

# Une synthèse des travaux de recherche sur la supersymétrie et le neutrino

Imad Laktineh

▶ **To cite this version:**

Imad Laktineh. Une synthèse des travaux de recherche sur la supersymétrie et le neutrino. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. tel-00006865

**HAL Id: tel-00006865**
**https://theses.hal.science/tel-00006865**

Submitted on 10 Sep 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Une synthèse des travaux de recherche sur

# la supersymétrie et le neutrino

Imad Laktineh

*A Marie-Aline*

# REMERCIEMENTS

Il m'est difficile de citer ici tous ceux et celles qui m'ont permis de réaliser ce travail. Mes collègues physiciens mais aussi le personnel technique et administratif de l'IPNL m'ont tous accompagné par leur soutien scientifique pour les uns et technique pour les autres tout au long de ce travail. Je leur exprime ici toute mon amitié et mon affection.

Je tiens à remercier tout d'abord J.E Augustin dont l'encouragement et le soutien lors de son mandat comme directeur de l'IPNL ont permis à moi comme à tant d'autres de mener notre recherche dans un cadre idéal.

Y.Declais, pour qui mon admiration et mon amitié ne peuvent pas être résumées en quelques mots, m'a fait l'honneur de me prodiguer ses conseils si précieux. Qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude.

Le travail que j'ai réalisé sur la supersymétrie avec M. Chemarin et J. Fay m'a permis d'apprendre à exercer plus de rigueur scientifique. Cette dernière, associée à la crátivité, est la pierre angulaire de la recherche. Je leur exprime ici ma profonde gratitude en les remerciant pour les quelques années fructueuses qui m'ont laissé passer à leur coté.

La présence dans mon jury de J. Mnich et de P. Strolin m'a comblé de bonheur car mon estime pour leur qualités scientifiques et humaines est très grande. Je tiens à les remercier pour l'ambiance formidable qu'ils ont su créer lors de l'exercice de leur responsabilité dans L3 pour Joachim et dans OPERA pour Paolo.

Je tiens à remercier tout particulièrement P. Fayet dont les travaux pionniers sur la supersymétrie ont constitué pour moi une source intarissable. Il m'a fait l'honneur de lire attentivement ma contribution phénomènologique. Ses remarques et ses conseils n'ont fait qu'agrandir mon respect pour lui.

Il va sans dire que beaucoup des travaux mentionnés dans ce manuscrit ont été réalisé en collaboration avec S. Katsanevas pour qui mon amitié, mon respect et mon admiration sont sans limite.

B. Ille et J.P Martin sous la direction desquels j'ai effectué une partie de mes recherches ont été remarquables par leur encouragement et leur soutien. Qu'ils soient remerciés.

Je tiens enfin à exprimer toute mon affection à l'égard de G. Grenier, N. Ghodbane et P. Royole-Degieux que le plaisir d'avoir eus comme étudiants n'est d'égal que celui de les avoir comme collaborateurs. Je les remercie de leur aide à la rédaction de ce manuscrit.

Une synthèse des travaux de recherche sur

la supersymétrie

# INTRODUCTION

Dans cette partie, nous donnons une introduction théorique de la supersymétrie et ses réalisations phénoménologiques. Après un résumé rapide des composantes du détecteur L3, nous développons le travail effectué dans la recherche expérimentale de la supersymétrie à l'aide des événements à photon unique, à deux photons et à électron unique. Nous terminons cette partie par un travail phénoménologique sur l'introduction des phases dans le modèle supersymétrique minimal MSSM.

# Chapitre 1

# La SUperSYmétrie et le Modèle Standard

Malgré le grand succès phénoménologique du Modèle Standard (SM), ce dernier, avec ses 20 paramètres [1], ne constitue pas une réponse ultime aux interrogations concernant la nature des particules élémentaires et leur réactions. L'origine de la masse et la possibilité d'unifier les différentes interactions, la gravité comprise, sont des questions auxquelles des réponses satisfaisantes manquent dans le cadre de ce modèle. Il est donc normal de penser que le SM n'est que la restriction à l'échelle de l'énergie dite électrofaible, d'une théorie plus globale dont la mise en évidence nous permettra une compréhension plus profonde de la matière.
Parmi les différentes extensions proposées, la supersymétrie est la plus attractive. Non seulement elle ne remet pas en cause le succès du SM, mais elle peut expliquer, d'une manière naturelle la brisure de la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à l'échelle électrofaible. La supersymétrie fournit également un cadre naturel pour résoudre le problème de la hiérarchie en protégeant les masses des bosons scalaires à l'instar de la symétrie chirale dans le secteur fermionique.

Finalement, la supersymétrie introduit de nouvelles particules dont la plus légère serait, de par sa stabilité, le candidat le plus sérieux pour expliquer la matière noire dans l'univers.

## 1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard [1], avec trois familles de quarks et de leptons, est fondé sur le groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ où C=couleur, L=gauche et Y=hypercharge. Les quarks et les leptons sont, soit des doublets de $SU(2)_L$ de chiralité gauche, soit des singlets de chiralité droite :

$$q_i^\alpha \equiv (u_i, d_i)_L,\ u_{iR}, d_{iR},\ l_i^\alpha \equiv (\nu_i, e_i)_L,\ e_{iR} \tag{1.1}$$

où $i = 1, 2, 3$ est l'indice de famille et $\alpha = 1, 2$ est l'indice du doublet de $SU(2)_L$. Le Modèle Standard contient également un doublet de Higgs :

$$H^\alpha \equiv (H^+, H^0) \tag{1.2}$$

[1] Sans tenir compte de ceux susceptibles de venir du secteur des neutrinos.

Dans le Modèle Standard, la dynamique est décrite par :
**1-** Les couplage de jauge : ces couplages sont construits en utilisant la dérivée covariante :

$$\partial_\mu \to D_\mu = \partial_\mu - i(g_3 A^a_\mu T^a_C + g_2 W^m_\mu T^m_L + g' B_\mu Y/2) \tag{1.3}$$

avec $T^a_C = \lambda^a/2;\ a = 1..8$ où les $\lambda^a$ sont les matrices de Gellmann, $T^m_L = \tau^m/2\ m = 1..3$ où les $\tau^m$ sont les matrices de Pauli et $Y$ est défini à l'aide de la charge électrique par : $Q = T^3_L + Y/2$. $A^a_\mu, W^m_\mu$ et $B_\mu$ sont des bosons de $SU(3)_C$(gluons), ceux de $SU(2)_L$ et celui de l'hypercharge. $g_3, g_2$ et $g'$ sont respectivement les constantes de couplages associées à ces derniers.
**2-** Les couplages de Yukawa :

$$V_Y = \lambda^{(u)}_{ij} H_\alpha \bar{u}_{iR} q^\alpha_j + \lambda^{(d)}_{ij} H^\alpha \bar{q}^\alpha_i d_{jR} + \lambda^{(e)}_{ij} H^\alpha \bar{l}^\alpha_i e_{jR} + H.C. \tag{1.4}$$

où les $\lambda^{(u,d,e)}_{ij}$ sont les constantes de couplage de Yukawa.
**3-** Le potentiel de Higgs :

$$V_H = -\mu^2 H^{\alpha\dagger} H^\alpha + \lambda (H^{\alpha\dagger} H^\alpha)^2;\ \mu^2, \lambda > 0 \tag{1.5}$$

Le choix d'un tel potentiel conduit à la brisure spontanée de $SU(2) \times U(1)$. En effet, le minimum de ce potentiel est obtenu pour $H^{\alpha\dagger} H^\alpha = \mu^2/2\lambda$. En prenant pour minimum :

$$< 0|H^0|0 >= v/\sqrt{2}, \qquad < 0|H^+|0 >= 0$$

nous trouvons la relation fixant la valeur de $v$ : $v^2 = \mu^2/\lambda$. En remplaçant $H^0$ par $(v + h^0)/\sqrt{2}$ dans $V_H$, le boson du Higgs $h^0$ acquiert une masse positive à l'ordre $0 : m^2_H = 2\mu^2$. Ce mécanisme de brisure conduit par le biais des couplages de Yukawa à donner aux quarks et aux leptons leur masse. De la même façon, à travers les interactions de jauge, les bosons de jauge $W^\pm$ et $Z$ deviennent massifs. Ainsi, le boson $W^\pm$ prend pour masse : $M_W = g_2 v/2$, ce qui permet, connaissant $g_2$ et la valeur expérimentale de $M_W$, de déduire la valeur de $v = 246\, GeV$. Il est intéressant de remarquer la relation entre la masse du boson du Higgs et celle du boson de jauge $W^\pm$ :

$$M_W = \frac{g_2}{\sqrt{\lambda}} \frac{m_H}{2\sqrt{2}} \tag{1.6}$$

Cette relation montre que l'échelle électrofaible est déterminée à partir de la masse du Higgs. Ce qui indique que cette dernière, compte tenu des valeurs possibles de $\lambda$ [2], ne doit pas être très différente de celle du boson de jauge.

