et en variant l'efficacité totale comme il est expliqué pour la figure 5.13. Les deux hypothèses de MSSM faites pour produire cette figure sont : 1) la masse des squarks est de l'ordre de 1 TeV, 2) on suppose valide la relation (GUT)  $M_1 \sim \frac{1}{2}M_2$ . La première chose à remarquer est la différence de la limite obtenue dans le cas dégénéré et non dégénéré. Il s'agit du petit décrochement qu'on peut observer autour des valeurs de  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \sim (65 \text{ GeV}, 55 \text{ GeV})$ . La raison de ce décrochement est la décroissance de l'efficacité pour des petites valeurs de  $\Delta M$ . Le deuxième commentaire est la forme particulière de la région d'exclusion avec un sneutrino léger : on a deux extensions de la limite, une pour  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \sim (67 \text{ GeV}, 50-60 \text{ GeV})$  et l'autre pour  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \sim (65 \text{ GeV}, 30 \text{ GeV})$ . Dans la région de la première extension le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  commence à être dégénéré en masse avec le  $\tilde{\chi}_1^0$  et donc, comme il a été montré dans le chapitre 4, cela correspond à une région où le chargino est higgsino. Un chargino higgsino ne se couple pas au sneutrino, la section efficace de production est donc plus grande et aussi la limite obtenue. Dans la deuxième extension  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \sim (65 \text{ GeV}, 30 \text{ GeV})$  la limite est aussi meilleure parce que la section efficace est plus grande, mais pour des raisons différentes. Dans le chapitre 4 on a vu qu'avec un sneutrino lourd la section efficace pour un chargino qui est un mélange higgsino-jaugino est plus petite que pour un chargino jaugino. Avec un sneutrino léger cet effet est encore valide et il se combine avec la diminution due à l'interférence négative du diagramme d'échange du sneutrino léger. Dans la figure 4.9 on peut clairement voir que la section efficace en fonction de  $m_{\tilde{\nu}}$  est plus petite dans le cas d'un chargino qui est un mélange higgsino-jaugino (ligne à traits) qu'avec le chargino purement jaugino (ligne continue). Dans la région de cette deuxième extension on a  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim \frac{1}{2}m_{\tilde{\chi}_1^0}$ , le chargino est donc essentiellement jaugino et la section efficace augmente.

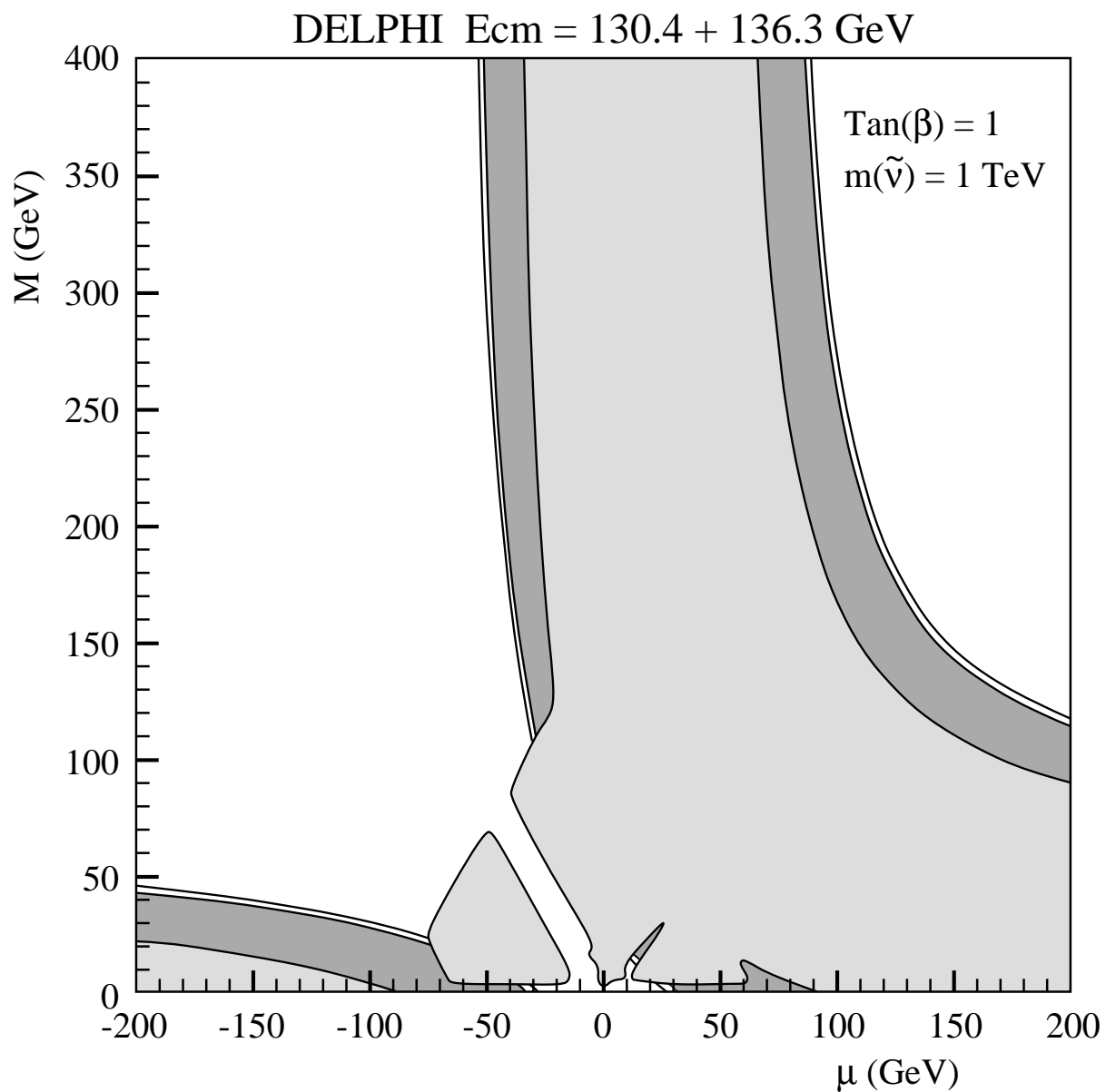


FIG. 5.10 – Limites d'exclusion dans l'espace  $(M_2, \mu)$  de MSSM pour  $\tan\beta=1$ . La région en gris clair a été exclue à LEP1, la région en gris foncé à été exclue à LEP1.5 à 95 % de confiance, la bande très étroite au delà de la zone foncée correspond à la région accessible à LEP1.5 mais non exclue

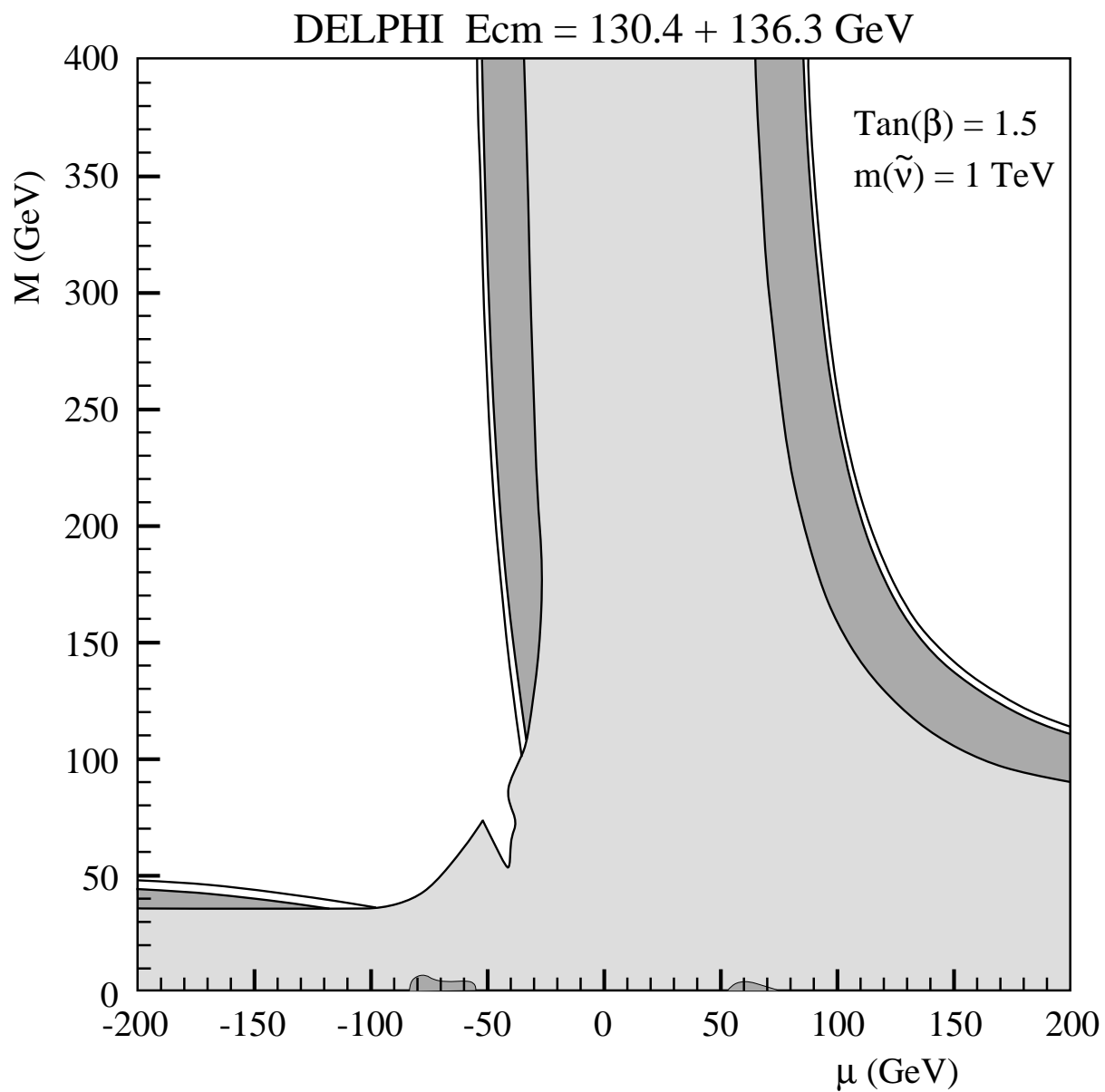


FIG. 5.11 – Limites d'exclusion dans l'espace  $(M_2, \mu)$  de MSSM pour  $\tan \beta = 1.5$ . La région en gris clair a été exclue à LEP1, la région en gris foncé à été exclue à LEP1.5 à 95 % de confiance, la bande très étroite au delà de la zone foncée correspond à la région accessible à LEP1.5 mais non exclue

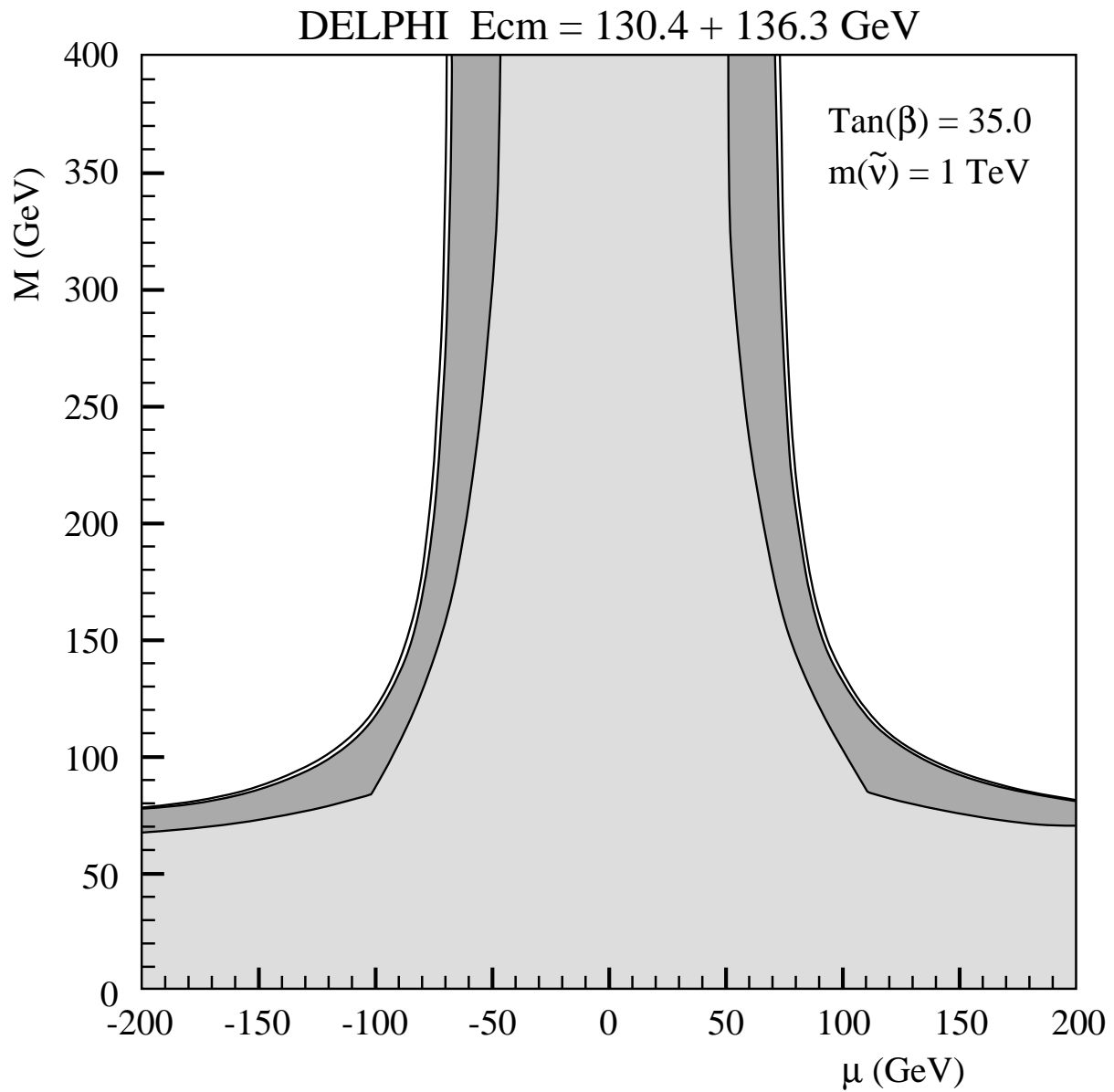


FIG. 5.12 – Limites d'exclusion dans l'espace  $(M_2, \mu)$  de MSSM pour  $\tan\beta=35$ . La région en gris clair a été exclue à LEP1, la région en gris foncé à été exclue à LEP1.5 à 95 % de confiance, la bande très étroite au delà de la zone foncée correspond à la région accessible à LEP1.5 mais non exclue

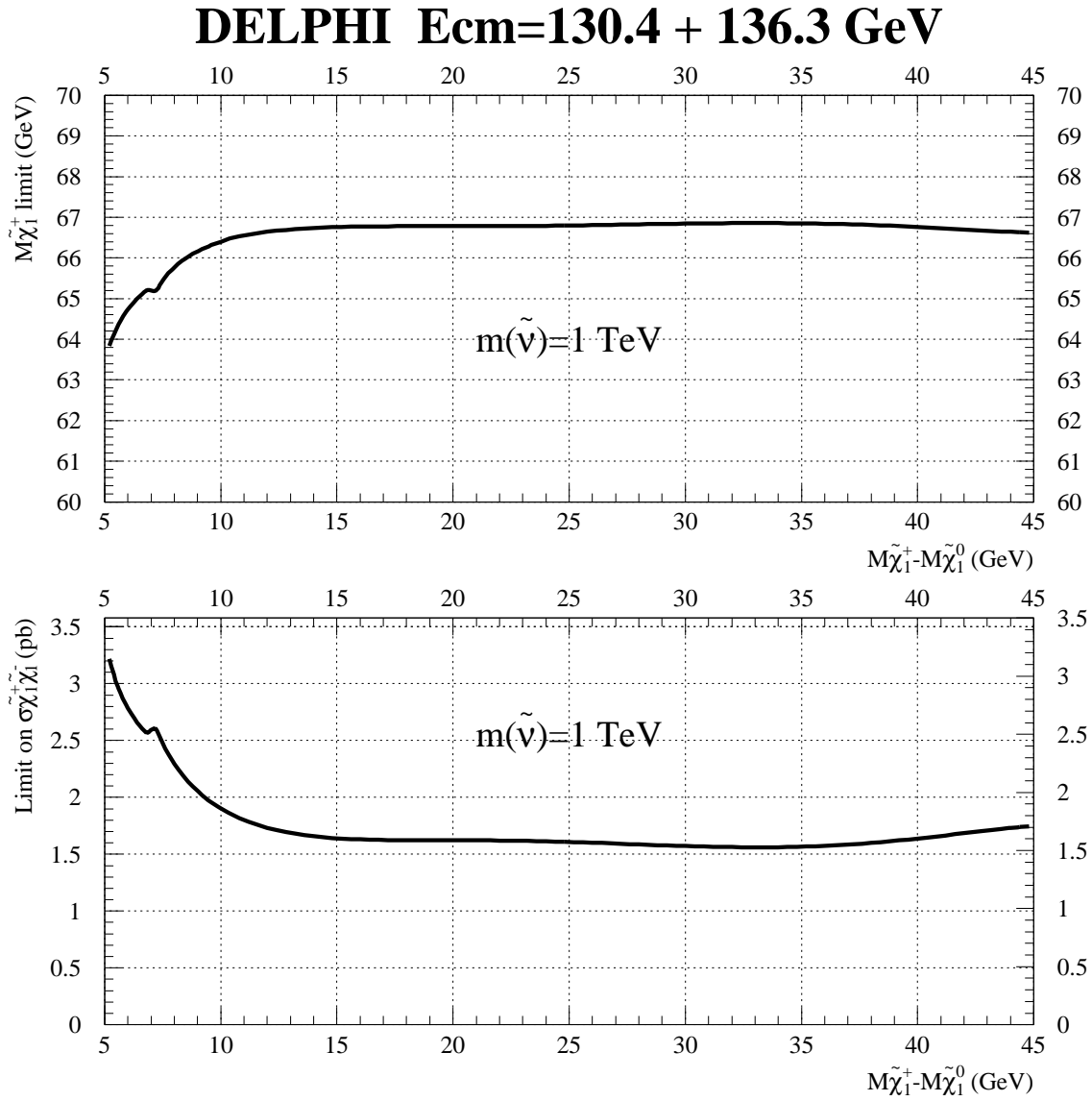


FIG. 5.13 – Limites d'exclusion sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et sur la section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction de  $\Delta M$ . On a supposé un sneutrino lourd. Voir le texte pour des explications plus détaillées