Le mécanisme de Higgs est remarquable dans sa simplicité et permet d'expliquer non seulement les masses des bosons de jauge de l'interaction électrofaible mais également les masses des leptons et des quarks. Cependant, ce mécanisme introduit un scalaire dans la théorie. Or, les scalaires n'ont pas une symétrie particulière qui permet de protéger leur masse comme c'est le cas avec la symétrie chirale dans le

[2] $\lambda$ est le paramètre de perturbation dans le potentiel de Higgs et ne devrait pas dépasser des valeurs de l'ordre de l'unité.

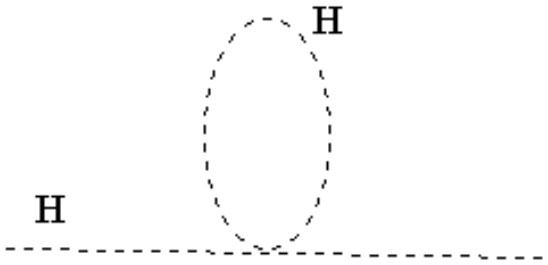



FIG. 1.1 – Diagramme de Feynman montrant la correction à la masse du Higgs.

secteur fermionique. Ceci ne serait pas un problème en soi si le Modèle Standard était une théorie effective et son domaine de validité limité, car la variation de la masse du scalaire resterait limitée. Mais, le SM est renormalisable ce qui signifie qu'il devrait être valide à toutes les échelles d'énergie jusqu'à celle de Planck ($10^{19} GeV$). La masse du scalaire Higgs se trouve ainsi assujettie à des variations très importantes comme on peut le comprendre schématiquement par le diagramme de la figure 1.1.

En effet, le résultat de ce genre de diagramme peut être décrit par l'équation suivante liant la masse du Higgs à l'ordre 0 à celle obtenue après avoir tenu compte des corrections radiatives à une boucle :

$$m_H^2 = {m^0}_H^2 + c\,\alpha\,\Lambda^2 \tag{1.7}$$

où $\alpha$ représente la constante de couplage et $\Lambda$ l'échelle au delà de laquelle le Modèle Standard cesse d'être valide. Si cette échelle est celle de la masse de Planck, la contribution de la correction radiative au carré de la masse est de l'ordre de $10^{36}\, GeV^2$. Or, la masse de Higgs $m_H$ doit être dans le domaine d'énergie électrofaible. Ceci suggère que ${m^0}_H^2$ doit non seulement être aussi grand que la contribution de la correction radiative mais doit être pratiquement identique à ce dernier à plus de 30 décimales près pour que la différence soit inférieure à $1000^2 GeV^2$, ce qui paraît peu naturel. Ce problème appelé problème de la naturalité montre la difficulté du Modèle Standard à cohabiter avec un scalaire. Tout autre Modèle serait d'ailleurs obligé de répondre à la question concernant la connexion entre les deux échelles naturelles que la nature possède à savoir l'échelle de Planck et celle de l'électrofaible et expliquer ainsi ce qu'on a l'habitude d'appeler le problème de la hiérarchie.

## 1.2 La Supersymétrie

### 1.2.1 La SuperSymétrie Globale

La Supersymétrie permet de relier les fermions aux bosons. Elle élargit ainsi la symétrie d'espace-temps représentée par les transformations de Poincaré dont les générateurs sont ceux qui engendrent les translations $P^\mu$ et les transformations de Lorentz $M^{\mu\nu}$. Supersymétriser l'espace-temps requiert des opérateurs $Q^i, i = 1, ....N$ reliant les fermions aux bosons et agissant sur les différents champs $\phi$ de la manière

suivante :

$$\delta\phi = i\bar{\epsilon}_i Q^i \phi \tag{1.8}$$

Les $Q^i$ portent une demi unité de spin. Ce sont des spineurs de Majorana comme le sont d'ailleurs les paramètres de transformation $\epsilon_i$. $N$ représente le nombre de charges supersymétriques différentes possibles et doit être inférieur ou égal à 4 (8) afin de pouvoir introduire des bosons de spin maximal égal à 1 (2).
Rendre les transformations de Poincaré supersymétriques d'une façon non triviale est devenu possible par l'introduction des anti-commutateurs (plutôt que des commutateurs) des opérateurs $Q^i$ [3]. Les relations décrivant l'algèbre de Poincaré supersymétriques sont les suivantes[4] :

$$\begin{aligned}
&[\mathrm{M}^{\mu\nu}, M^{\rho\sigma}] = -i(\eta^{\mu\rho}M^{\nu\sigma} + \eta^{\nu\sigma}M^{\mu\rho} - \eta^{\mu\sigma}M^{\nu\rho} - \eta^{\nu\rho}M^{\mu\sigma}),\\
&[\mathrm{M}^{\mu\nu}, P^{\rho}] = -i(\eta^{\mu\rho}P^{\nu} - \eta^{\nu\rho}P^{\mu}),\\
&[\mathrm{P}^{\mu}, P^{\nu}] = 0,\\
&[\mathrm{M}^{\mu\nu}, Q^i_\alpha] = -\tfrac{i}{2}(\gamma^{\mu\nu}Q^i)_\alpha, \qquad \gamma^{\mu\nu} = \tfrac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu],\\
&[\mathrm{P}\mu, Q^i_\alpha] = 0,\\
&\{\mathrm{Q}^i_\alpha, Q^j_\beta\} = -2(\gamma\mu C)_{\alpha\beta}P_\mu\delta^{ij} + iC_{\alpha\beta}V^{ij} + (\gamma_5 C)_{\alpha\beta}Z^{ij},\\
&[\mathrm{V}^{ij}, V^{kl}] = [V^{ij}, Z^{kl}] = [Z^{ij}, Z^{kl}] = 0,\\
&[\mathrm{M}^{\mu\nu}, V^{ij}] = [P^\mu, V^{ij}] = [Q^i_\alpha, V^{ij}] = 0,\\
&[\mathrm{M}^{\mu\nu}, Z^{ij}] = [P^\mu, Z^{ij}] = [Q^i_\alpha, Z^{ij}] = 0
\end{aligned} \tag{1.9}$$

où C est la matrice de conjugaison de charge des spineurs. Les $Z^{i,j}$, $V^{i,j}$ , appelés charges centrales, sont des tenseurs antisymétriques et s'annulent pour $N = 1$. C'est essentiellement le cas $N = 1$ qui a été développé dans le cadre de la supersymétrie au niveau phénoménologique. C'est notamment dans ce cadre que nous allons essayer, ci-après, de donner une vue simple du passage de la théorie vers les modèles supesymétriques. Ceux-ci ont été développés afin de comprendre la réalisation éventuelle de la supersymétrie dans le domaine des particules élémentaires.
Les représentations irréductibles de l'algèbre de Poincaré supersymétrique donnent le contenu en particules que nous espérons trouver dans la nature. Une des propriétés les plus remarquables qui se manifeste dans ces représentations est qu'elles contiennent autant de degrés de liberté bosoniques que fermioniques. Ces derniers sont regroupés dans des multiplets. La supersymétrie, tant qu'elle n'est pas brisée, garantit que les états bosoniques et fermioniques appartenant au même multiplet doivent avoir la même masse. Les multiplets supersymétriques les plus simples sont ceux qui contiennent des états non massifs et dont les hélicités sont répartis entre s et s+1/2. Ainsi pour construire les modèles supersymétriques les plus simples et afin de tenir compte de toutes les particules déjà présentes dans le Modèle Standard, les trois multiplets suivants sont nécessaires[5] :

- **Le multiplet chiral**
  Il contient un champ scalaire complexe $z(x)$, $(s = 0)$ et un spineur de Weyl $\chi(x)$, $(s = 1/2)$. Deux degrés de liberté bosoniques ainsi que deux fermioniques sont présents dans ce multiplet. Ce dernier sert à représenter la matière

avec les quarks et les leptons représentés par les spineurs de Weyl tandis que leurs partenaires supersymetriques scalaires, appelés squarks et sleptons, sont representés par $z(x)$.

- **Le multiplet vectoriel**
  Il contient un champ vectoriel réel $V^\mu(x)$, $(s = 1)$ et un spineur de Majorana $\lambda(x)$, $(s = 1/2)$. Ici encore, nous avons un nombre égal de bosons et de fermions : deux degrés de liberté fermioniques (spineur de Majorana) et deux degrés de liberté bosoniques (des bosons vecteurs de masse nulle). Ce multiplet peut représenter les bosons de jauge $V^\mu(x)$ et leurs partenaires supersymétriques appelés les jauginos $\lambda(x)$.

- **Le multiplet de supergravité**
  Il contient le graviton $g_{\nu\mu}$ de spin $s = 2$ (deux hélicités : $\pm 2$). Les degrés de liberté fermioniques sont représentés dans ce mutiplet par le gravitino $\psi_\mu$ qui est un spineur de Rarita-Schwinger $s = 3/2$ avec deux hélicités $\pm 3/2$. Ce multiplet sera nécessaire lors du passage à la réalisation locale de la supersymétrie.

Nous notons ici que la supersymétrie permet de regrouper les trois types de champs du Modèle Standard ( s = 0, 1/2, 1) en deux supermultiplets (chiral et vectoriel). Ceci représente une simplification très importante de la théorie. Une des conséquences de cette simplification est la détermination complète du potentil de Higgs à l'ordre 0 [2].

### 1.2.2 Modèle de Wess-Zumino

Le modèle proposé par Wess-Zumino [3] a permis la construction du premier lagrangien supersymétrique. Ce modèle simple contient un multiplet chiral dont les deux champs $z, \chi$ possèdent la masse m avec un couplage du type Yukawa les reliant entre eux :

$$\begin{aligned} L_{WZ} &= \frac{i}{2}\bar{\chi}\gamma^\mu\partial_\mu\chi + \partial^\mu z^\dagger\partial_\mu z - \frac{m}{2}\bar{\chi}\chi - m^2 z^\dagger z \\ &\quad -\lambda Re(z\bar{\chi}\chi) - Im(z\bar{\chi}\gamma_5\chi) - \lambda m(z^\dagger z^2 + z z^{\dagger 2}) - \lambda^2(z^\dagger z)^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

Ce lagrangien est invariant par rapport aux transformations supersymétriques déduites de la définition $\delta\phi = i\bar{\epsilon}Q\phi$ :

$$\begin{aligned} \delta z &= \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{\epsilon}(1+\gamma_5)\chi \\ \delta\chi &= -\frac{i}{\sqrt{2}}\gamma^\mu(\partial_\mu z)(1-\gamma_5)\epsilon - \frac{i}{\sqrt{2}}\gamma^\mu(\partial_\mu z^\dagger)(1+\gamma_5)\epsilon \\ &\quad -\frac{1}{\sqrt{2}}(mz^\dagger + \lambda z^{\dagger 2})(1-\gamma_5)\epsilon - \frac{1}{\sqrt{2}}(mz + \lambda z^2)(1+\gamma_5)\epsilon \end{aligned} \quad (1.11)$$

Or, l'algèbre supersymétrique représentée par les relations de commutation et d'anticommutation définies auparavant et qui peut être vérifiée en calculant les relations du type $[\delta_1, \delta_2]\phi = [i\bar{\epsilon}_1 Q, i\bar{\epsilon}_2 Q]\phi$ n'est satisfaite que pour des champs $z$ et $\chi$ respectant les équations de mouvement (sur la couche de masse). Un autre point qui rend ce modèle incomplet est la dépendance des transformations supersymétriques

précédentes aux paramètres du lagrangien.
La solution à ce problème est apportée par l'introduction d'une part, d'une fonction holomorphique $w = \frac{m}{2}z^2 + \frac{\lambda}{3}z^3$ appelée superpotentiel et, d'autre part, d'un champ auxiliaire $f$. Le lagrangien prend alors l'expression suivante

$$\begin{aligned} L_{WZ} &= \frac{i}{2}\bar{\chi}\gamma^\mu\partial_\mu\chi + \partial^\mu z^\dagger\partial_\mu z + f^\dagger f \\ &- f\frac{dw}{dz} - f^\dagger\frac{dw^\dagger}{dz^\dagger} - \frac{1}{4}\frac{d^2w^\dagger}{d^2z^\dagger}\bar{\chi}(1+\gamma_5)\chi - \frac{1}{4}\frac{d^2w^\dagger}{d^2z^\dagger}\bar{\chi}(1-\gamma_5)\chi \end{aligned} \quad (1.12)$$

Le champ auxiliaire $f$ est présent dans le lagrangien sans qu'il lui soit associé un terme cinétique. Ainsi, lorsque les équations de mouvement sont satisfaites, $f$ se trouve lié au superpotentiel par les relations :

$$\frac{\partial L_{WZ}}{\partial f^\dagger} = 0 \quad \rightarrow \quad f = (\frac{dw}{dz})^\dagger \quad (1.13)$$

Dans ce cas le champ $f$ disparaît aux dépens de $z$ et nous retrouvons le lagrangien d'origine. L'interêt de l'introduction de ce champ $f$ peut être souligné en remarquant la modification des transformations supersymétriques qui ne sont plus dépendantes des paramètres du langragien comme auparavant :

$$\begin{aligned} \delta z &= \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{\epsilon}(1+\gamma_5)\chi \\ \delta\chi &= -\frac{i}{\sqrt{2}}\gamma^\mu(\partial_\mu z)(1-\gamma_5)\epsilon - \frac{i}{\sqrt{2}}\gamma^\mu(\partial_\mu z^\dagger)(1+\gamma_5)\epsilon \\ &\quad -\frac{1}{\sqrt{2}}f(1-\gamma_5)\epsilon - \frac{1}{\sqrt{2}}f^\dagger(1+\gamma_5)\epsilon \\ \delta f &= \frac{i}{\sqrt{2}}\bar{\epsilon}\gamma^\mu(1+\gamma_5)\partial_\mu\chi \end{aligned} \quad (1.14)$$