# DELPHI $E_{cm}=130.4 + 136.3 \text{ GeV}$

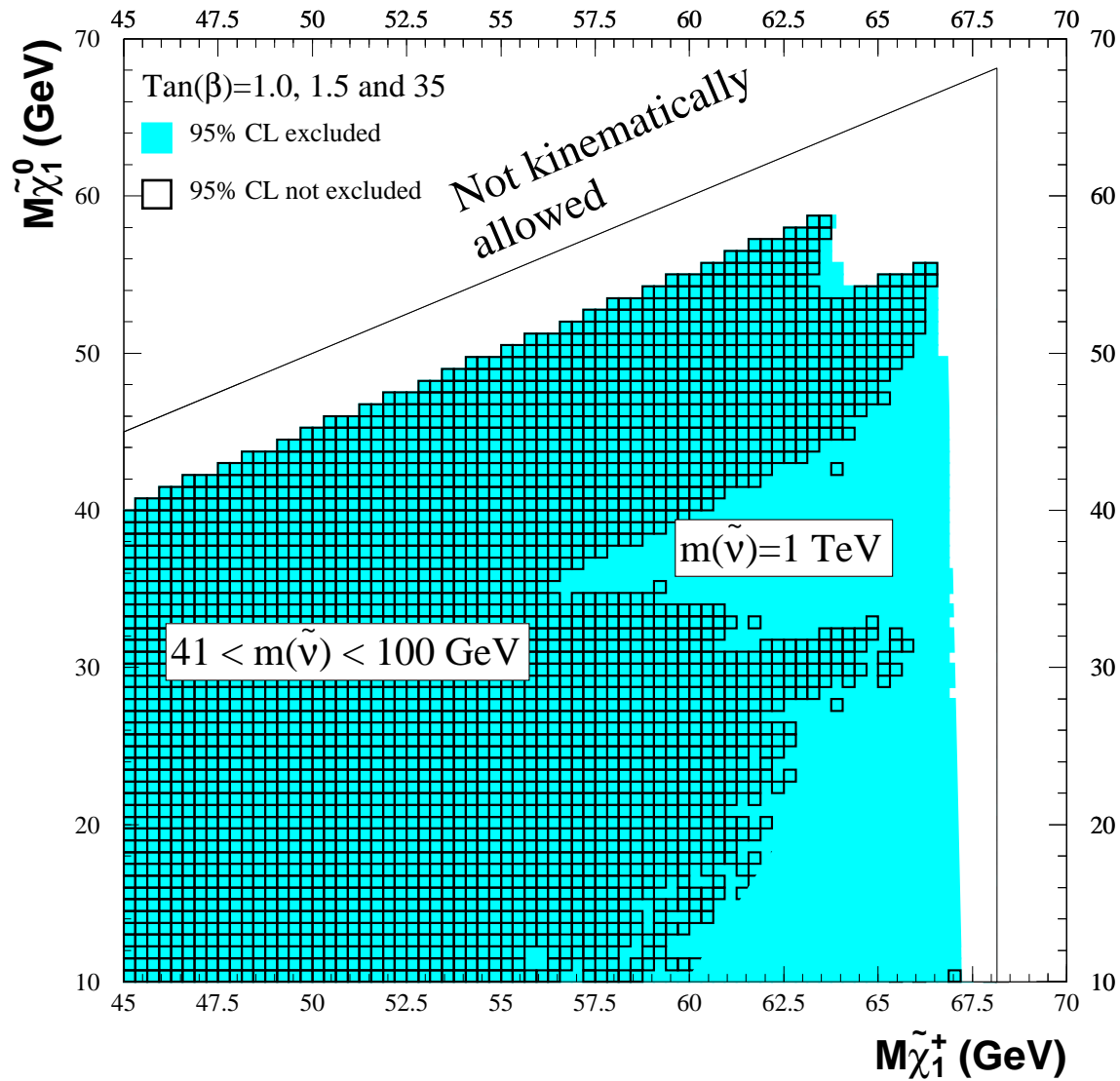


FIG. 5.14 – Limites d'exclusion dans l'espace  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Le rapport de branchement du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  n'a pas été fixé. Voir le texte pour des explications plus détaillées

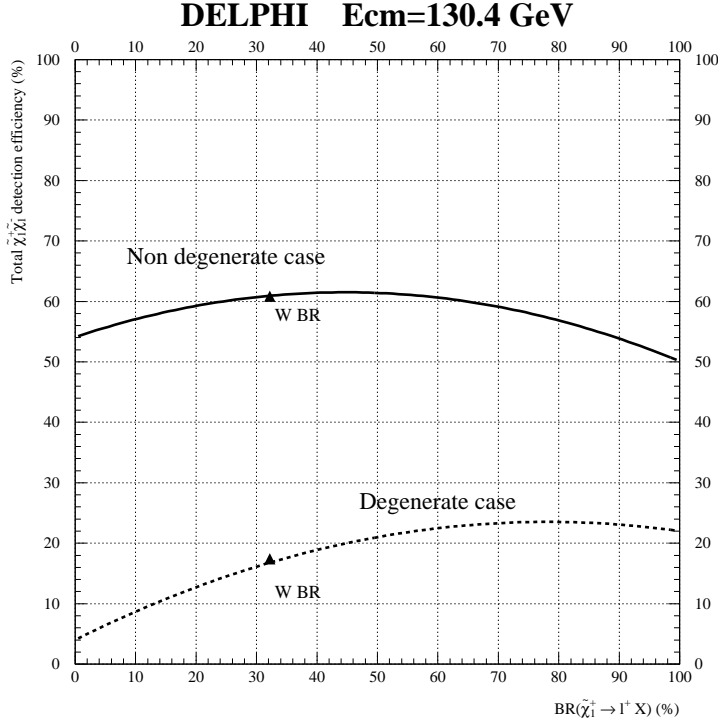


FIG. 5.15 – Efficacité totale de détection de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction du rapport de branchement leptonique du  $\tilde{\chi}_1^\pm$

### 5.8.1 La variation des limites en fonction du rapport de branchement leptonique du chargino

Les limites calculées dans le paragraphe 5.8 dépendent de l'efficacité totale ( $\epsilon_{\text{tot}}$ ) de détection de la production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ . L'équation 5.2 montre cette dépendance. On définit  $B_\ell$  comme le rapport de branchement du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  qui se désintègre en un lepton plus des particules non détectables.

La dépendance de  $\epsilon_{\text{tot}}$  en fonction de  $B_\ell$  pour le cas dégénéré et non dégénéré est montrée dans la figure 5.15. On déduit de la figure que l'analyse n'est pas optimisée pour le cas dégénéré quand le chargino se désintègre 100 % en hadrons. En effet pour  $B_\ell < 40$  % l'efficacité diminue plus vite dans le cas dégénéré que dans le cas non dégénéré. La raison est que l'analyse dans le canal  $jjjj$  est plus difficile pour des petites valeurs de  $\Delta M$ .

La figure 5.16 montre la variation des limites sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et sur la section efficace de production  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  due à la variation du  $B_\ell$ . Les courbes dans la figure 5.16 donnent une information indicative et non nécessairement en accord avec le MSSM. Par exemple, dans le cas dégénéré, cela n'a pas de sens de parler de rapport de branchement purement leptonique car le chargino higgsino n'est pas couplé au sneutrino.

Le fait le plus important montré par cette figure est que dans le cas dégénéré et pour un chargino qui va en hadrons à 100 % alors la limite sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  est inférieure à 50 GeV.

## DELPHI $E_{cm}=130.4 + 136.3$ GeV

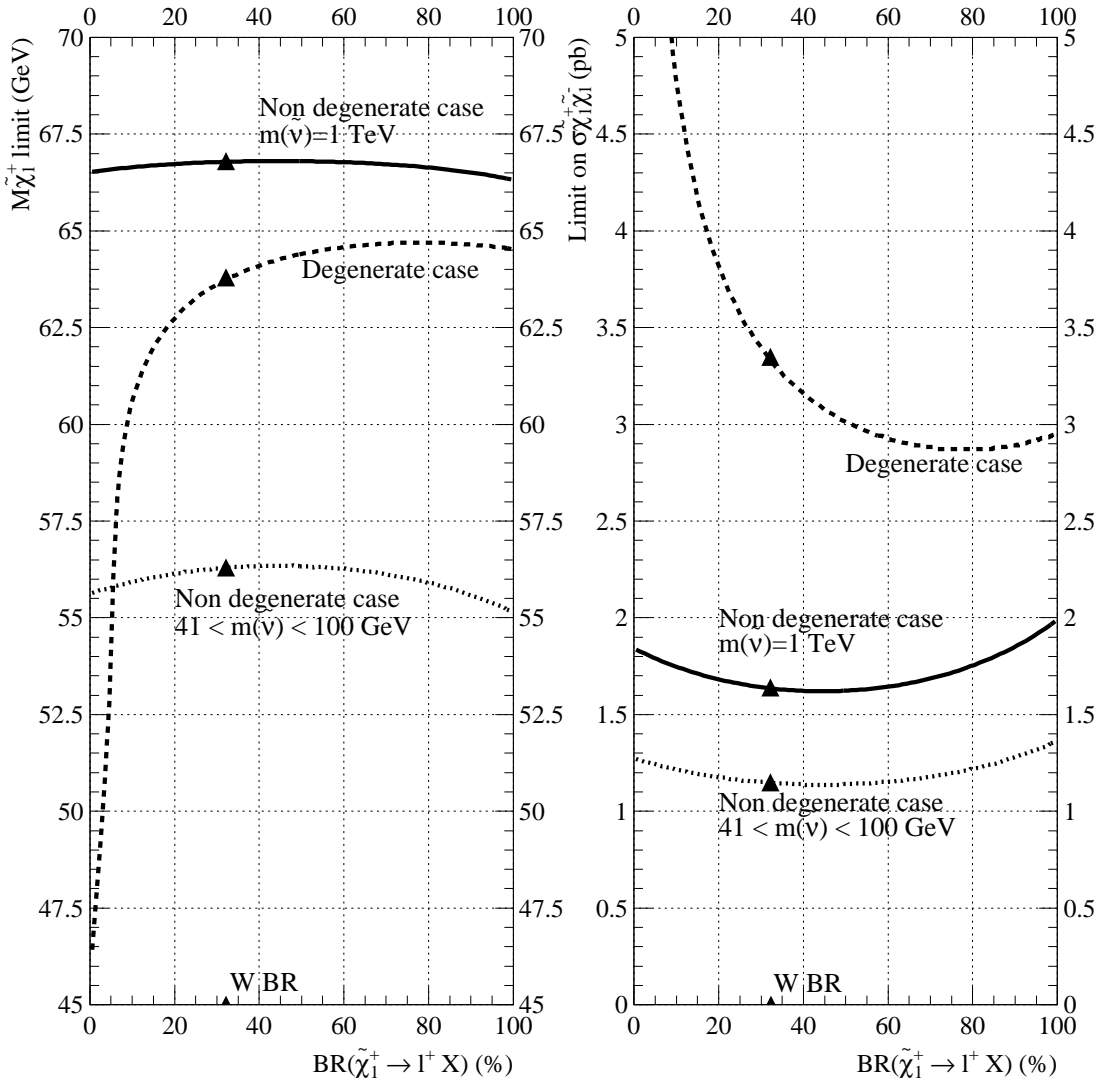


FIG. 5.16 – Limites d'exclusion sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  et sur la section efficace de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  en fonction du rapport de branchement leptonique du  $\tilde{\chi}_1^\pm$

Comme il a été montré dans le chapitre 4 on peut avoir un  $B_\ell$  très faible quand la masse du stop est inférieure à la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Dans le cas d'un chargino higgsino on a besoin d'un stop droit. La limite actuelle sur le stop droit [18] est de l'ordre de 45 GeV et il y a donc la possibilité d'avoir par exemple un  $\tilde{\chi}_1^\pm$  de  $\sim 55$  GeV, un  $\tilde{t}_R$  de  $\sim 50$  GeV et un  $\tilde{\chi}_1^0$  de  $\sim 48$  GeV. La chaîne de désintégration peut être  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow b\tilde{t}_R, \tilde{t}_R \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  avec la deuxième désintégration via une boucle. Cette configuration n'est pas exclue à LEP1.5.

Il faut aussi remarquer dans la figure 5.16 que la variation sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{\min}$  pour le cas non dégénéré est normalement petite, entre 1.2 % et 2.3 % de la valeur minimale. Pour  $\sigma^{\max}$  la variation est plus marquée, entre 18.4 % et 23.1 % de la valeur minimale. Autre chose à remarquer est le fait que pour  $B_\ell$  égal au rapport de branchement du W les limites ne sont pas très loin des valeurs optimales.

## 5.9 Résumé

Une analyse de recherche de production de  $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$  a été faite sur les données prises par DELPHI à 130.4 et 136.3 GeV. La luminosité totale est de  $5.92 \text{ pb}^{-1}$ . Un événement avec deux électrons acoplanaires a été sélectionné dans la topologie  $\ell\ell$  à une énergie de 130.4 GeV. Le nombre d'événements de fond prévu par la simulation est de  $1.06 \pm 0.014$ .

Les limites à 95 % de confiance sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 66.8$  GeV dans le cas non dégénéré ( $\Delta M > 10$  GeV) et  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 63.8$  GeV dans le cas très dégénéré ( $\Delta M = 5$  GeV), pour un sneutrino lourd, de l'ordre de 1 TeV.

Si la masse de sneutrino est entre 41 GeV et 100 GeV alors les limites sur la masse sont  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 56.8$  GeV dans le cas non dégénéré et  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 63.8$  GeV dans le cas très dégénéré. Dans le cas où le sneutrino est plus léger du chargino alors ces limites sont valides si  $\Delta M \equiv m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}} > 5$  GeV.

Les limites à 95 % de confiance sur la section efficace de production des  $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$  à 136.3 GeV et pour le cas non dégénéré sont de 1.64 pb avec un sneutrino lourd et de 1.15 pb avec un sneutrino léger, car on a sur la masse deux limites différentes.

Dans le cas très dégénéré la limite sur la section efficace est de 3.35 pb indépendamment de l'hypothèse sur la masse du sneutrino.

## A Appendices

### A.1 Les distributions des variables utilisées dans l'analyse

Les distributions des variables utilisées pour sélectionner les événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans la topologie  $jj\ell$  et  $jjjj$  dans le cas dégénéré et non dégénéré sont montrées dans les figures des prochaines pages. Pour les distributions de comparaison entre processus de fond et signal le choix de  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  a été de  $(63.9 \text{ GeV}, 33.4 \text{ GeV})$ . On montre aussi le changement des distributions (pour la topologie  $jj\ell$ ) en changeant les valeurs de  $(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  et la comparaison des données simulées avec les données réelles pour les variables les plus importantes.

Pour l'explication des figures voir le texte dans le chapitre ou la légende de la figure.

### DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV

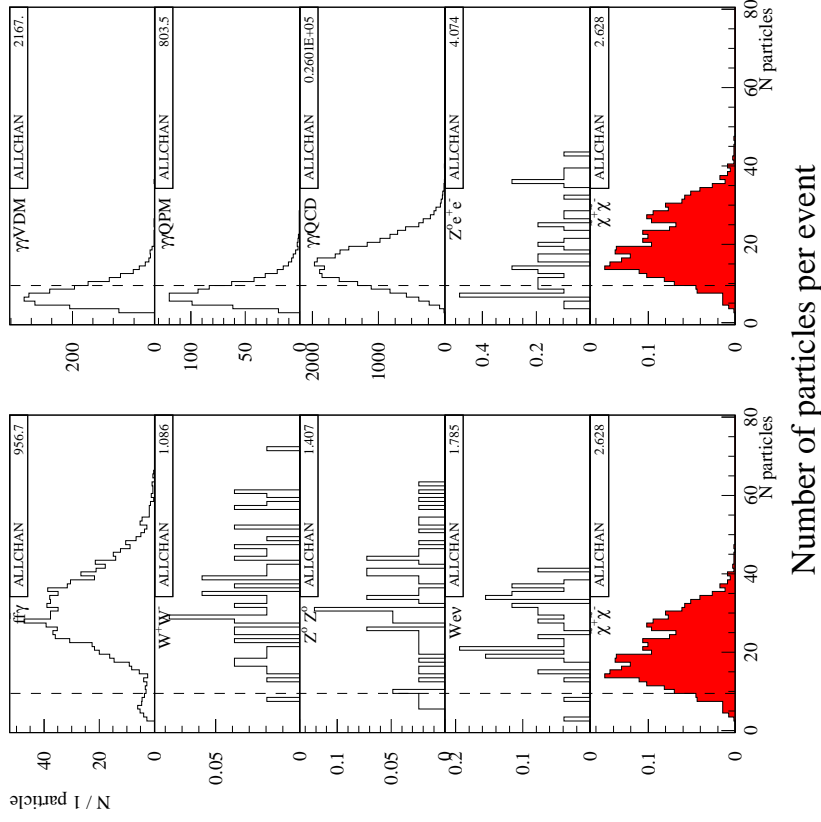


FIG. 5.17

Nombre total de particules (neutres plus chargées) pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de présélection)

### DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV

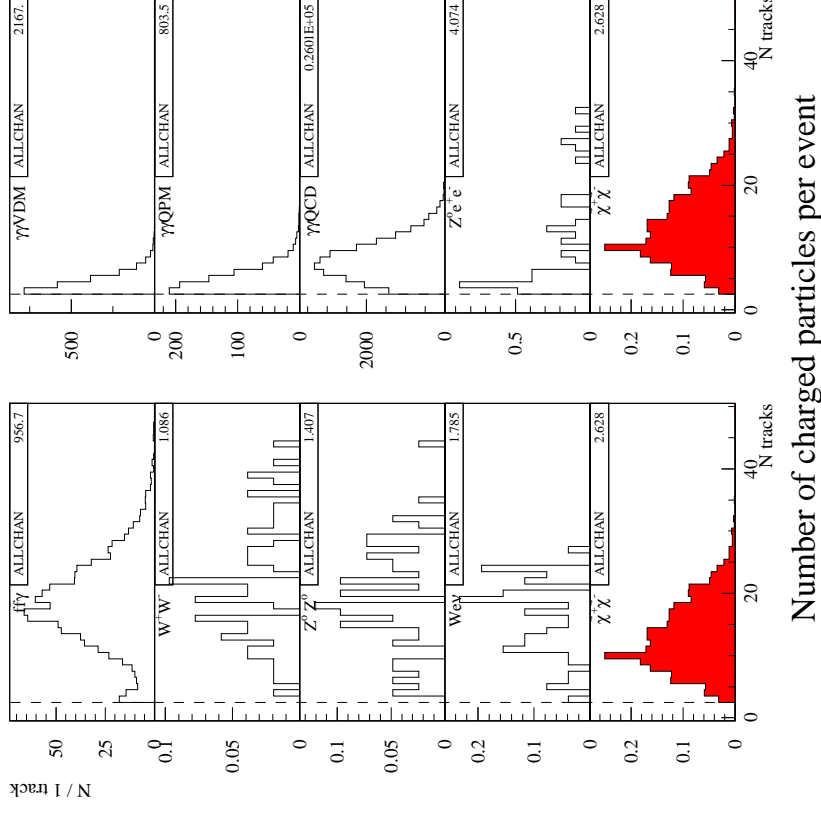


FIG. 5.18

Nombre total de particules chargées pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de présélection)

### DELPHI Monte Carlo data $E_{cm} = 130.4$ GeV

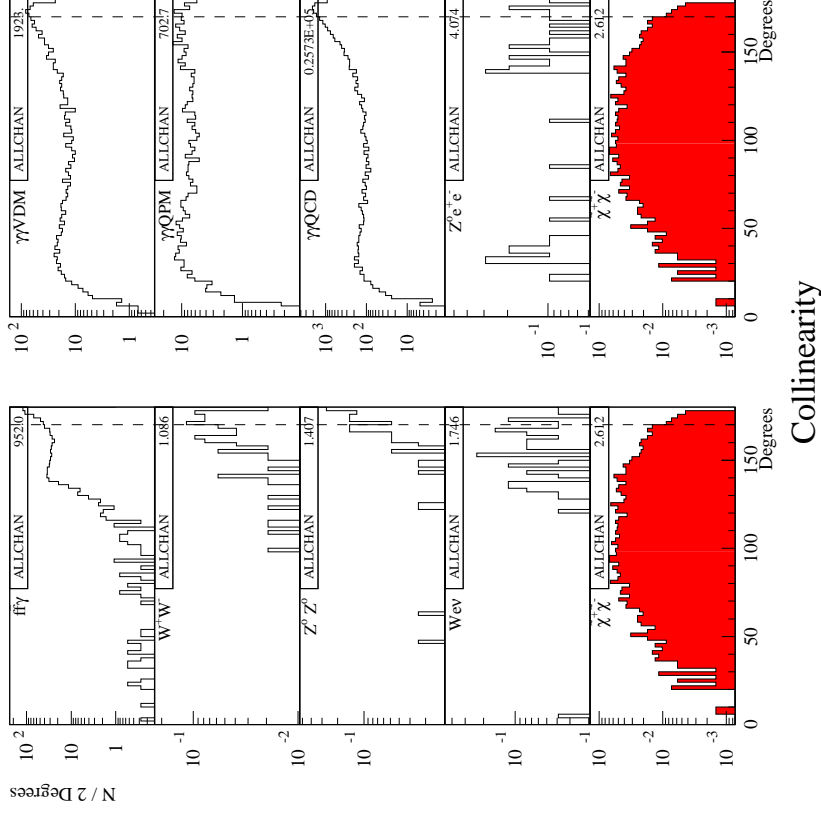


FIG. 5.19 Distributions de la colinéarité pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de présélection)

### DELPHI Monte Carlo data $E_{cm} = 130.4$ GeV

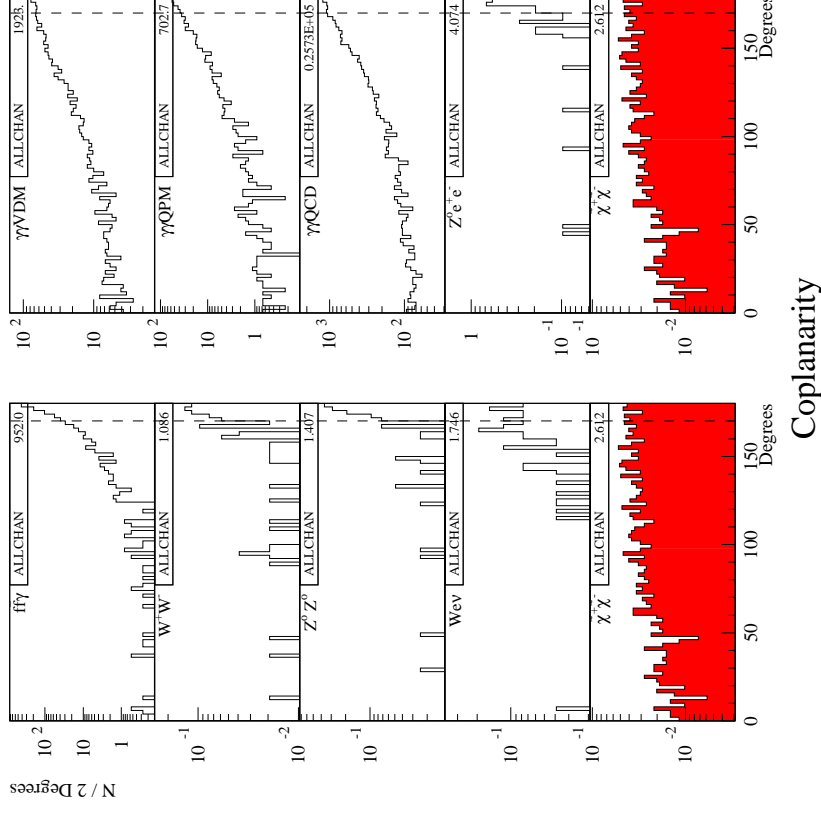


FIG. 5.20 Distributions de la coplanarité pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de présélection)

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV**

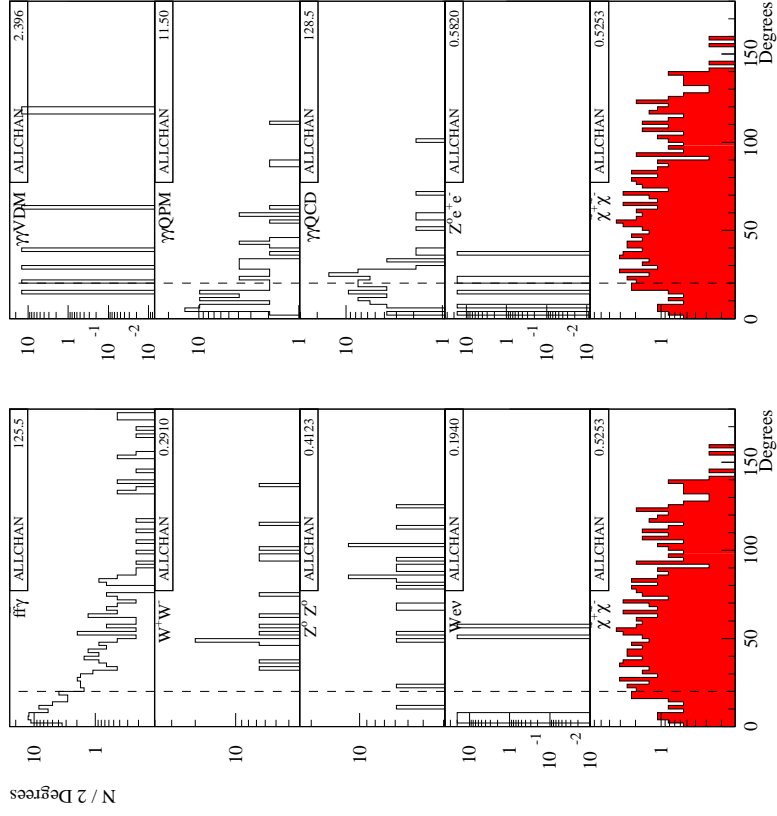


FIG. 5.21

Angle d'isolation du candidat à lepton isolé pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de présélection)

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV**

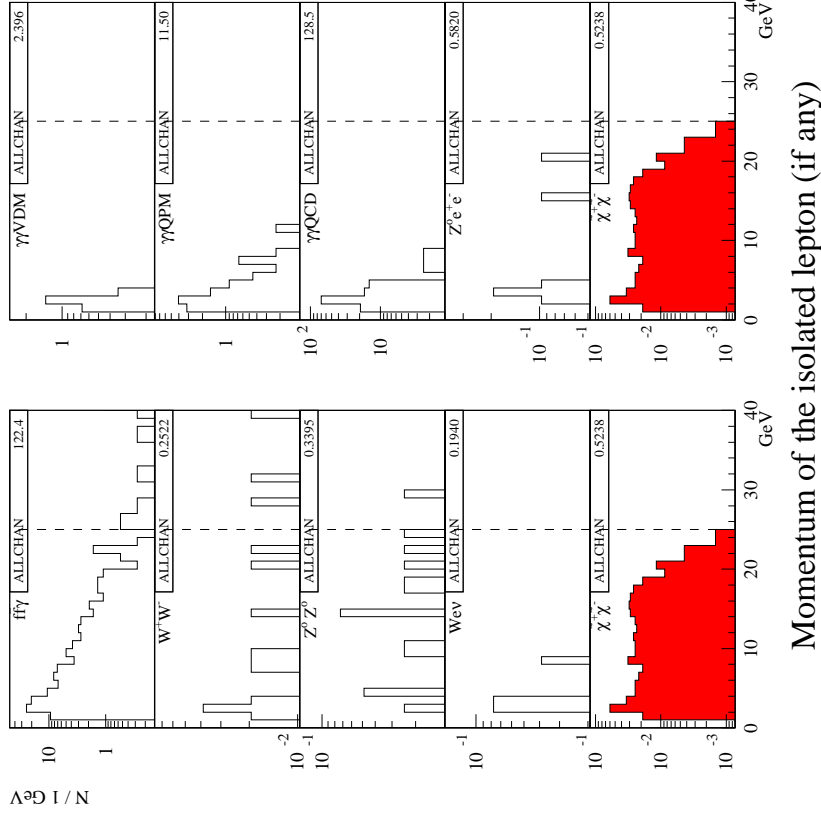


FIG. 5.22

Impulsion du candidat à lepton isolé pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de présélection)



## DELPHI Monte Carlo data $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

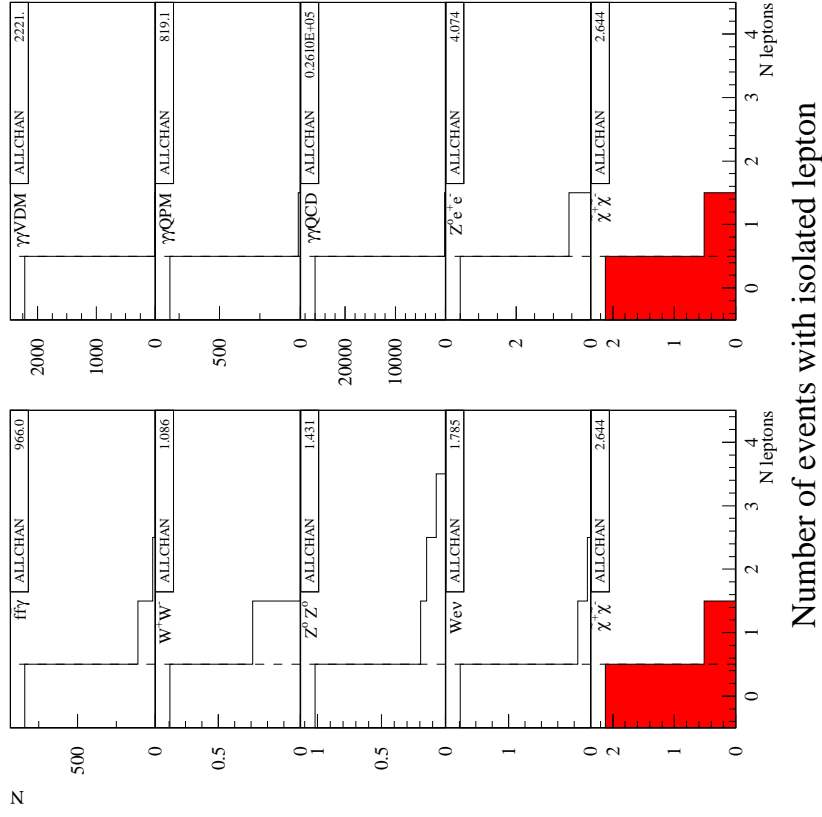
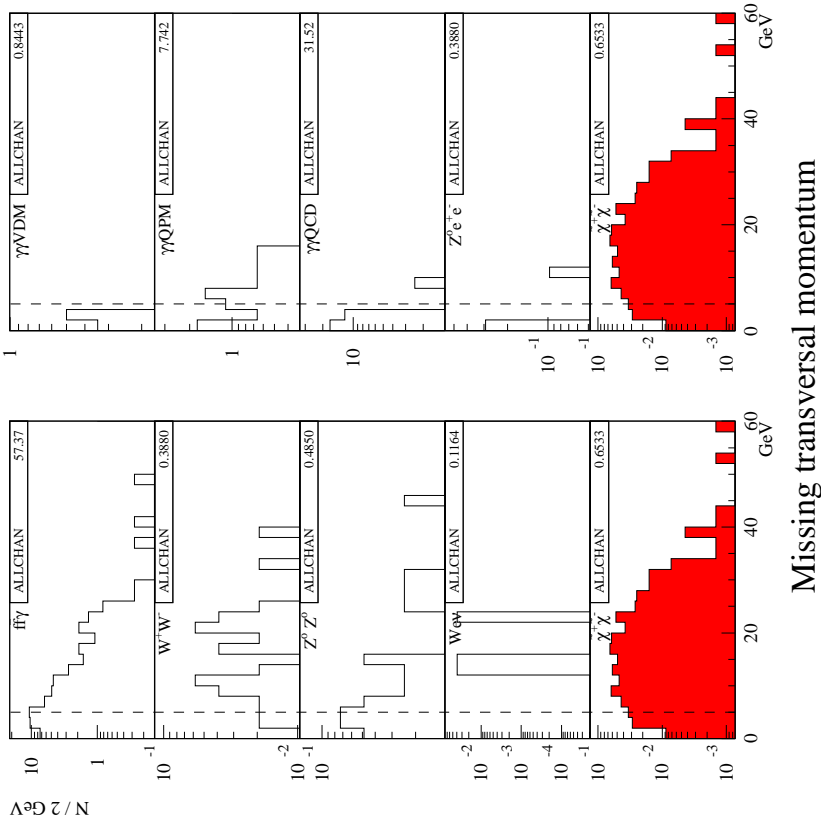


FIG. 5.23 – Nombre d'événements avec un ou plusieurs leptons isolés pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de présélection)

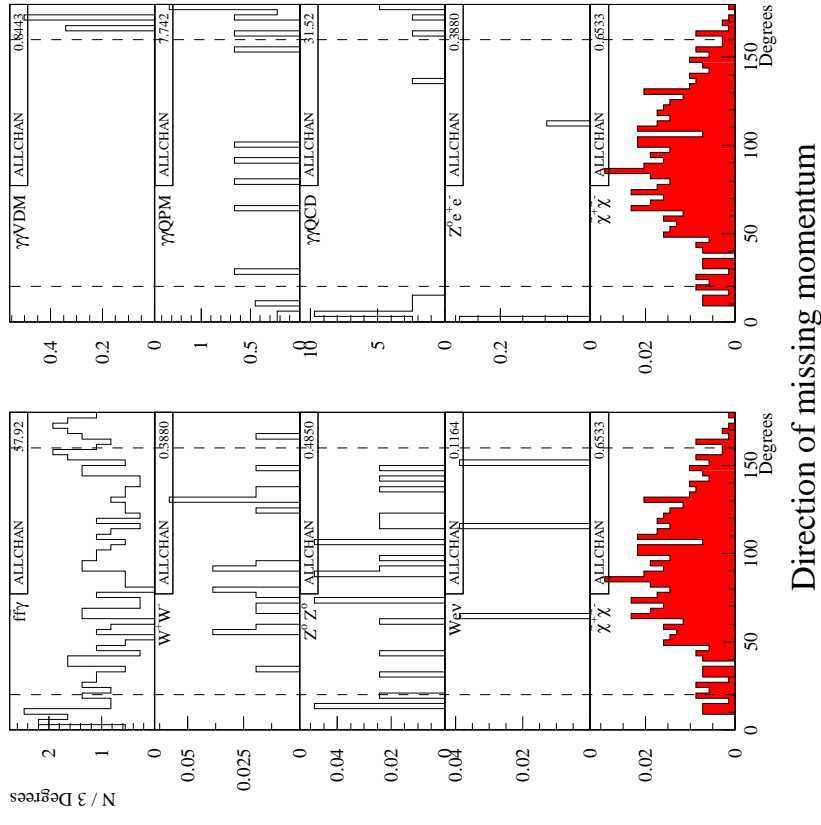
**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV  
JJJ channel**



5.24

Impulsion manquante dans le plan transverse à la direction des faisceaux pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV  
JJJ channel**



5.25

Direction en  $\theta$  de l'impulsion manquante pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

FIG.

**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV  
JJJ channel**

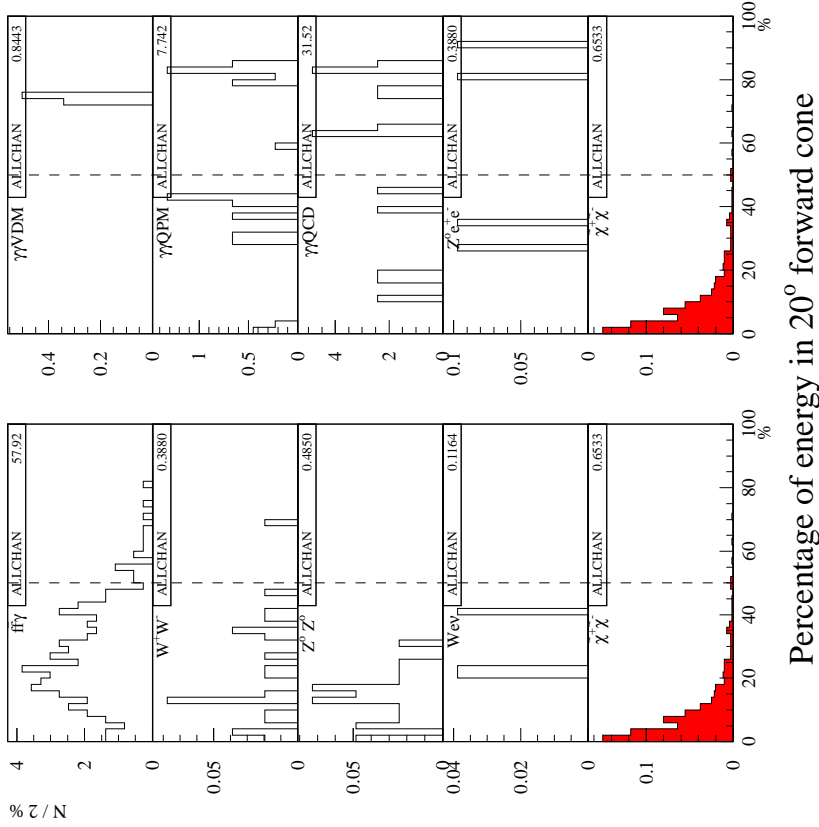


FIG. 5.26

Pourcentage de l'énergie visible dans un cône de  $20^\circ$  en avant pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV  
JJJ channel**

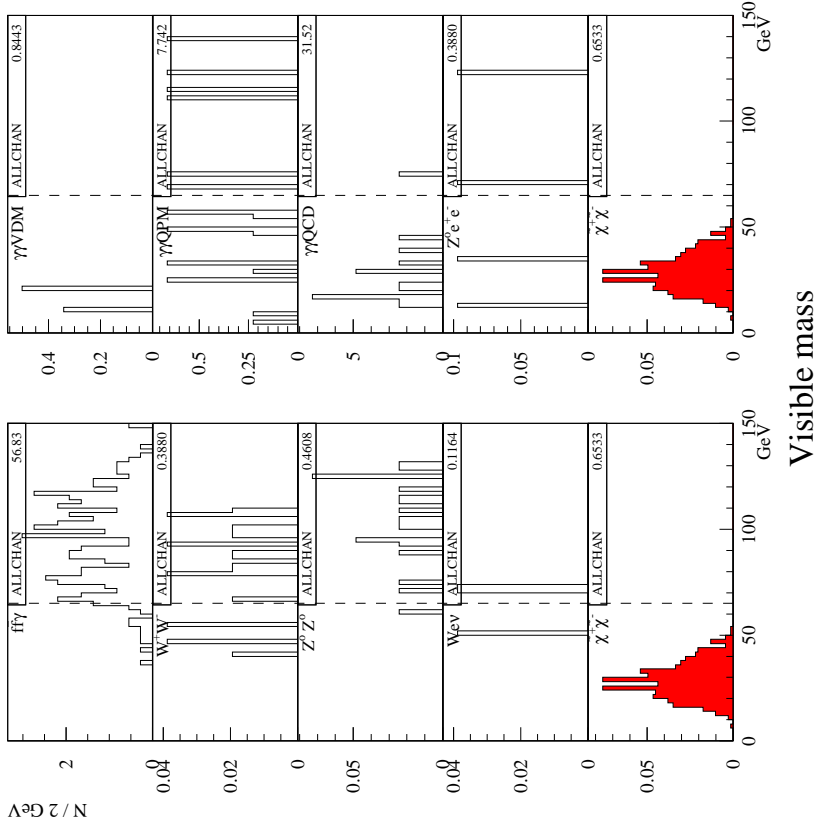


FIG. 5.27

Distribution de la masse visible pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV  
JJJ channel**

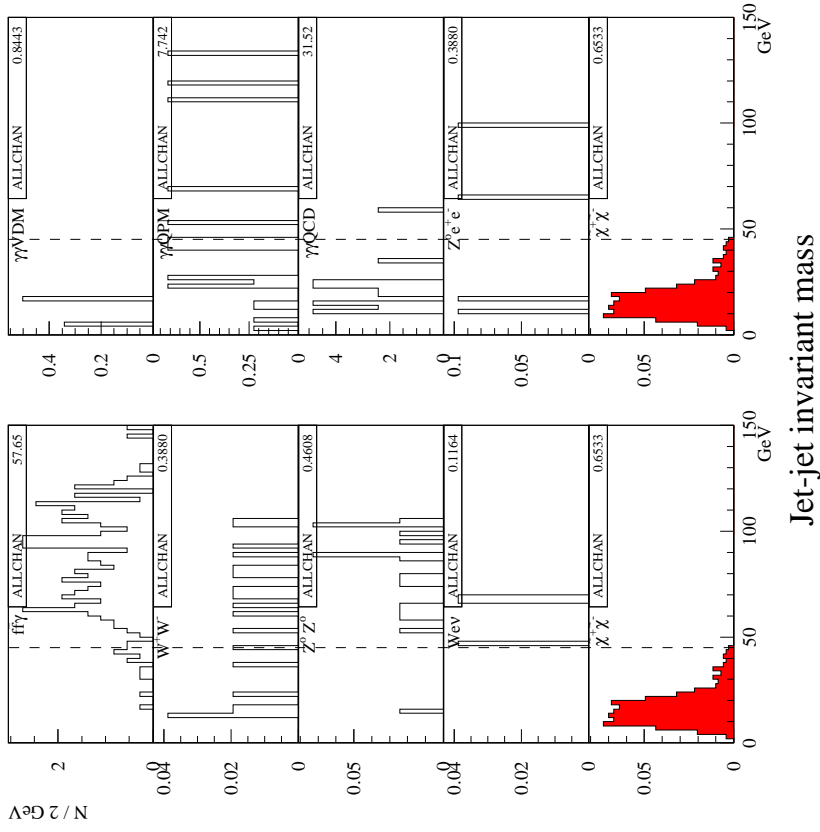
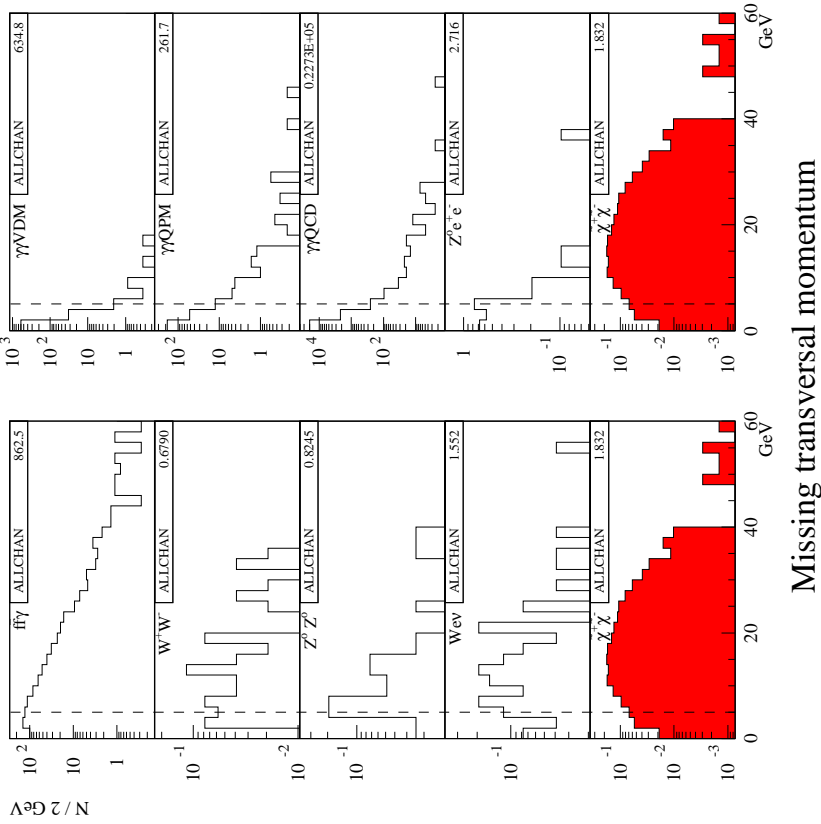


FIG. 5.28 – Distribution de la masse invariante des deux jets pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection  $j\bar{j}l$ )

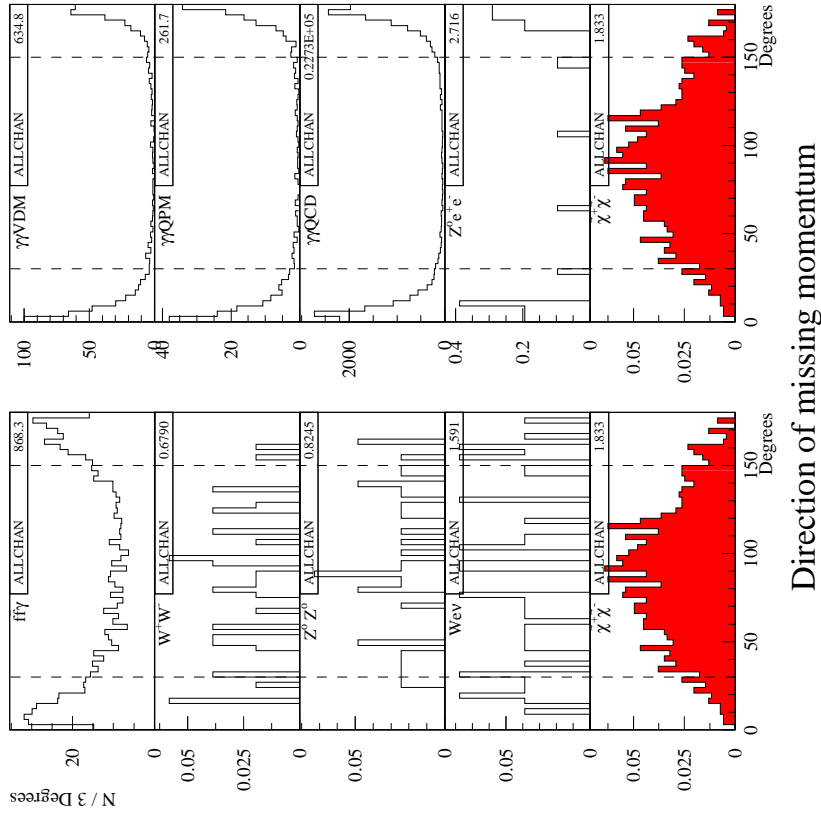
**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV  
JJJJ channel**



5.29

Impulsion manquante dans le plan transverse à la direction des faisceaux pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection *jjjj*)

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV  
JJJJ channel**



5.30

Direction en  $\theta$  de l'impulsion manquante pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection *jjjj*)

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV  
JJJJ channel**

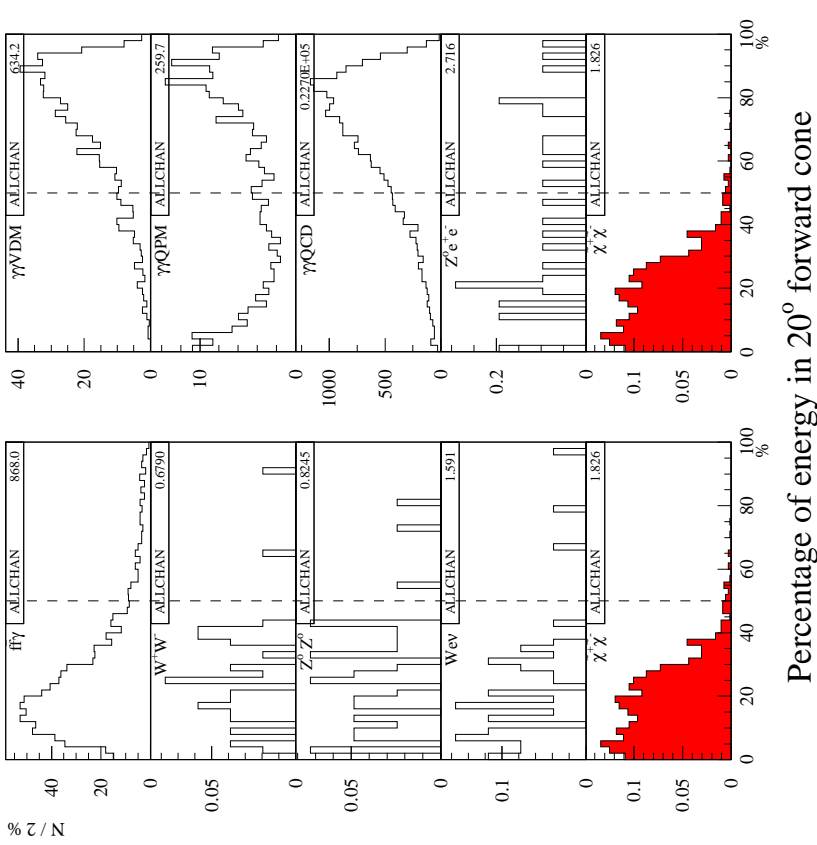


FIG. 5.31

Pourcentage de l'énergie visible dans un cône de 20° en avant pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection *jjjj*)