Il s'agit par la suite de rendre ce lagrangien invariant de jauge comme pour le Modèle Standard. Le multiplet vectoriel est utilisé pour fournir les champs de jauge qui ne sont plus uniquement bosoniques comme dans le SM mais également fermioniques. Des problèmes semblables à ceux rencontrés avant l'introduction du champ $f$ sont résolus en introduisant un champs de jauge auxiliaire $D$. Ce champ s'écrit à l'aide du champ scalaire $z$ de la manière suivante :

$$D^a = -g(z_i^\dagger(T^a)_j^i z_j) - \xi^a \quad (1.15)$$

où $T^a$ est l'opérateur de jauge de la symétrie considérée. $\xi$ est le paramètre de Iliopoulos-Fayet qui existe seulement en présence d'un groupe de symétrie du type $U(1)$ global[6]. Le lagrangien supersymétrique le plus simple dans le cas $N = 1$ peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} L_{SY} = & -\tfrac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} + \tfrac{i}{2}\bar{\lambda}^a\gamma^\mu D_\mu\lambda^a + \tfrac{1}{2}D^aD^a \\ - & \tfrac{ig}{\sqrt{2}}T^{ai}_j z^j[\chi_i(1-\gamma_5)\lambda^a] + \tfrac{ig}{\sqrt{2}}T^{ai}_j z^\dagger_i[\chi_j(1+\gamma_5)\lambda^a] \\ + & gD^a(z_i^\dagger(T^a)^i_j z_j) + g\xi^aD^a \\ + & (D_\mu z_i^\dagger)(D^\mu z^i) + \tfrac{i}{\sqrt{2}}\bar{\chi}_i\gamma^\mu D_\mu\chi^i + f_i^\dagger f^i \\ - & f^i\tfrac{\partial w}{\partial z^i} - f_i^\dagger\tfrac{\partial w^\dagger}{\partial z_i^\dagger} - \tfrac{1}{4}\tfrac{\partial^2 w}{\partial z^i\partial z^j}\bar{\chi}_i(1+\gamma_5)\chi^j - \tfrac{1}{4}\tfrac{\partial^2 w^\dagger}{\partial z_i^\dagger\partial z_j^\dagger}\bar{\chi}_i(1-\gamma_5)\chi^j \end{aligned} \quad (1.16)$$

avec

$$\begin{aligned} F^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu - g f^{abc} A^b_\mu A^c_\nu \\ D_\mu \lambda^a &= \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} A^b_\mu \lambda^c \end{aligned} \tag{1.17}$$

où $g$ est la constante de couplage et les $f^{abc}$ les constantes de structure du groupe de jauge. Il est clair que ce lagranagien contient un potentiel scalaire $V$ :

$$V = f_i^\dagger f^i + \frac{1}{2} D^a D^a = \sum_i |\frac{\partial W}{\partial z^i}|^2 + \frac{g^2}{2} \sum_a (z_i^\dagger (T^a)^i_j z_j + \xi^a)^2 \tag{1.18}$$

Ce potentiel est défini positif, son minimum est obtenu pour $< V >= 0$ et l'état fondamental possède une énergie nulle. Dans ce cas, la supersymétrie globale n'est pas violée. Nous allons voir dans la section suivante que la supersymétrie dans le domaine des particules élementaires n'est pas respectée, ce qui nécessite que $< V > \neq 0$. Ceci signifie qu'au moins un des deux champs auxiliaires $f$ ou $D$ (ou les deux) doit acquérir une valeur moyenne dans le vide pour briser la symétrie d'une manière spontanée. Ceci n'est pas une chose aisée à réaliser sans conduire à des particules supersymétriques plus légères que leur partenaires du SM.

Avant de voir comment la supersymétrie peut être violée, essayons de résumer les termes importants contenus dans le lagrangien supersymétrique. En effet, nous pouvons aisément constater que les différentes interactions liant les particules entre elles se déduisent de celles déjà présentes dans le Modèle Standard en les supersymétrisant. A celles-ci se rajoutent des interactions dérivées du potentiel $V$ et du superpotentiel $W$. Ces interactions, comme celles du Modèle Standard, peuvent être réparties comme suit :

- Interactions de jauge : Dans cette catégorie on peut distinguer trois termes :
  - les interactions de jauge bosoniques habituelles déduites par le changement : $\partial_\mu \to \partial_\mu - i g_i V^a_{\mu i} T^a_i$ où les $V^a_{\mu i}$, $g_i$, et $T^a_i$ sont respectivement les bosons de jauge, les constantes de couplage de jauge et les opérateurs de transformations de jauge.
  - les interactions de jauge fermioniques qui couplent des particules de Majorana aux particules de Weyl par le biais des bosons scalaires :

$$-\sqrt{2}\, g_i \bar{\lambda}^a_i z^\dagger_m T^a_i \chi_m \tag{1.19}$$

    où les $g_i$ et les $T^a_i$ sont les mêmes que précédemment.
  - des interactions invariantes de jauge qui viennent du D-terme du potentiel effectif :

$$\frac{1}{2} D^a_i D^a_i \ ; \tag{1.20}$$

- Interactions de Yukawa : Deux types d'interactions de Yukawa sont présents :

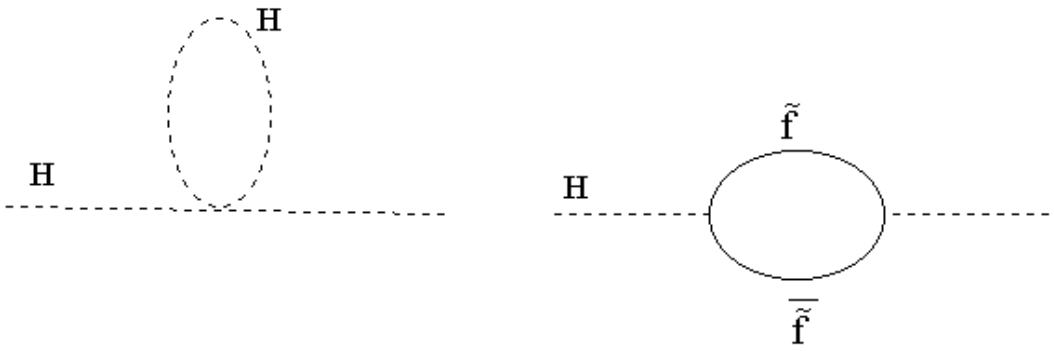



FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman montrant la correction à la masse du Higgs en incluant les particules supersymétriques.

- le premier type est dit bosonique et se déduit du superpotentiel $W$ :

$$\sum_m |\frac{\partial W}{\partial z_m}|^2 \tag{1.21}$$

  Ce terme est appelé le F-terme.

- le deuxième type est dit fermionique et s'écrit comme :

$$-\frac{1}{2}\tilde{\chi}_m^C \frac{\partial^2 W}{\partial z_m \partial z_n}\chi_n + h.c \tag{1.22}$$

Les interactions supersymétriques introduisent de nouveaux couplages. Ainsi, les scalaires comme le Higgs, vont être couplés non seulement à eux-même mais également à leurs partenaires supersymétriques fermioniques. Comme le montrent les deux diagrammes de la figure 1.2, la divergence quadratique mentionnée auparavant se trouve compensée par une autre divergence identique mais opposée en signe car elle est due au nouveau couplage du scalaire aux fermions [8]. Malheureusement, cette compensation n'est totale que dans le cas où la supersymétrie est préservée, ce que l'expérience a déjà exclu. Cependant, nous allons voir que si la supersymétrie n'est pas violée d'une façon forte, cette divergence n'est que logarithmique ce qui préserve un des interêts de cette symétrie nouvelle.