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV  
JJJJ channel**

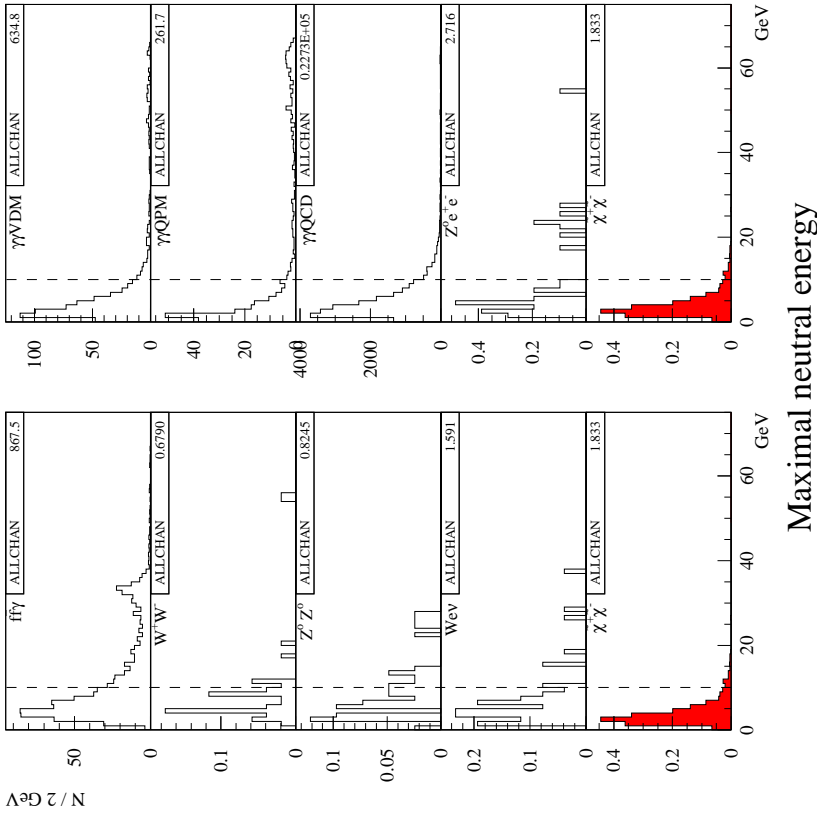


FIG. 5.32

Énergie de la particule neutre la plus énergétique dans l'événement pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection *jjjj*)

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV  
JJJJ channel**

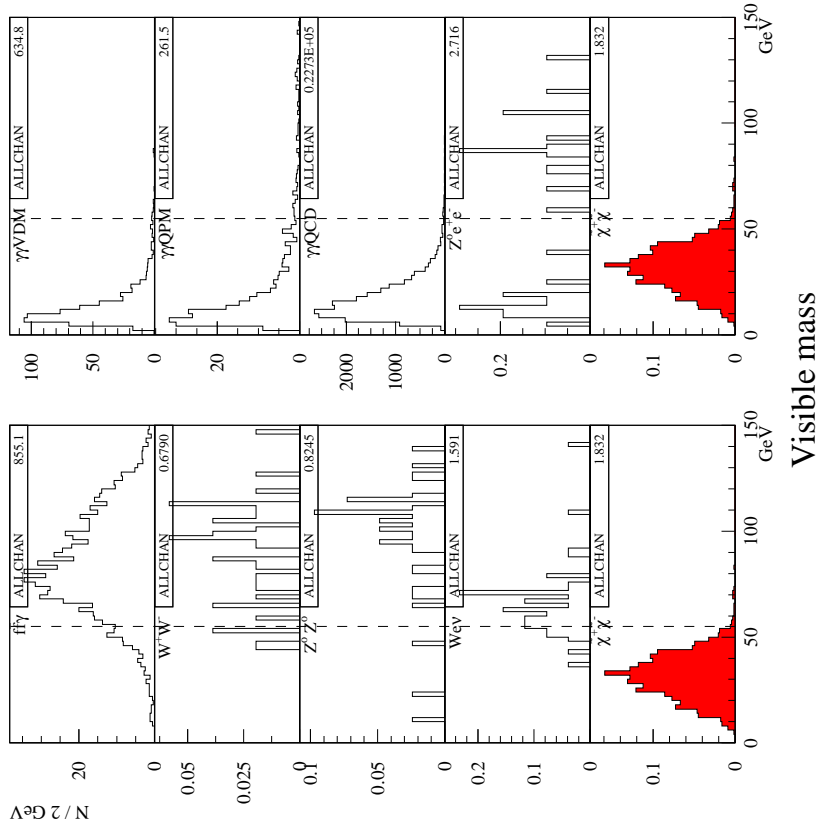


FIG. 5.33 – Distribution de la masse visible pour les différents processus de fond et pour le signal (après les coupures de sélection *jjjj*)

**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV**  
**JJI events**

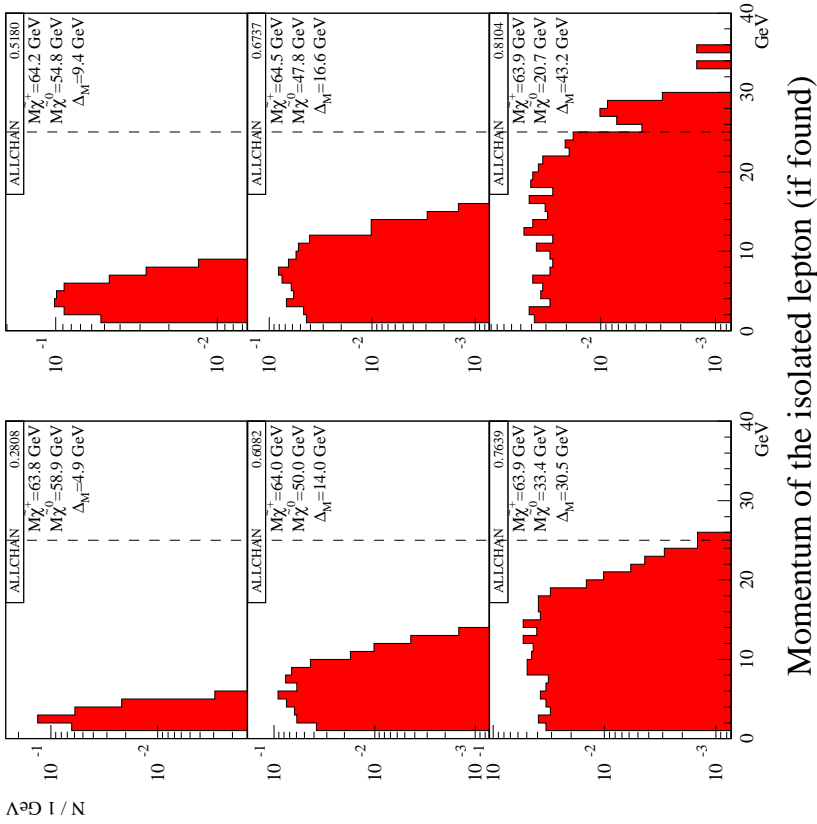


FIG. 5.34 Impulsion du candidat à lepton isolé pour les différents points de signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV**  
**JJI events**

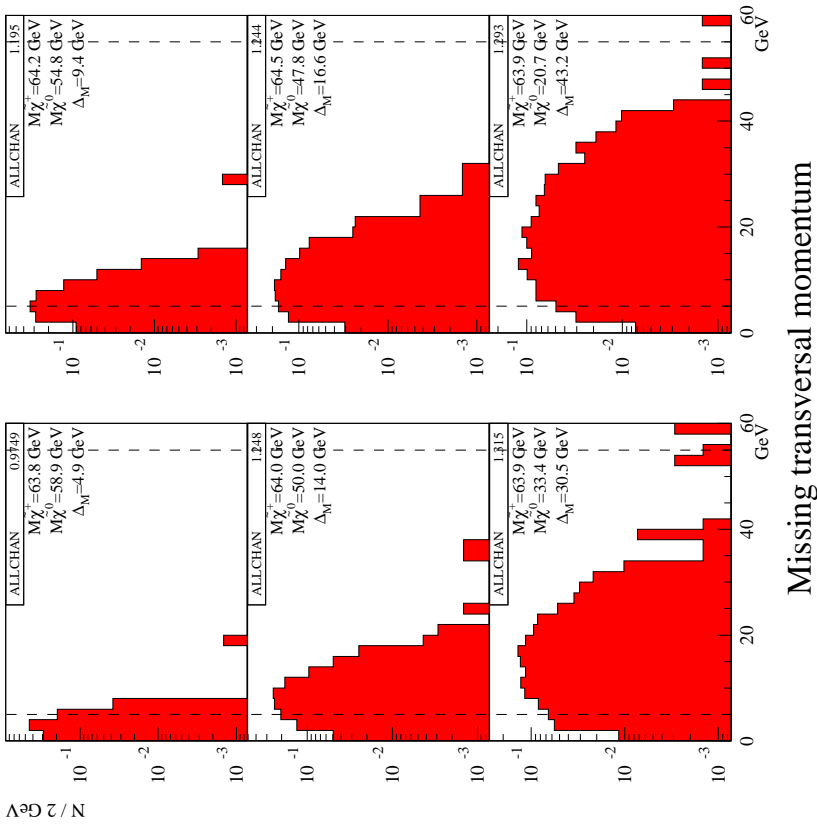
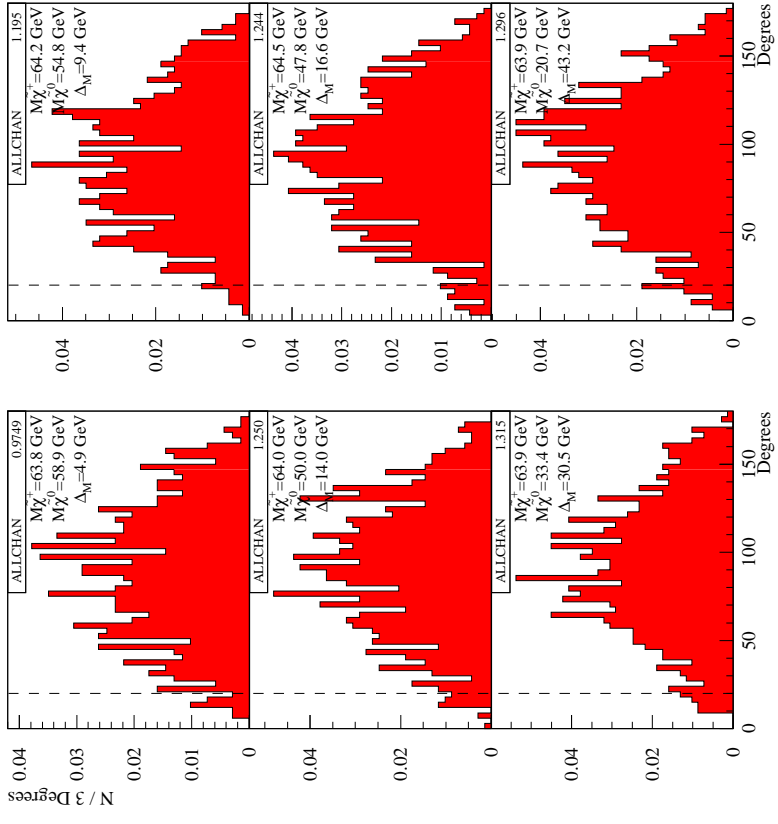


FIG. 5.35 Impulsion manquante dans le plan transverse à la direction des faisceaux pour les différents points de signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )



**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV**  
**JJI events**

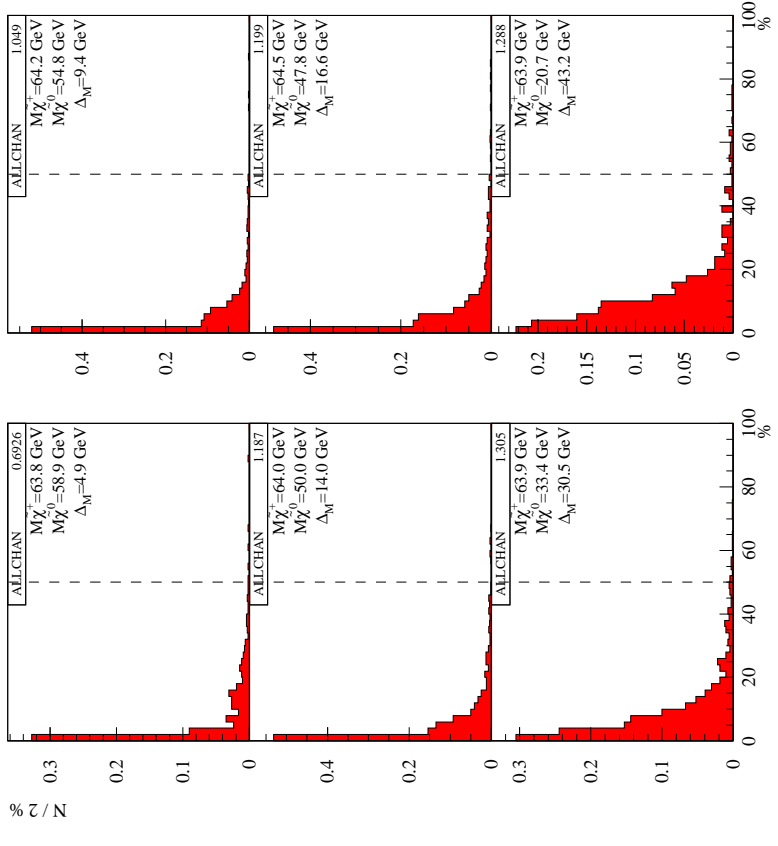


Direction of missing momentum

FIG. 5.36

Direction en  $\theta$  de l'impulsion manquante pour les différents points de signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI Monte Carlo data Ecm = 130.4 GeV**  
**JJI events**



Percentage of energy in 20° forward cone

FIG. 5.37

Pourcentage de l'énergie visible dans un cône de 20° en avant pour les différents points de signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV**  
**JJI events**

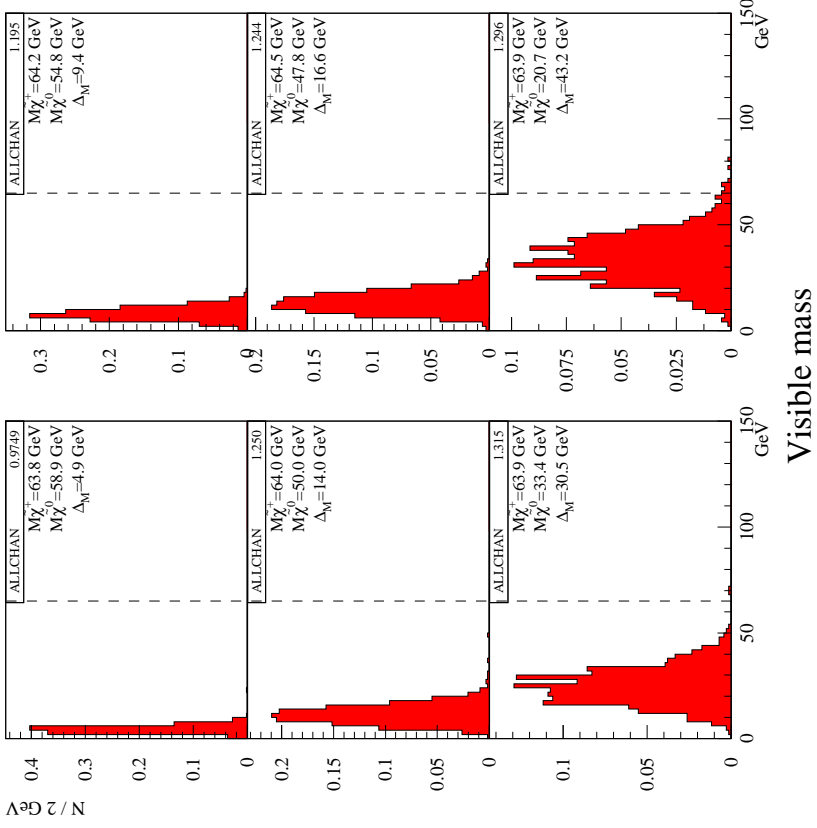
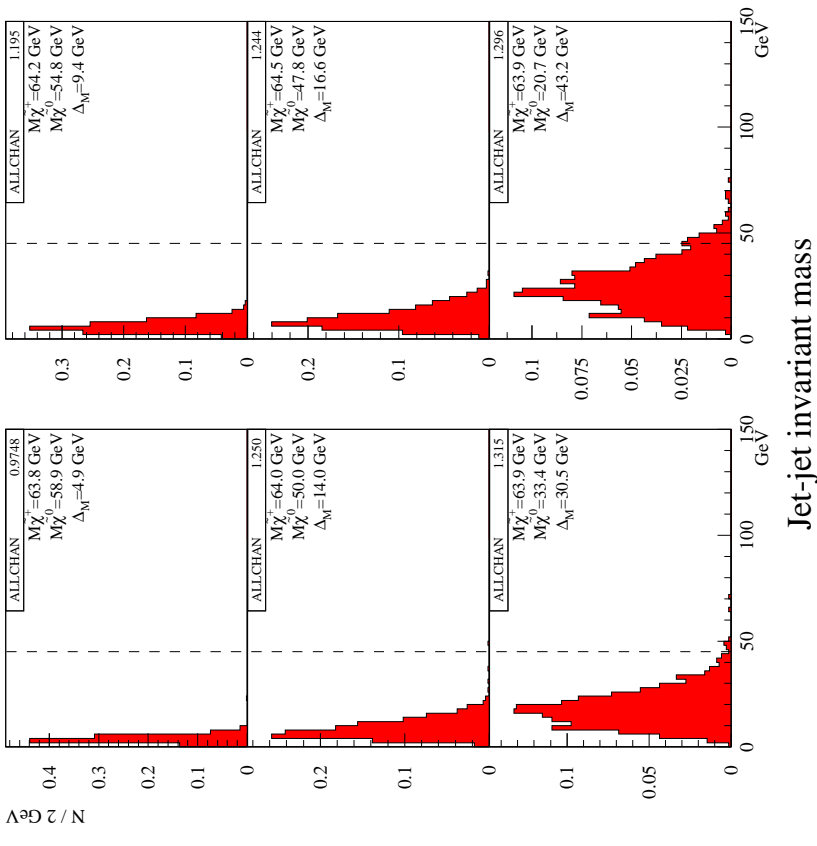


FIG. 5.38

Distribution de la masse visible pour les différents points de signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI Monte Carlo data  $E_{cm} = 130.4$  GeV**  
**JJI events**



5.39

– FIG.

Distribution de la masse invariante des deux jets pour les différents points de signal (après les coupures de sélection  $jj\ell$ )

**DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$**

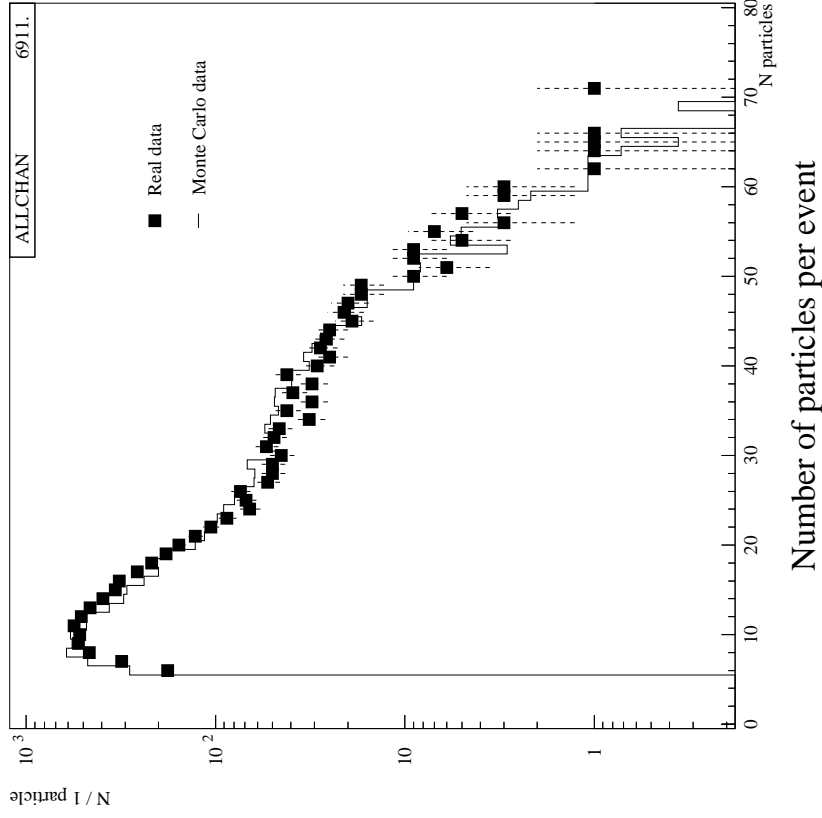


FIG. 5.40  
Nombre total de particules (neutres plus chargées) pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

**DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$**

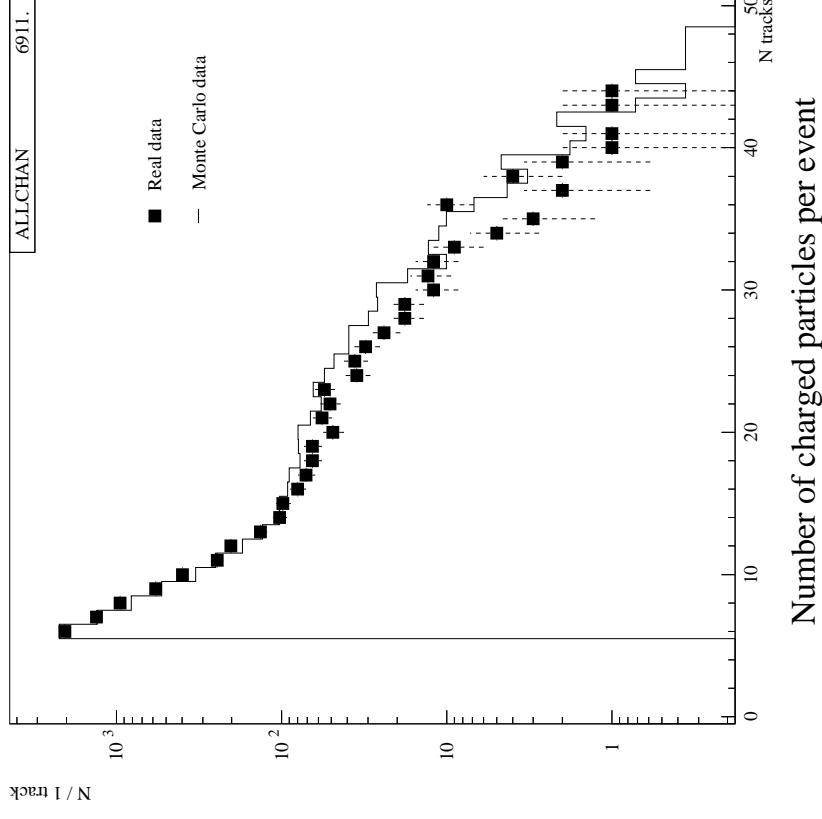


FIG. 5.41  
Nombre total de particules chargées pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

**DELPHI**  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

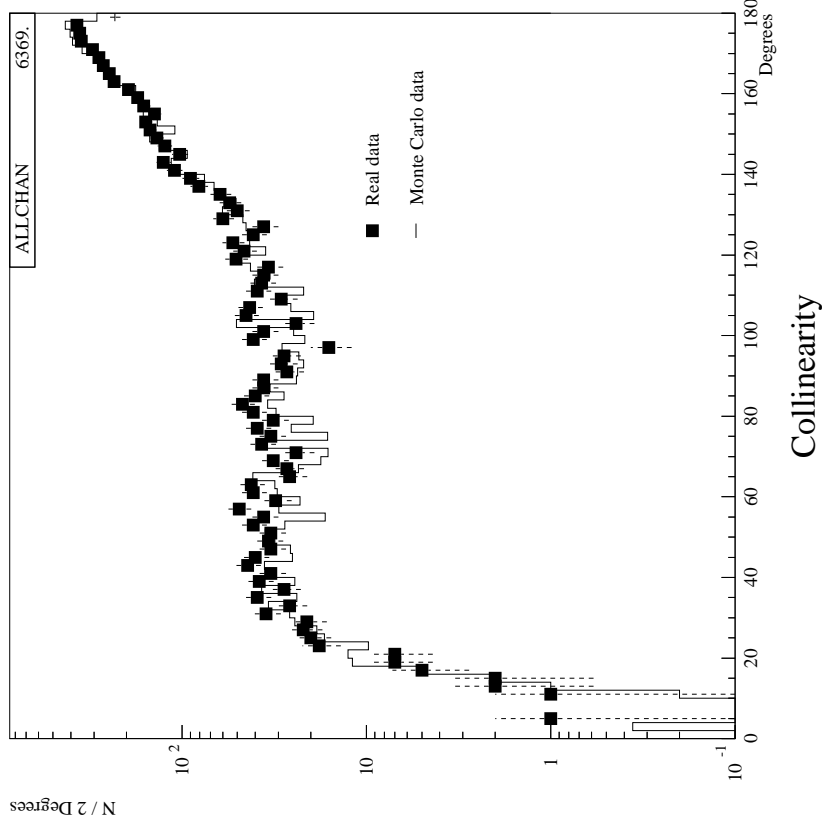


FIG. 5.42  
Distributions de la colinéarité pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

**DELPHI**  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

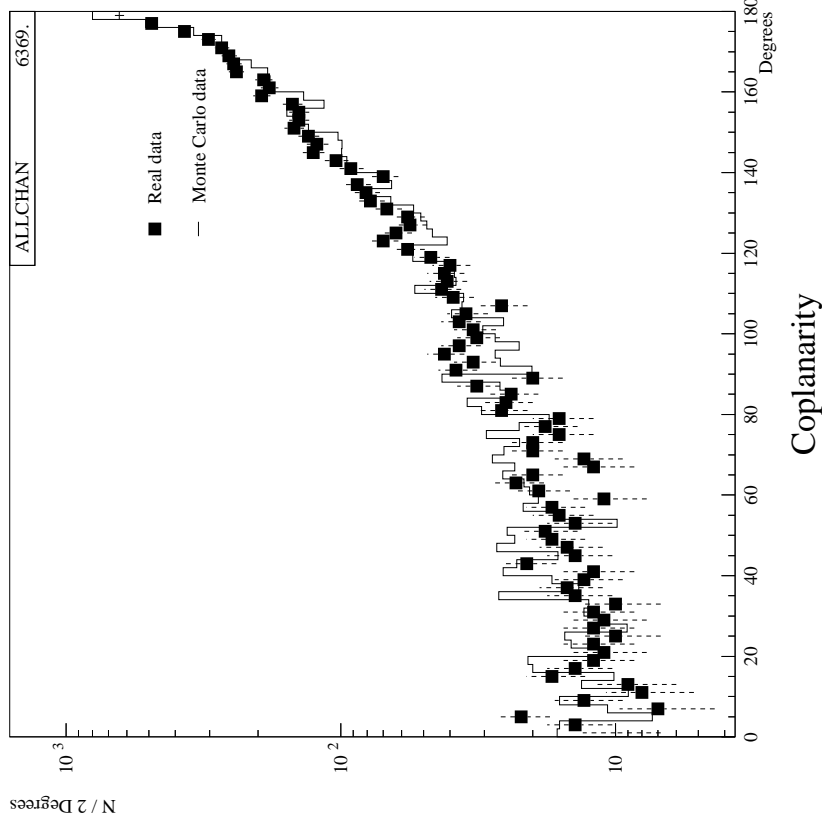


FIG. 5.43  
Distributions de la coplanarité pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

**DELPHI**  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

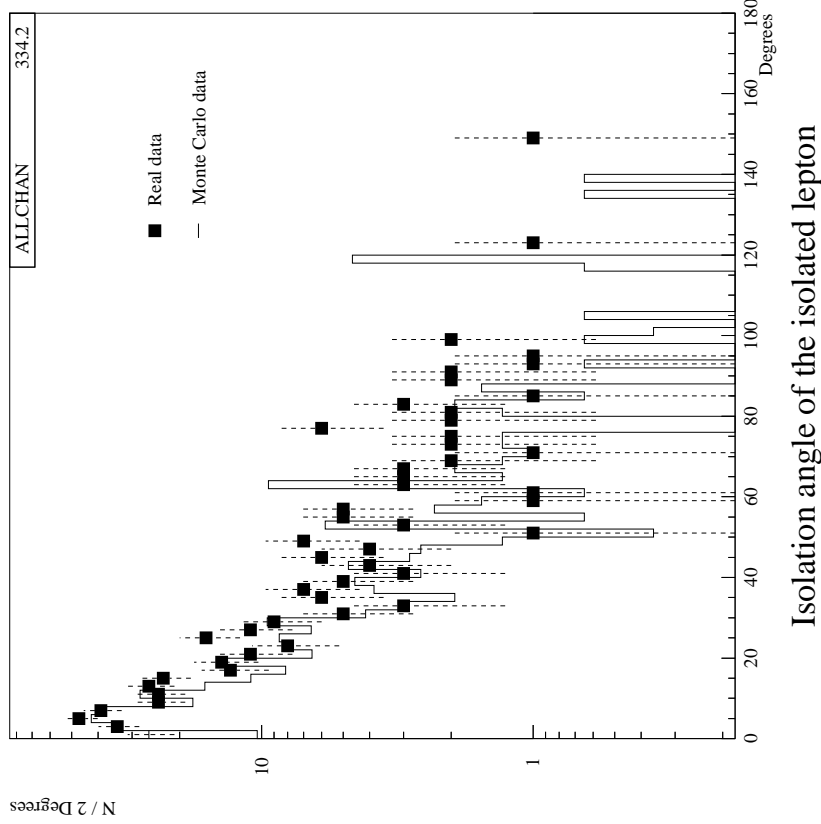


FIG. 5.44

Angle d'isolation du candidat à lepton isolé pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

**DELPHI**  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

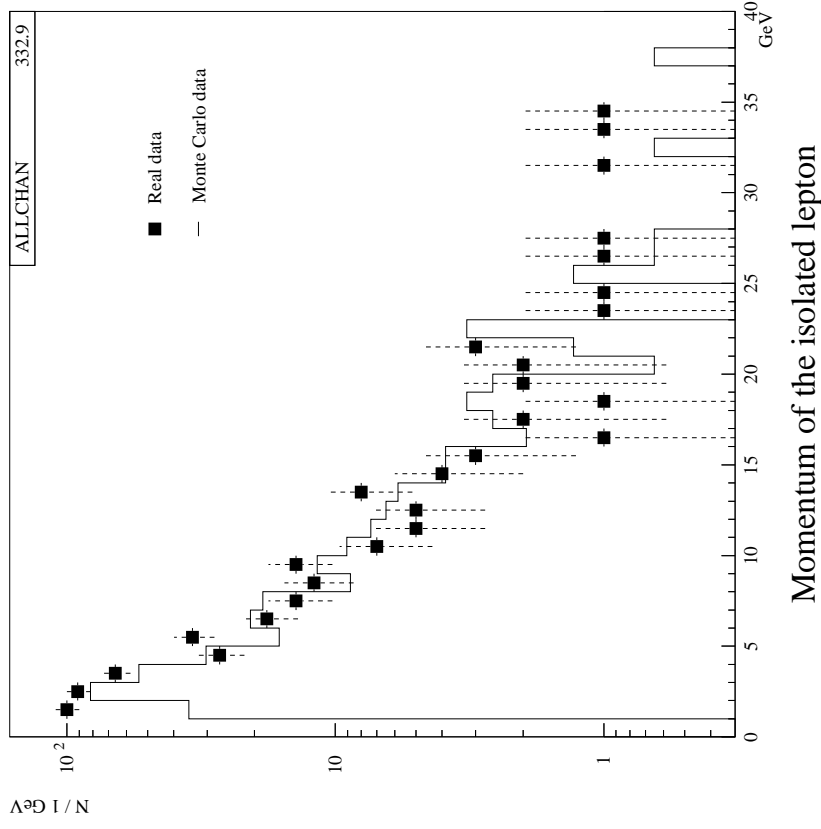


FIG. 5.45

Impulsion du candidat à lepton isolé pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

**DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$**

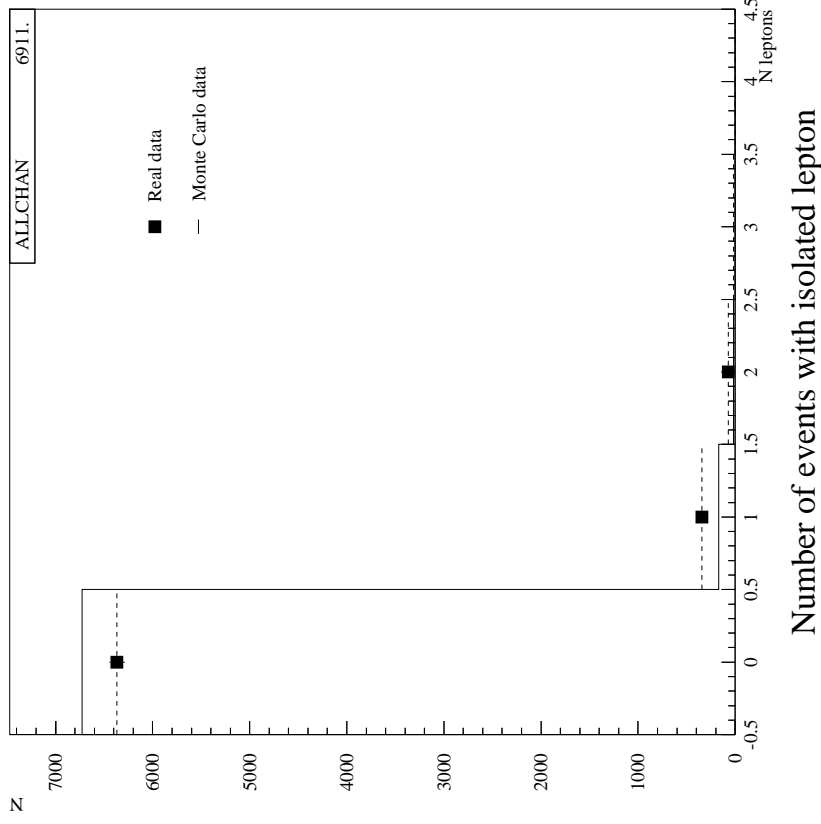


FIG. 5.46  
Nombre d'événements avec un ou plusieurs leptons isolés pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

**DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$**

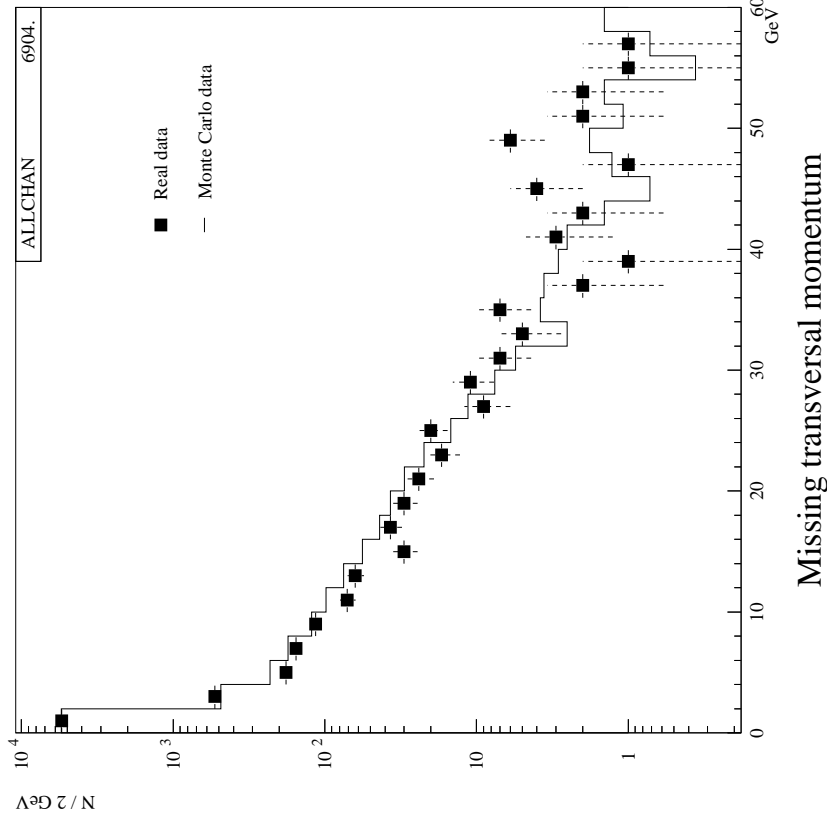


FIG. 5.47  
Impulsion manquante dans le plan transverse à la direction des faisceaux pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

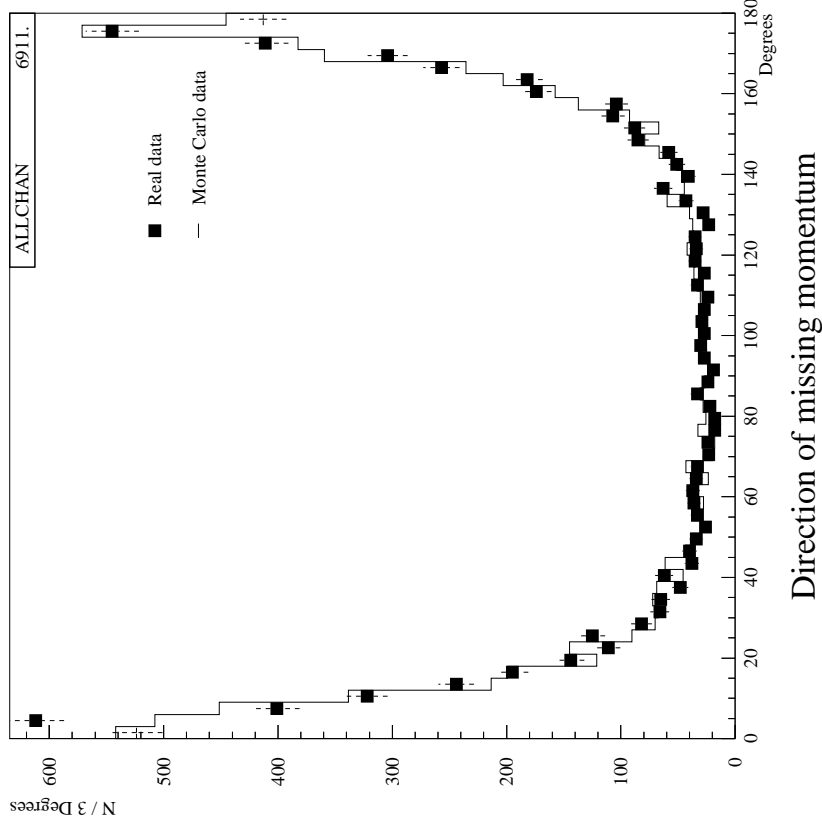


FIG. 5.48

Direction en  $\theta$  de l'impulsion manquante pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

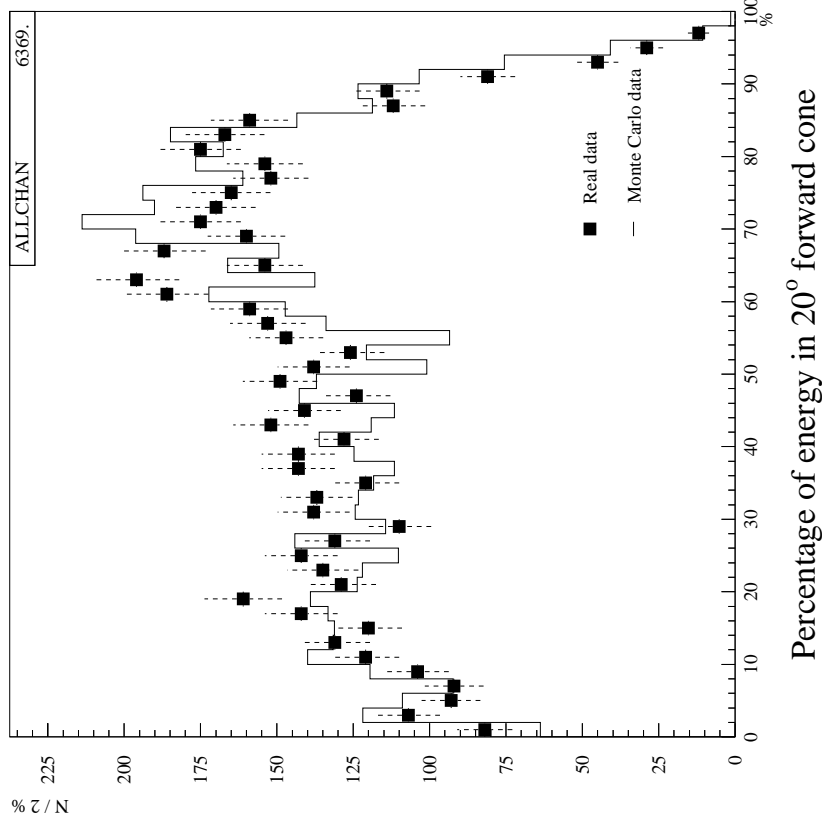


FIG. 5.49

Pourcentage de l'énergie visible dans un cône de 20° en avant pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

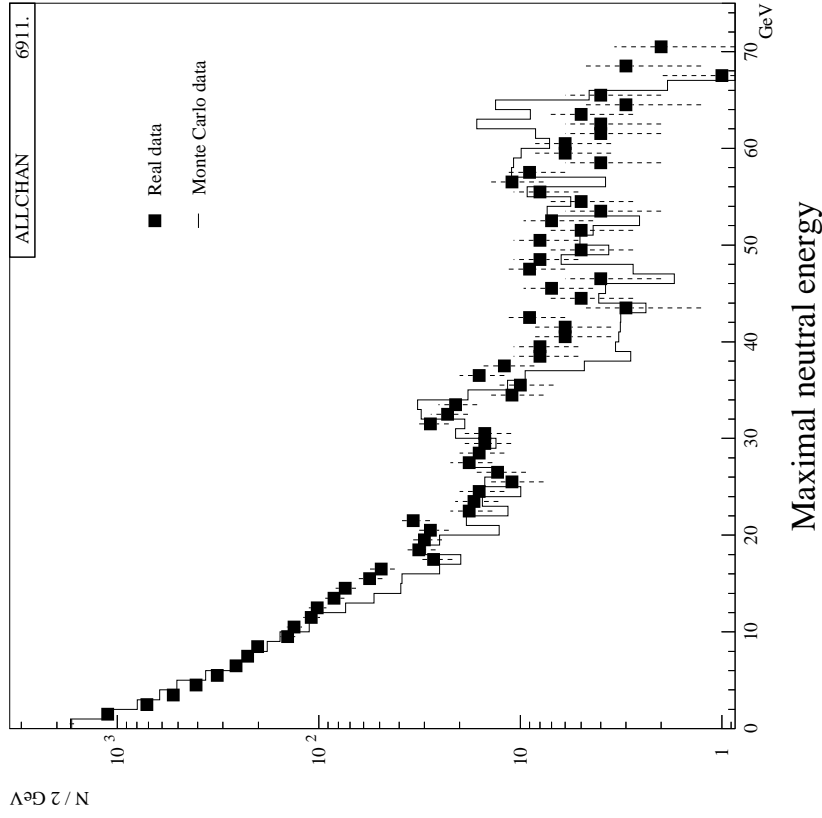


FIG. 5.50  
Énergie de la particule neutre la plus énergétique dans l'événement pour les processus de fond simulés et pour les données réelles

DELPHI  $E_{cm} = 130.4 \text{ GeV}$

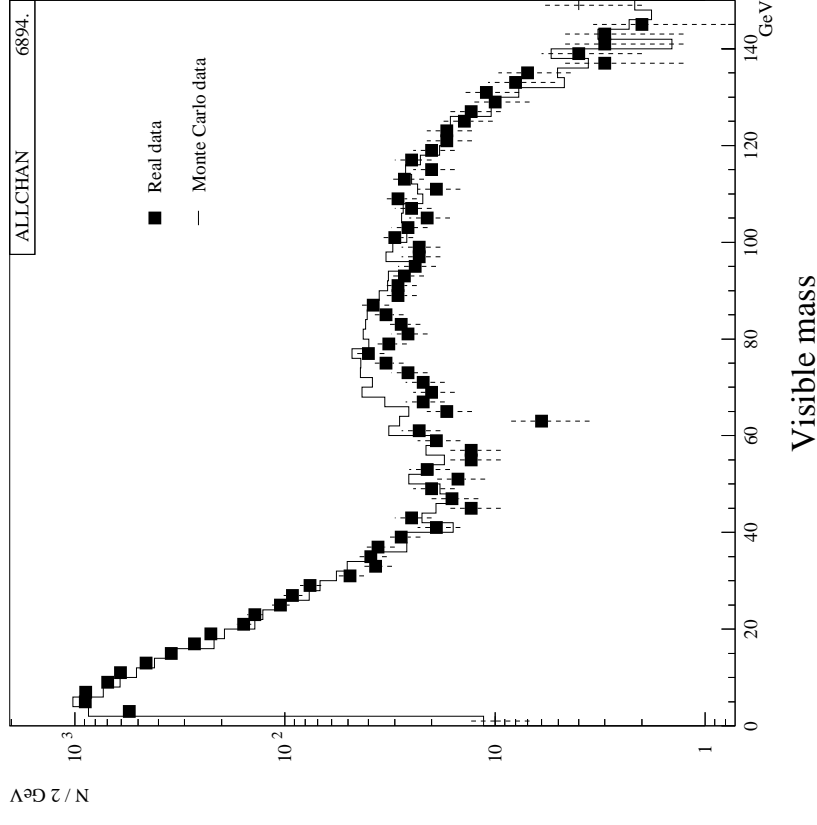


FIG. 5.51  
Distribution de la masse visible pour les processus de fond simulés et pour les données réelles



# Bibliographie

- [1] V. Canale, “Trigger analysis in P3”, Talk at DELPHI forum, 23 January 1996.
- [2] S. Navas, P. Rebecchi, A. Trombini, “DAFNE program description”, DELPHI 96-46 PROG 215.
- [3] S. Katsanevas, “SUSYGEN manual”.
- [4] A. Bartl, H. Fraas and W. Majerotto, Z. Phys. C30 (1986) 442 ;  
A. Bartl, H. Fraas and W. Majerotto, Z. Phys. C41 (1988) 475.
- [5] M. Carena, S. Pokorski and C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. B406 (1993) 59 ;  
P. Langacker and N. Polonsky, Phys. Rev. D49 (1994) 1454.
- [6] Wim de Boer, R. Ehret and D.I. Kazakov, IEKP-KA/94-05.
- [7] DELPHI collaboration, DELSIM user’s guide, DELPHI 89-67 PROG 142 (1989) ;  
DELPHI collaboration, DELSIM reference manual, DELPHI 89-68 PROG 143 (1989) ;  
DELPHI collaboration, DELANA user’s guide, DELPHI 89-44 PROG 137 (1989).
- [8] F. Kapusta, J. Parisi, “Two-Photon Physics from DAΦNE to LEP200 and Beyond”, World Scientific.
- [9] T. Sjöstrand, “PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4”, Physics and Manual, CERNLIB W5035/W5044, CERN-TH-6488/92.
- [10] JLC group, “JLC-I”, pag.64, KEK report 92-16, December 1992.
- [11] S. Nova, A. Olshevski and T. Todorov, “Monte Carlo event generator for two photon physics”, DELPHI 90-35 PROG 152.
- [12] DST Analysis Libraries Writeup, DELPHI Analysis Software Task Groups, 14 July 1994.
- [13] LUCLUS subroutine in: T. Sjöstrand, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual, CERNLIB W5035/W5044, CERN-TH 7112/93.
- [14] D. Bertrans, F. Carena, F. Giacomini, J-C. Marin, L. Pape, M. Witek, DELGRA DELPHI Graphics for Interactive Event Viewing, User Manual 9 October 1995, Ver 0.93.

- [15] A. Trombini, private communications.
- [16] G. Altarelli et al., “Physics at LEP2”, CERN-96-01.
- [17] OPAL Collaboration, CERN PPE-96-019.
- [18] J. Nachtman, P. Rebecchi, “Searches at LEP130”, XXXI Rencontres de Moriond, 17 March 1996.

# Conclusions et perspectives



# 1 L'herméticité de DELPHI

Tous les détecteurs d'herméticité prévus pour le début de LEP200 ont été installés et ils ont fonctionné dès 1995. L'efficacité de détection des gerbes d'impulsion supérieure à 10 GeV, dans les différentes régions non couvertes par les calorimètres, et par les différents détecteurs d'herméticité est montrée dans le tableau 1. L'efficacité contient la couverture géométrique comme un facteur multiplicatif, donc elle n'inclut pas les effets de bord des calorimètres. Ces effets sont très forts pour les régions à 90° et en  $\phi$  car elles sont très étroites l'une en  $\theta$  et l'autre en  $\phi$ . Au contraire la région à 40° est plus étendue et donc cet effet est atténué.

Région faible	$\Delta\Omega$	Détecteur utilisé	Efficacité
à 40°	6.0 %	Compteur à 40° <b>C. à 40° .OR. veto FCB</b>	~95.0 % <b>&gt;99.0 %</b>
à 90°	2.3 %	Compteur à 90° <b>C. à 90° .OR. veto OD</b>	~60.0 % <b>90.0 %</b>
en $\phi$	10.2 %	Compteur en $\phi$ <b>C. en <math>\phi</math> .OR. veto TOF</b>	~18.0 % <b>99.0 %</b>
<b>Total(max)</b>	<b>18.5 %</b>		<b>&gt;98.0 %</b>

TAB. 1 – Efficacité de détection des gerbes électromagnétiques de plus de 10 GeV dans les différentes régions non couvertes par les calorimètres et par les différents détecteurs d'herméticité. L'efficacité tient compte de l'acceptance géométrique. L'efficacité totale a été calculée en combinant les efficacités optimales (caractères gras)

La vérification expérimentale de l'herméticité de détection de photons a été réalisée par l'analyse d'une topologie classique dans la recherche de nouvelles particules : les événements leptoniques acoplanaires sans photons isolés (coplanarité = angle entre les deux leptons projetés sur le plan transverse à la direction des faisceaux). L'analyse a été faite sur toutes les données leptoniques prises par DELPHI pendant l'année 1994. L'objectif est de vérifier que la probabilité de perte de photons est de quelques pour-mille. Aucun des 804 candidats leptoniques acoplanaires sélectionnés par l'analyse n'a été conservé. Ceci nous permet de déduire une limite inférieure sur l'efficacité de détection des photons pour  $20^\circ < \theta < 160^\circ$  de 99.6 % (à 95 % de confiance), ce qui est conforme aux prévisions. Il faut noter que sans les rattrapages des photons perdus, nous aurions conservé 16 candidats, ce qui correspond à une efficacité de l'ordre de 97 %, intolérable pour la physique à LEP200.