## 1.3 La brisure de la supersymétrie

Les premières tentatives dans la recherche de la réalisation de la supersymétrie dans le monde des particules élémentaires, ont consisté à voir si l'on peut trouver, parmi les particules déjà connues, des associations bosons-fermions respectant cette nouvelle symétrie [7]. Le photon qui est un boson de spin 1 et de masse nulle (deux degrés bosoniques) pourrait avoir comme partenaires, par exemple, le neutrino électronique et son anti-particule qui, eux, sont des fermions de masse nulle (deux degrés fermioniques). Ce scénario aurait pu être intéressant si on avait une

seule famille de lepton et non trois. Même l'extension du nombre d'opérateurs supersymétriques (passage de N=1 à N=2) ne peut tout accommoder (la troisième famille leptonique et les quarks restent privés de partenaires). Il est clair que la recherche des partenaires supersymétriques du type Majorana parmi les particules connues (de Dirac) et qui portent soit une charge leptonique soit une charge baryonique, etait simplement voué à l'échec. Toutes les autres tentatives ont conduit à la conclusion que la supersymétrie, si elle existe dans la nature, elle est certainement brisée et cette brisure doit être assez importante pour expliquer l'absence des partenaires supersymétriques des électrons jusqu'à des masses assez élevées.
A priori, la brisure d'une symétrie n'a rien d'anormal surtout lorsque cette brisure est réalisée d'une façon spontanée. Or, le problème avec la brisure spontanée de la supersymétrie globale réside dans le fait que l'état fondamental supersymétrique (avant la brisure de la supersymétrie globale) possède l'énergie autorisée minimale (l'énergie nulle) [9]. Il est donc difficile d'imaginer une brisure qui produirait de nouveaux états fondamentaux stables avec une énergie supérieure. Cette difficulté est d'autant plus grande qu'un état fondemantal d'énergie non nulle conduirait à une constante cosmologique elle aussi non nulle $< V >$. Or, cette dernière devrait être nulle si on veut avoir un espace plat à notre échelle [7]. Cependant, des scénarios, dont la réalisation reste tout de même exceptionnelle, ont été proposés. L'idée générale de ces scénarios consiste à rendre l'existence d'un état symétrique à énergie nulle impossible ce qui enlève l'obstacle de l'énergie fondamentale.
Parmi ces scénarios, l'introduction d'un groupe de symétrie globale supplémentaire $U(1)_R$ [3] appelé R-Symétrie [10] peut aider comprendre la brisure spontanée de la supersymétrie globale. L'inconvénient de cette symétrie supplémentaire est que sa conservation, même avec une supersymétrie brisée, conduit à des jauginos de masse nulle ce qui est phénoménologiquement exclu au moins pour les gluinos. Le remède à cette difficulté vient de la réalisation locale de la supersymétrie (supergravité) qui, comme nous allons le voir, introduit une nouvelle particule appelé gravitino, partenaire supersymétrique du graviton. Le gravitino est l'équivalent fermionique du Goldstone bosonique des théories de jauge habituelles et deviendrait massif lors de la brisure de la supersymétrie. La présence du terme de masse du gravitino violerait la dite R-Symétrie continue mais cette dernière serait préservée si elle est remplacée par une sous-symétrie discrète appelée la R-Parité.

Cette parité, définie à l'aide de la R-Symétrie précédente, agit sur les particules de la manière suivante :

$$R - Parité = (-1)^R = (-1)^{2s+3B+L} = \begin{array}{ll} +1 & \text{pour les particules ordinaires} \\ -1 & \text{pour les particules supersymétriques} \end{array} \quad (1.23)$$

Cette parité, introduite historiquement comme indiqué ci-dessus, joue un rôle important dans les études liées à la recherche supersymétrique. D'autres motivations ont été évoquées pour la conserver même pour des scénarios de brisure de symétrie différents de celui qui lui avait donné naissance à l'origine.

L'absence d'un scénario fiable responsable de la brisure de la supersymétrie n'empêche pas d'imaginer comment cette brisure peut être ressentie à l'échelle électrofaible. Ceci dépend surtout de deux paramètres : à quelle échelle la supersymétrie est brisée et comment cette brisure est transmise à l'échelle électrofaible.

[3] qui peut être une réminiscence d'un groupe de grande unfication plus large

Deux modèles ont été essentiellement proposés afin d'expliquer comment la brisure de la supersymétrie est véhiculée vers le domaine électrofaible. Ils souffrent tous les deux de plusieurs handicaps mais donnent néanmoins des indications qui permettent de poursuivre la recherche des particules supersymétriques dans des cadres plus précis notamment au niveau expérimental. L'indication la plus importante est celle qui consiste à déterminer la nature de la particule supersymétrique la plus légère appelée LSP " *Lightest Supersymmetric Particle* ". La connaissance de sa nature conditionnera la recherche expérimentale d'une façon évidente.
Le premier modèle associe la supersymétrie, en la rendant une symétrie de jauge locale, à la théorie de la relativité générale. Elle permet ainsi de relier l'interaction gravitationnelle aux autres interactions déjà décrites dans le cadre du Modèle Standard. La brisure de la sypersymétrie a lieu dans un secteur dit "caché" et par un mécanisme inconnu [4]. Cette brisure est ensuite transmise à l'echelle électrofaible par l'intermédiaire de l'interaction gravitationnelle. Un des problèmes de cette théorie se trouve dans son incapacité à interdire la présence de violations importantes dans le secteur des saveurs lors du passage entre l'échelle de Planck (ou celle de la grande unification) et l'échelle électrofaible.
Pour remédier à ce problème, le deuxième modèle a été proposé. Il porte le nom de GMSB " *Gauge Mediated Supersymmetric Breaking*". Dans cette théorie, la brisure de la supersymétrie est produite également dans un secteur caché mais la transmission de cette brisure est assurée par les interactions de jauge qui, elles, sont aveugles aux saveurs et permettent ainsi d'éviter des changements importants de ces dernières. Nous allons expliquer, ci-après, d'une façon concise les grandes lignes des idées contenues dans ces deux modèles pour arriver à l'introduction du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), qui représente le modèle phénoménologique le plus important dans la recherche des particules supersymétriques.

### 1.3.1 La Super-Gravité

L'extension supersymétrique du groupe de Poincaré introduit des relations de commutation permettant de relier les générateurs de supersymétrie à ceux de la transformation générale des coordonnées. Il est donc attrayant de chercher une piste reliant la supersymétrie à la gravité. Ceci donnerait la possibilité de pouvoir associer cette dernière aux interactions de jauge décrites auparavant dans le cadre du SM. La façon la plus logique de procéder consiste à rendre la supersymétrie une symétrie locale et rechercher les bosons et les fermions de jauge qui lui sont associés. Ces derniers seraient responsables du lien entre la supersymétrie d'une part et la gravité d'autre part, donnant naissance à la théorie de supergravité [11].
Commençons par la gravité dont l'action, appelé action d'Einstein-Hilbert, s'écrit :

$$S = \int dx[-\frac{1}{2\kappa^2}\sqrt{-g}R + L_{mat}] \tag{1.24}$$

où $g$ est le déterminant de la métrique $g_{\mu\nu}$, $R$ est la courbure associée, $\kappa = \frac{\sqrt{8\pi}}{M_{Planck}}$ et $L_{mat}$ est le lagrangien d'interaction avec la matière. Cette action est invariante sous

[4] un mécanisme semblable à celui du mécanisme du Higgs et appelé mécanisme du Super Higgs est parmi les plus attrayants.

les transformations de coordonnées locales $x^\mu \to x'^\mu(x)$. Afin d'avoir une vue plus claire des modifications dues à l'introduction de la supersymétrie ici, il est intéressant de considérer la théorie de la gravité comme une théorie de jauge. L'analogue du paramètre $\alpha_\mu(x)$ dans les transformations de jauge habituelles ce sont les paramètres $\Delta^m$ associées aux translations et les $\epsilon^{mn}$ associés aux transformations de Lorentz. A ces paramètres on associe des champs de jauge $e_\mu^m$ ( *vierbein*) et $\omega_\mu^{mn}$ (connexions de spin). Ces champs jouent le même rôle que les champs $A_\mu$ dans les théories de jauge habituelles car, comme ces derniers, ils permettent de compenser les termes des variations des paramètres en se transformant de façon adéquate. Les équations de mouvement montrent que les $\omega_\mu^{mn}$ ne se propagent pas et peuvent ainsi être considérés comme des champs auxiliaires. Ceci n'est pas le cas pour les *vierbeins* qui, eux, sont liés à la métrique $g_{\mu\nu}$ par :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{mn} e_\mu^m e_\nu^n \tag{1.25}$$