## 2 La recherche des charginos à 130.4 et 136.3 GeV

La recherche des charginos les plus légers ( $\tilde{\chi}_1^\pm$ ) à LEP1.5 a été faite dans le cadre de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM). On suppose la conservation de la parité R. Dans ce modèle les charginos à LEP sont produits par paires. Les produits finals de désintégration du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont des fermions et la particule supersymétrique la plus légère (LSP) qui est stable et qui n'interagit pas avec la matière : dans cette analyse on suppose que le LSP est le neutralino ( $\tilde{\chi}_1^0$ ) ou le sneutrino ( $\tilde{\nu}$ ). Dans la production et la désintégration de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  il y a donc deux LSP qui sont toujours perdus : les événements charginos sont caractérisés essentiellement par beaucoup d'énergie manquante.

La valeur du rapport de branchement du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  dans les différentes topologies peut varier très fortement. Le cas plus classique est quand le chargino se désintègre via un  $W^*$ . Dans ce cas les rapports de branchement sont égaux à ceux du W. L'exemple extrême est quand le sneutrino est très léger : pour  $m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  le chargino peut se désintégrer à 100 % dans le canal leptonique. Il faut donc être le plus possible indépendant de la topologie, i.e. du rapport de branchement leptonique.

Parmi les cas où la découverte du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  peut être difficile, citons :

- A : quand la composante jaugino du chargino n'est pas négligeable ( $M_2 < |\mu|$ ) et le sneutrino est léger, avec  $m_{\tilde{\nu}} < 100$  GeV. Dans ce cas la section efficace de production peut devenir très petite à cause de l'interférence négative du diagramme d'échange du sneutrino dans le canal t ;
- B : quand le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est dégénéré en masse avec le  $\tilde{\chi}_1^0$  pour une différence de la masse ( $\Delta M$ ) inférieure à 5-10 GeV. Typiquement il y a dégénérescence quand la composante higgsino du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  n'est pas négligeable mais l'effet dépend de la relation entre  $M_1$  et  $M_2$ , les paramètres du modèle MSSM.

Le processus de fond le plus dangereux est le fond radiatif. Deux candidats dans les données réelles ont été rejetés car le photon a été vu par un des détecteurs d'herméticité.

L'efficacité totale moyenne est de  $61.0 \pm 1.1$  % pour  $\Delta M > 10$  GeV et de  $17.4 \pm 0.3$  % pour  $\Delta M = 5$  GeV. Un événement candidat a été observé dans la topologie  $\ell\ell$  pour  $\Delta M > 10$  GeV, aucun candidat n'a été observé pour  $\Delta M < 10$  GeV. Cet événement candidat a été observé dans l'échantillon des données à 130.4 GeV. La prévision de la simulation est de  $4 \pm 0.16$  événements/pb de signal (pour une luminosité totale de  $5.92 \text{ pb}^{-1}$ ,  $\Delta M$  de 30.5 GeV et en supposant les rapports de branchement du W) et de  $1.06 \pm 0.014$  événements de fond. 15 % du fond viennent de la topologie  $jj\ell$ , 24 % de la topologie  $jjjj$  et 61 % de la topologie  $\ell\ell$ . La recherche de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  dans les topologies  $jj\ell$  et  $jjjj$ , au-dessous du seuil de production  $W^+W^-$ , est donc pratiquement libre de contamination.

Les limites (cf. tableau 2) à 95 % de confiance sur la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 66.8$  GeV dans le cas non dégénéré ( $\Delta M > 10$  GeV) et  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 63.8$  GeV dans le cas

$\sqrt{s}=136.3 \text{ GeV}$ $L=5.92 \text{ pb}^{-1}$	$41 < m_{\tilde{\nu}} < 100 \text{ GeV}$		$m_{\tilde{\nu}} = 1 \text{ TeV}$	
	$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{\min}$ (GeV)	$\sigma^{\max}$ (pb)	$M_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{\min}$ (GeV)	$\sigma^{\max}$ (pb)
$\Delta M = 5 \text{ GeV}$	63.8	3.35	63.8	3.35
$\Delta M > 10 \text{ GeV}$	56.3	1.15	66.8	1.64

TAB. 2 – Limites sur la masse minimale du  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  et sur la section efficace maximale de production de  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ . Si le  $m_{\tilde{\nu}} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  alors la limite sur le  $\tilde{\chi}_1^\pm$  est valide pour  $\Delta M \equiv m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}} > 5 \text{ GeV}$

très dégénéré ( $\Delta M = 5 \text{ GeV}$ ), pour un sneutrino lourd, de l'ordre de 1 TeV. Les rapports de branchement sont ceux du W.

Si la masse du sneutrino est entre 41 GeV et 100 GeV, alors les limites sur la masse sont  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 56.8 \text{ GeV}$  dans le cas non dégénéré et  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 63.8 \text{ GeV}$  dans le cas très dégénéré. Dans le cas où le sneutrino est le plus léger du chargino alors ces limites sont valides si  $\Delta M \equiv m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}} > 5 \text{ GeV}$ .

Les limites à 95 % de confiance sur la section efficace de production des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à 136.3 GeV et pour le cas non dégénéré sont de 1.64 pb avec un sneutrino lourd et de 1.15 pb avec un sneutrino léger, car on a sur la masse deux limites différentes.

Dans le cas très dégénéré la limite sur la section efficace est de 3.35 pb indépendamment de l'hypothèse sur la masse du sneutrino.

Dans le cas dégénéré et pour un chargino qui va en hadrons à 100 % alors la limite sur  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  est inférieure à 50 GeV. On peut avoir un rapport de branchement en hadrons dominant quand la masse du stop est inférieure à la masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Dans le cas d'un chargino higgsino on a besoin d'un stop droit. La limite actuelle sur le stop droit est de l'ordre de 45 GeV et il y a donc la possibilité d'avoir par exemple un  $\tilde{\chi}_1^\pm$  de  $\sim 55 \text{ GeV}$ , un  $\tilde{t}_R$  de  $\sim 50 \text{ GeV}$  et un  $\tilde{\chi}_1^0$  de  $\sim 48 \text{ GeV}$ . La chaîne de désintégration peut être  $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow b \tilde{t}_R$ ,  $\tilde{t}_R \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$  avec la deuxième désintégration via une boucle. Cette configuration n'est pas exclue à LEP1.5.

## 2.1 Perspectives

La recherche des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  à 136 GeV est libre de contamination essentiellement parce que la section efficace de production de  $W^*W$ , est très petite. En augmentant l'énergie dans le centre de masse on commence à produire des paires de W réels avec une section efficace comparable à la section efficace de production de charginos. Le processus  $W^+W^-$  en  $jj\ell\nu$  est caractérisé par beaucoup d'énergie manquante et par des états finals similaires au signal. Le cas extrême de cette comparaison est quand le  $\tilde{\chi}_1^0$  a une masse très petite, et

donc les événements  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  peuvent être plus similaires aux événements  $W^+W^-$ .

Le processus de fond  $W^+W^-$  devient donc dominant. Cela a été vérifié dans une étude de simulation [1] à l'énergie de 175 GeV et 192 GeV. L'étude est très similaire à celle contenue dans le chapitre 5. La figure 1 montre la luminosité minimale nécessaire pour avoir un signal à plus de trois écarts type, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. On peut voir que pour des énergies supérieures à 160 GeV il est nécessaire d'avoir une luminosité plus importante, car le fond  $W^+W^-$  augmente. Dans le cas d'un neutralino léger (ligne à traits) il est nécessaire d'avoir une luminosité encore plus grande comme il a été expliqué dans le paragraphe précédent.

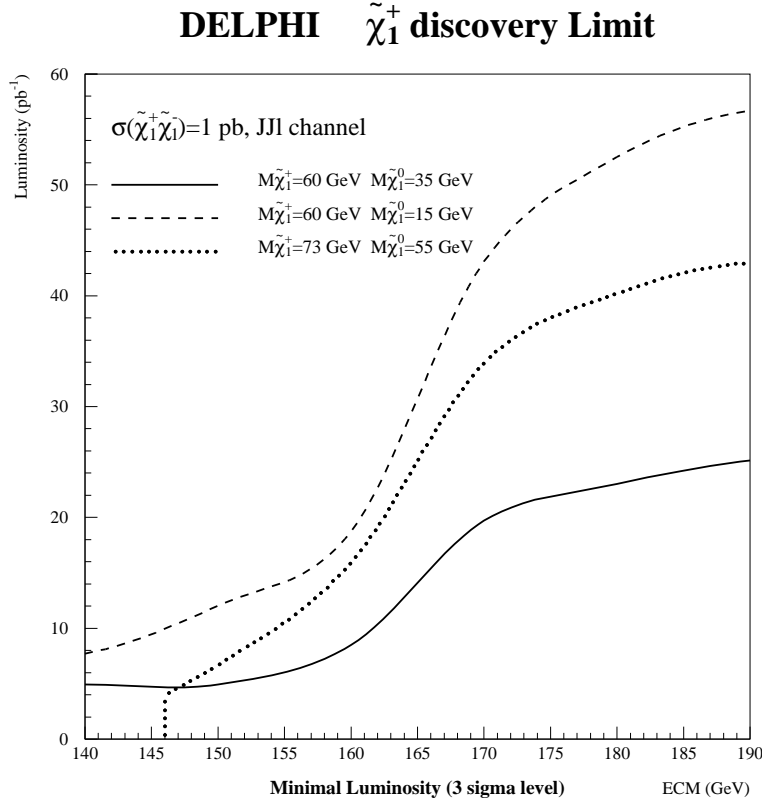


FIG. 1 – Luminosité minimale nécessaire pour avoir un signal à plus de trois écarts type, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Différents choix de masse du  $\tilde{\chi}_1^\pm$  et  $\tilde{\chi}_1^0$  sont montrés

Pour réduire au minimum le fond  $W^+W^-$  de nouvelles coupures sont nécessaires. Les meilleurs résultats sont obtenus quand le  $W^+W^-$  se désintègre dans la topologie  $jj\ell$ . On coupe donc sur la masse invariante de deux jets (masse hadronique) et sur la masse invariante du lepton et du neutrino (masse leptonique). L'impulsion du neutrino peut être évaluée avec l'impulsion manquante. Les événements  $W^+W^-$  ont une masse hadronique et leptonique voisine de la masse du W tandis que le signal est caractérisé par des masses hadroniques et leptoniques plus faibles. Dans le canal  $jj\ell$  le fond estimé dû au  $W^+W^-$  est de  $\sim 50$  fb après coupures. Dans la topologie  $jjjj$  le canal  $W^+W^-$  est rejeté par des



coupures sur la masse manquante et sur l'énergie manquante et le fond prévu est de  $\sim 70$  fb.

En combinant les trois topologies, et pour une luminosité totale de  $150 \text{ pb}^{-1}$  la limite minimale obtenue (à 95 % de confiance) sur la section efficace est de  $\sim 0.4$  pb. La recherche de charginos à une énergie supérieure au seuil de production de  $W^+W^-$  est donc encore possible mais réclame une luminosité intégrée plus importante qu'à LEP1.5. Cette conclusion est vraie si les rapports de branchement des  $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$  sont égaux à ceux du W. Les mêmes considérations faites dans le chapitre 4 sur la variation des limites en fonction du rapport de branchement leptonique sont encore applicables.

# Bibliographie

- [1] G.Altarelli et al., “Physics at LEP2”, CERN-96-01.





# Ringraziamenti

*Vorrei innanzitutto ringraziare Michel Davier e Jacques Lefrançois per la loro accoglienza a LAL e per aver reso possibile la realizzazione della mia tesi. Ringrazio ulteriormente Jacques Lefrançois per aver accettato di essere presidente della giuria di tesi.*

*Un grazie anche ai restanti membri della giuria per aver accettato tale incarico. Oltre a Gaston Parrou e al mio direttore di tesi François Richard vorrei ringraziare in particolare Gian F. Giudice per aver redatto il rapporto di tesi e per le utili discussioni su SUSY, Mirco Mazzucato per avermi dato la possibilità di partecipare in modo diretto alla presa dati di LEP1.5, Michel Baubillier per aver redatto il rapporto di tesi e per l'aiuto del suo laboratorio nella realizzazione della meccanica dei contatori a  $40^\circ$  ed infine Daniel Treille per avermi seguito con attenzione durante la mia permanenza al CERN.*

*Per quanto riguarda la mia attività sull'hardware dei contatori a  $40^\circ$  ringrazio tutti i tecnici con cui ho passato molte ore di lavoro nel pozzo di DELPHI, talvolta in condizioni di stress molto alto ed in posizioni di lavoro non molto comode. Grazie a loro l'ambiente di lavoro è rimasto sempre accogliente e professionale. Un grazie a Philip Bambade per le varie discussioni durante tutta la realizzazione del progetto a  $40^\circ$  e a Khai Truong per la sua pazienza nel farmi capire i segreti della catena di lettura elettronica da noi utilizzata. Ma in particolare vorrei ringraziare Alberto Benvenuti, con cui ho molto lavorato. Lo ringrazio per tutto ciò che mi ha insegnato sull'hardware dei scintillatori, delle fibre ottiche e dei fototubi, e per la grande fiducia che mi ha dato sin dall'inizio della nostra collaborazione.*

*Per la mia permanenza al CERN ringrazio inoltre Jean-Eudes Augustin per avermi seguito durante il suo incarico come 'spokesman' di DELPHI, Luc Pape e Jean-Claude Marin per l'aiuto nella installazione della 'hot line' per il run di LEP1.5 e Kerem Cankoçak come amico e collega durante l'installazione dei contatori a  $40^\circ$ . Un ringraziamento particolare al mio amico Sergio Navas, per la fantastica e ricca collaborazione nella ricerca dei chargini. Senza di lui non sarei stato in grado di affrontare la grande quantità di lavoro che ci aspettava.*

*Vorrei ringraziare tutti i membri della segreteria scientifica e in particolare Bruno Mazoyer per aver reso semplici e leggibili i grafici piu' complessi di MSSM.*

*Ringrazio anche tutti i membri del gruppo DELPHI del LAL. In particolare Achille Stocchi per essere il vero responsabile della mia presenza a Orsay, Patrick Roudeau per*

*il grande aiuto nella compilazione della complicatissima domanda per la borsa europea, Marie-Anne Bizouard e Pascal Paganini per il loro sostegno negli ultimi mesi della tesi, Gilbert Grosdidier e Josè Luis Contreras per tutto il loro aiuto nel campo informatico, Bernard Jean-Marie e Bernard D'Almagne come responsabili del gruppo DELPHI del LAL, la nostra cara Jocelyne Brosselard per tutto il suo aiuto nella redazione della tesi ed infine il mio caro amico Andrea Trombini per la sua utile e importante collaborazione nella ricerca dei chargini e per tutto il piacevolissimo tempo passato insieme nella 'ville lumière'.*

*Il mio ringraziamento più grande va al mio direttore di tesi François Richard. Lo ringrazio per molte cose, innanzitutto per la calorosa accoglienza nel suo gruppo di lavoro e per l'aiuto nell'inserimento in un paese a me completamente nuovo. Lo ringrazio per l'infinito tempo che mi ha dedicato, tempo investito in discussioni sempre piacevoli e stimolanti sui più vari argomenti della fisica delle particelle elementari. Lo ringrazio per la formazione di ricercatore scientifico che è riuscito a impartirmi nonostante il mio atteggiamento talvolta testardo.*

*Infine, grazie a Cecile, per il suo intenso e paziente supporto nella fase finale della tesi e per essere riuscita a tradurre il francese maccheronico del mio manoscritto in una fluente versione della lingua del suo bel paese.*



## Résumé

Dans la recherche de nouvelles particules à LEP, avec de l'énergie manquante dans les états finals, il est nécessaire d'avoir la meilleure herméticité possible dans la détection des particules neutres et chargées.

Des compteurs de photons ont été installés dans les années 1994-1995 pour couvrir la région entre la partie centrale et les bouchons de DELPHI. Le principe de fonctionnement et les tests faits sur ces compteurs sont discutés. L'optimisation de ces compteurs et d'autres détecteurs déjà présents dans les autres régions inefficaces de DELPHI a été examinée. On estime que l'efficacité de détection des photons sur l'angle solide utile passe de 97 % à plus de 99.6 %. On l'a vérifié, à 95 % de confiance, avec les données 1994 leptoniques de LEP.

Une recherche des partenaires supersymétriques les plus légers de bosons chargés (charginos), à LEP1.5, a été faite. Tous les détecteurs d'herméticité ont été utilisés pour minimiser la contamination des processus de fond radiatif. Les motivations théoriques sont données avec une description de la phénoménologie du chargino. La recherche a été faite sur les données prises à LEP en novembre 1995 à 130.4 et 136.3 GeV. Différentes limites d'exclusion sur la masse du chargino le plus léger ont été obtenues. Les limites inférieures sur la masse du chargino dépendent des paramètres du modèle théorique. Elles varient entre 56.3 GeV et 66.8 GeV. Un seul candidat chargino a été trouvé dans les données, en accord avec l'estimation du fond.

Mots clefs: LEP  
LEP1.5  
DELPHI  
Herméticité  
Supersymétrie  
Chargino  
Dégénérescence en masse