et leur contribution au lagrangien représente une particule de masse nulle et de spin 2. Il s'agit du graviton.
Concernant la supersymétrie, le paramètre $\epsilon(x)$, qui est un spineur de Majorana, subit une transformation du type $\partial_\mu \epsilon(x)$. Compenser cette variation nécessite l'introduction d'un champ de jauge de masse nulle et de spin 3/2. Ce champ du type Rarita-Schwinger correspond, dans la cadre de la supersymétrie, au gravitino qui est le partenaire supersymétrique du graviton.
Il faut ensuite coupler la gravité à la matière représentée par les supermultiplets chiraux $z_i, \chi_i$ et vectoriels $A_i, \lambda_i$. Habituellement, les différents couplages possibles, pour être autorisés, doivent être assujettis à la contrainte de la renormalisabilité, imposée par la théorie quantique des champs. Or, cette contrainte n'est pas satisfaite par la théorie de la gravité. Ainsi, le choix de ces couplages ne peut être effectué en utilisant la renormalisabilité et doit se faire de la façon la plus générale possible. Des techniques, utilisant le super-espace ou le calcul tensoriel, permettent de produire les couplages reliant la gravité à la matière. Nous n'allons pas donner les détails techniques concernant la dérivation de ces couplages mais nous nous contenterons de citer les points nécessaires à la compréhension du mécanisme permettant de transmettre la brisure de la supersymétrie, à l'aide de l'interaction gravitationnelle, vers l'échelle électrofaible.
Tout d'abord, à partir du supermultiplet chiral $(z, \chi, f)$, on en construit un nouveau $(Z, X, F)$ où les nouveaux champs sont définis par :

$$Z = g(z), \quad X = \frac{dg}{dz}\chi, \quad F = \frac{dg}{dz}f + \frac{1}{4}\frac{d^2g}{dz^2}\bar{\chi}(1+\gamma_5)\chi \tag{1.26}$$

où $g(z)$ est une fonction arbitraire de $z$.
Ces nouveaux champs se transforment de la même façon que les champs $z, \chi$ et $f$. Ainsi F, à l'instar de f, se transforme comme une dérivée totale et peut être utilisé pour construire une action supersymétrique généralisée :

$$S = \int d^4x F = \int d^4x \, (\frac{dg}{dz}f + \frac{1}{4}\frac{d^2g}{dz^2}\bar{\chi}(1+\gamma_5)\chi) \tag{1.27}$$

En faisant l'analogie entre $f$ et $F$, nous voyons que la fonction $g(z)$ généralise la notion du superpotentiel rencontré précédemment. Cependant, le superpotentiel $W$

était contraint par la renormalisabilité à être de degré 3 au plus en $z$. Ceci n'est plus le cas dans le cadre de la supergravité.
La théorie supersymétrique la plus générale contient en plus de $g(z)$ deux nouvelles fonctions invariantes de jauge :

- $K(z, z^\dagger)$, appelée potentiel de Kahler. Elle intervient dans les termes d'énergie cinétique des scalaires et des fermions : $\frac{\partial^2}{\partial z^i \partial z_j^\dagger} K(z^i, z_j^\dagger)$.
- $f_{ab}$, fonction qui apparaît dans les termes d'énergie cinétique des bosons de jauge et des jauginos : $Re\, f_{ab}(z^i)$

La construction du lagrangien supersymétrique généralisé, schématisée ci-dessus, s'applique lors de l'introduction de la gravité avec l'avantage que, dans ce cas, le lagrangien dépend seulement de deux fonctions : $f_{ab}$ introduite ci-dessus et une autre $G$ appelée fonction de Kahler, combinaison de $K$ et de $g$ :

$$G = K + \log(gg^\dagger) \tag{1.28}$$

Nous allons éviter ici l'écriture du lagrangien total et nous intéresser seulement aux termes contenus dans le potentiel scalaire du lagrangien $L_{mat}$ :

$$\kappa^4 V_S(z^i, z_j^\dagger) = e^G (G^i G_j (G^{-1})_i^j - 3) + \frac{1}{2} \Re f_{ab} [g_i (T^a z)^i][g^j (T^b z)_j]^\dagger \tag{1.29}$$

où $G_i = \frac{\partial G}{\partial z^i}$. A partir de ce qui précède, le potentiel supergravitationnel peut s'écrire :

$$V_{SG} = -\sqrt{-g}[\frac{1}{2\kappa^2} R + V_S] \tag{1.30}$$

Contrairement au cas de la supersymétrie globale, le potentiel $V_S$ n'est pas défini positif et le choix de la fonction de Kahler permettra, lors de la brisure de la supersymétrie, d'avoir différents scénarios possibles. On peut notamment avoir une constante cosmologique nulle $< V_S(< z^i >, < z_j^\dagger >) >= 0$ avec une supersymétrie brisée. On ne sait pas comment la supersymétrie est brisée mais nous pouvons imaginer une brisure à la Higgs (mécanisme de Super Higgs) qui peut avoir lieu dans un secteur appelé "le secteur caché". Cette brisure va fournir un boson et un fermion de Goldstone. Le fermion de Goldstone (s=1/2) appelé goldstino se mélange dans le lagrangien avec le champ $\psi$ du gravitino. Avec un scénario semblable à celui qui a lieu dans la brisure de la symétrie de jauge électrofaible, le gravitino va absorber le goldstino (avec ses deux degrés de liberté) et acquérir ainsi une masse qui peut s'écrire sous la forme :

$$m_{\tilde{G}} = \kappa^{-1} < e^{G/2} > \tag{1.31}$$

où la valeur moyenne est obtenue pour la valeur du champ $< F >$ prise lors de la brisure. En l'absence d'un constante cosmologique, la masse du gravitino peut être écrite en introduisant la masse $M_S$ :

$$m_{\tilde{G}} = \frac{M_S^2}{\sqrt{3} M_P'} \tag{1.32}$$

avec $M_P' = M_{Planck}/\sqrt{8\pi} = 2.4\, 10^{18}\, GeV$. La valeur de $M_S$ imposera la masse du gravitino mais également les masses des autres partenaires supersymétriques. Pour des particules supersymétriques de l'ordre de $100 - 1000\, GeV$ (y compris celle du gravitino), $M_S$ serait de l'ordre de $10^{10} - 10^{11}\, GeV$.

### 1.3.2 GMSB

La transmission de la brisure de la supersymétrie du secteur caché vers le secteur visible par l'intermédiaire de l'interaction gravitationnelle semble très attractive. Cependant, ce scénario apparaît fragile face à l'éventualité des effets de changement de saveur du courant neutre (appelé FCNC). D'autres problèmes apparaissent lorsqu'on regarde l'apport des particules supersymétriques à la violation de CP. Le coeur du problème se trouve dans la matrice de passage des états propres d'interaction vers les états propres de masse des squarks $\tilde{u}$. En effet, aucune contrainte dans le scénario de la supergravité n'oblige cette matrice à être identique à celle présente dans le secteur des quarks $u$. Cette possibilité de différence entre les deux matrices a des conséquences susceptibles d'ébranler la solidité de la supergravité. Le mélange $K^0 - \bar{K}^0$ illustre ce genre de problèmes. En effet, la contribution supersymétrique à $\Delta m_K$ est contrainte par la limite expérimentale à :

$$Re\{\frac{A^2}{\tilde{m}^2}(\delta m^2_{\tilde{Q}}\tilde{m}^2)^2\} \leq 5 \times 10^{-9} GeV^{-2}$$

où $\tilde{m}$ est une masse moyenne des squarks, $\delta m_{\tilde{Q}}$ est la différence de masse $m_{\tilde{d}_L} - m_{\tilde{u}_L}$ et $A$ dépend des éléments des matrices $\tilde{U}$, $U$. Pour des matrices $\tilde{U}$ et $U$ identiques, A est nul mais devient différent de 0 [5] lorsque les deux matrices $\tilde{U}$ et $U$ sont différentes. Ainsi, on est confronté à des scénarios où la différence de masse des squarks du même type $\delta m_{\tilde{Q}}$ doit être très faible si on veut éviter des masses de squarks très élevées $\tilde{m}_{\tilde{Q}} > 700\, TeV$. Même partant d'une universalité des masses à l'échelle de l'unification dans le cadre de la supergravité, il serait accidentel, à l'échelle électrofaible, d'avoir une dégénérescence entre les masses des squarks du même type. En effet, des termes non renormalisables qu'on trouve dans le potentiel de Kahler peuvent donner des contributions d'autant plus grandes que l'échelle de la brisure de la supersymétrie est plus proche de l'échelle de Planck que du secteur visible.

Afin de remédier à ce problème, il faut un scénario qui permet de protéger l'évolution des masses des squarks et d'assurer ainsi leur dégénérescence. Le GMSB [12] garantit cette dégénérescence de masse en faisant transmettre la brisure de la supersymétrie du secteur caché vers le secteur visible par l'intermédiaire d'un secteur appelé "messager". Ce secteur se trouve loin de l'échelle de Planck et se couple au secteur visible à l'aide des couplages de jauge habituels qui ont l'avantage de préserver la symétrie entre les squarks et les sleptons du même type.

Deux échelles caractérisent le GMSB :

- M : échelle de masse du secteur messager correspondant aux masses des fermions dans ce secteur.
- $\Lambda = \frac{\lambda F}{M}$ où $\lambda$ est une constante de couplage entre les fermions et les scalaires dans le secteur messager et $\sqrt{F}$ est l'échelle de brisure de la supersymétrie. L'échelle de masse $\Lambda$ peut être très inférieureà celle de l'échelle de masse de la brisure de la supersymétrie dans le modèle de la supergravité $M_S$. $\Lambda$ peut avoir une valeur aussi faible que $500\, GeV$.

Les champs du secteur messager qui portent des charges de jauge, transportent, en raison de cette propriété, l'information de la brisure de la supersymétrie d'une façon

[5] une valeur typique de l'ordre de $A^2 = \frac{1}{20}$ semble la plus probable.

différente aux fermions et aux scalaires du secteur visible. Si les jauginos du secteur visible reçoivent des corrections de masse à l'ordre d'une boucle, c'est à l'ordre de deux boucles que les scalaires sont affectés.
Un aspect important distinguant le GMSB de la supergravité est la nature de la LSP. Dans le cas du GMSB, c'est le gravitino $\tilde{G}$ qui possède la masse la plus faible des particules supersymétriques. Ceci résulte de l'expression de la masse du gravitino acquise après avoir absorbé le goldstino comme expliqué dans le chapitre précédent. Cette masse peut s'écrire comme :

$$m_G \approx \frac{1}{M_{Planck}}(\frac{16\pi^2}{g_M^2}\Lambda)^2 \tag{1.33}$$

où $g_M$ est le couplage du groupe de jauge dans le secteur messager et $M_{Planck}$ est la masse de Planck. Il est clair que la différence d'échelle entre $\Lambda$ et $M_{Pl}$ assure la faible masse du gravitino.
Dans le cadre d'un gravitino très léger, la nature de la particule suivante en masse NLSP (*Next to the Lightest Supersymmetric Particle*) devient importante au niveau phénoménologique. Cette dernière dépend du nombre N de champs appartenant à des représentations du type $(\mathbf{5}, \bar{\mathbf{5}})$ du groupe de jauge global [6]. Pour $N = 1$ le neutralino le plus léger est la NLSP [7]. Pour $N > 1$ c'est un des sleptons qui est susceptible de devenir la NLSP. Il est clair que ce genre de théorie souffre de problèmes multiples comme celui de la brisure de la charge ou de la couleur ainsi que l'échelle de masse du $\mu$ dans terme $\mu H_1 H_2$ [9].

Ces problèmes ont mis longtemps à l'écart cette théorie malgré son pouvoir prédictif. Ce pouvoir résulte évidemment du faible nombre de paramètres de ces modèles : $M, \Lambda$ et $tg\beta$. Les modèles issus de cette théorie ont eu un regain d'interêt avec la publication d'un événement dans l'expérience CDF [59] où l'état final est constitué de deux électrons et deux photons avec de l'énergie manquante. Cet événement semblait être compatible plutôt avec un modèle du type GMSB comme nous allons l'expliquer plus loin.

### 1.3.3 Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) est la plus simple extension supersymétrique du Modèle Standard. Dans le MSSM [8], les particules habituelles sont réparties entre un multiplet chiral (les leptons et les quarks) et un multiplet vectoriel $(W^{\pm}, Z, \gamma)$. Associées à ces dernières, de nouvelles particules font leur apparition. Il s'agit des squarks et des sleptons qui sont des bosons scalaires partenaires des quarks et des leptons. Il y a aussi les jauginos qui sont les partenaires fermioniques des bosons de jauge. Le MSSM contient également le supermultiplet gravitationnel constitué du graviton et de son partenaire supersymétrique le gravitino. Contrairement au Modèle Standard qui possède un seul doublet du Higgs, le MSSM en possède deux.

[6] La représentation du type $(\mathbf{10}, \bar{\mathbf{10}})$ peut exister. Dans ce cas elle équivaut à 3 fois celle de $(\mathbf{5}, \bar{\mathbf{5}})$.

[7] Pour des valeurs intermédiaires et faibles de $tg\beta$ qui représente le rapport des VEV des deux doubles de Higgs dans le vide.

L'introduction d'un deuxième doublet s'explique par le besoin d'éviter les anomalies axiales qui sont associées à la présence des fermions. Ces anomalies disparaissent (mécanisme GIM) lorsque la somme des hypercharges de tous les fermions est nulle : $\sum_i Y_i = 0$, ce qui est le cas dans le SM. Avec la supersymétrie, le boson de Higgs est accompagné d'un partenaire fermionique appelé higgsino. Un seul higgsino va introduire une anomalie axiale. Ainsi la présence d'un autre doublet de Higgs et donc d'un autre higgsino avec une hypercharge opposée mettra le MSSM à l'abri d'une telle anomalie. L'absence d'anomalies axiales est garantie par la présence d'un deuxième doublet mais l'introduction de ce dernier est proposée, comme nous allons le voir, pour permettre de donner une masse au quark de type "up" car le premier doublet ne peut donner la masse qu'au quark du type "down". Il est également proposé pour empecher la masse du chargino d'être nulle.

Nous avons vu précédemment l'introduction du superpotentiel $W$ sans comprendre sa forme. En effet, l'invariance de jauge ainsi que la renormalisabilité impose au superpotentiel qui contient l'interaction des Higgs, d'être une somme de termes quadratiques et de termes cubiques : $W = W^2 + W^3$. Si, en plus, à l'instar du Modèle Standard, nous imposons une conservation des nombres leptonique et baryonique, $W^2$ et $W^3$ prennent les formes suivantes :

$$W^2 = \mu H_1^\alpha H_{2\alpha} \tag{1.34}$$

$$\begin{aligned} W^3 = \quad & \lambda_{ij}^u (q_i^\alpha H_{2\alpha} u_j^C + \tilde{q}_i^\alpha H_{2\alpha} \tilde{u}_j^C) \\ & + \lambda_{ij}^d (q_i^\alpha H_{1\alpha} d_j^C + \tilde{q}_i^\alpha H_{2\alpha} \tilde{d_j^C}) \\ & + \lambda_{ij}^e (l_i^\alpha H_{1\alpha} e_j^C + \tilde{l}_i^\alpha H_{1\alpha} \tilde{e}_j^C) \end{aligned} \tag{1.35}$$

$W^3$ contient les couplages de Yukawa. $W^2$ représente, par contre, le mélange entre les deux doublets du Higgs. $\mu$ est le paramètre de ce mélange. Il a la dimension d'une masse.
Comme dans le Modèle Standard lorsque la symétrie $SU(2) \times U(1)$ est brisée, les composantes neutres des deux doublets $H_1^0$ et $H_2^0$ acquièrent des valeurs moyennes dans le vide appelées $VEV$ ( Vacuum Expectation Value). Le quark du type "up" doit sa masse à la présence du deuxieme doublet du Higgs. Dans le Modèle Standard, la masse de ce quark résulte d'un terme équivalent à celui donnant la masse au quark du type "down" en remplaçant $H_1$ par $H_1^\dagger$ afin d'avoir la bonne hypercharge. Ce dernier terme ne peut exister dans le lagrangien supersymétrique car, comme on l'a déjà mentionné , le superpotentiel est une fonction holomorphique et ne contient donc pas des conjugués complexes de $H$. Ainsi, l'introduction d'un deuxième doublet résout le problème des anomalies axiales et donne une masse aux quarks du type "up" .

Malgré la difficulté à trouver le scénario de brisure de la supersymétrie, les conséquences de cette brisure peuvent être estimées à l'echelle électrofaible.

Afin de garder un des intérêts principaux de la supersymétrie, Girardello et Grisaru [13], ont recensé tous les termes de brisure qui n'aboutissent pas à des divergences quadratiques. Ces termes appelés "soft" coıncident avec ceux qui résulteraient d'une brisure de la supersymétrie transmise à l'aide de l'interaction gravitationnelle. Ces termes peuvent être résumés par :

– un terme bilinéaire
$S_1 = B\mu H_1^\alpha H_{2\alpha} + h.c$

– des termes trilinéaires
$S_2 = A_u \lambda_{ij}^u (\tilde{q}_i^\alpha H_{2\alpha} \tilde{u}_j^C) + A_d \lambda_{ij}^d (\tilde{q}_i^\alpha H_{2\alpha} \tilde{d}_j^C) + A_e \lambda_{ij}^e (\tilde{l}_i^\alpha H_{1\alpha} \tilde{e}_j^C) + h.c$

– des termes de masse des sleptons
$M_{sl} = m_{ij}^2 z_i^* z_j$

– des termes de masse des jauginos
$M_g = \frac{M_i}{2} \lambda_i \lambda_i; \quad i = 1, 2, 3$

Il est important, à ce stade, de signaler un point délicat concernant les nouveaux paramètres introduits par les termes de brisure "soft". Leur nombre paraît élevé, entamant ainsi la beauté de la supersymétrie et nous éloignant encore plus de notre but de réduire le nombre de paramètres du SM. Ceci n'est plus valable lorsque la supersymétrie est introduite dans un cadre de grande unification (GUT). Dans ce cas, le nombre de paramètres à l'echelle de la grande unification se trouve réduit considérablement. Ainsi, les différentes constantes trilinéaires A sont identiques. Il en est de même pour les masses des sleptons $m_{ij} = m_0 \delta_{ij}$ et celles des jauginos $M_1 = M_2 = M_3$. Ces paramètres évoluent différemment en allant vers le domaine de l'énergie électrofaible, mais cette évolution, contrôlé par les Equations de Groupes de Renormalisation (RGE) [14], permet de prédire leur valeurs à n'importe quelle échelle. Ainsi les paramètres de masse des jauginos peuvent être reliés à l'echelle électrofaible, en utilisant dans les RGE des corrections radiatives du premier ordre, par les relations suivantes [15] :

$$M3 : M2 : M1 \, , 2.79 : 0.82 : 0.42$$

Il est intéressant de mentionner ici que la supersymétrie a été relancée au niveau phénoménologique après le travail d'Amaldi *et al.* [16] qui ont montré qu'en utilisant les équations RGE, ni le Modèle Standard ni le Modèle Standard Minimal à deux doublet de Higgs ne sont capables de réaliser l'unification des interactions fondamentales à partir des constantes de couplages $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ mesurées à l'échelle électrofaible. Les modèles supersymétriques peuvent réaliser une telle unification. D'autres modèles de grande unification comme $SU(5)$ permettent par construction une telle unification. Or, cette unification, dans le cadre supersymétrique, a lieu à une échelle $M_G$ qui conduit à une durée de vie de proton supérieure à la limite expérimentale. Ce n'est pas le cas pour l'unification dans le cadre $SU(5)$ qui aboutit à une durée de vie déjà exclue.

Le MSSM hérite de la supergravité les termes du lagrangien de cette dernière à l'échelle électrofaible mais il se distingue en relachant les liens qui pourraient se trouver entre les différents paramètres. Ceci rend le modèle beaucoup plus souple au niveau phénoménologique. Cette souplesse a pour prix un nombre important de paramètres indépendants ce qui pourrait rendre la recherche des particules supersymétriques très difficile. Heureusement, peu de paramètres sont indispensables à la recherche des particules supersymétriques les plus accessibles à l'expérience comme

nous allons voir dans le paragraphe suivant.

## 1.4 Les secteurs du MSSM

A partir du lagrangien du MSSM hérité de celui de la supergravité, nous pouvons regrouper les particules supersymétriques suivant leur supermultiplet d'origine, en plusieurs secteurs : celui des jauginos et celui des sleptons. Après avoir rajouté les termes de brisure faible de la supersymétrie, nous pouvons décrire au sein de chaque secteur les particules qui lui sont associées ainsi que leurs masses. Les interactions reliant les particules supersymétriques entre elles et avec les particules du Modèle Standard sont identiques à celles du SM dans le cas où la R-Parité est préservée. Cette dernière propriété nous permet d'obtenir une règle simple pour déduire à partir des vertex d'interaction du SM tous ceux du MSSM. Il s'agit, pour un vertex donné tel que $Z \to e^+e^-$ de supersymétriser(transformer en leur partenaires supersymétriques) deux par deux les particules engagées dans ce vertex ce qui donne pour le vertex en question les vertex suivants : $\tilde{Z} \to \tilde{e}^+e^-, \tilde{Z} \to e^+\tilde{e}^-, Z \to \tilde{e}^+\tilde{e}^-$

Avant de résumer sommairement le contenu des deux secteurs supersymétriques mentionnés ci-dessus et afin de mieux comprendre la différence qui existe entre le secteur des jauginos et celui de ses partenaires qui sont les bosons de jauges du SM, nous proposons de voir succinctement la brisure radiative et ses conséquances sur les secteurs en question.

### 1.4.1 La brisure radiative

Nous avons vu dans un paragraphe précédent l'expression du potentiel scalaire à partir des termes F et D. Dans le cas du MSSM et en l'absence des corrections radiatives, ce potentiel prend la forme simple suivante :

$$V = m_1^2|H_1|^2 + m_2^2|H_2|^2 - m_{12}^2(H_1H_2 + h.c) + \frac{1}{8}(g_2^2 + g'^2)(|H_1|^2 + |H_2|^2)^2 \quad (1.36)$$

où $g_2, g'$ sont les constantes de couplage associées aux groupes $SU(2), U(1)_Y$ respectivement. Les $m_i^2$ sont donnés par :

$$\begin{aligned} m_i^2 &= m_{H_i}^2 + \mu^2;\ i = 1, 2 \\ m_{12}^2 &= -B\mu \end{aligned}$$

Dans le cas où la grande unification est réalisée à une échelle $M_G = M(GUT) \approx 10^{16}\, GeV$, les deux premiers termes sont positifs, identiques et valent :

$$m_1^2(M_G) = m_2^2(M_G) = m_0^2 + \mu^2(M_G) \quad (1.38)$$

A l'aide des équations RGE nous pouvons ensuite étudier l'évolution de ces paramètres vers l'échelle électrofaible. En raison de la différence des couplages de Yukawa entrepris par les deux doublets de Higgs, les $m_i^2$ évoluent différemment.

En effet, l'évolution de $m_2^2$ est affectée par le couplage fort du $H_2$ au quark top et décroit plus vite que les autres. Il devient même négatif à l'échelle électrofaible. Un tel scénario (terme de masse devenant négatif) conduit comme dans le SM à la brisure radiative de $SU(2) \times U(1)_Y$. Il est remarquable de voir que cette brisure mise " à la main " dans le SM est, ici, une conséquence naturelle de la brisure de la supersymétrie. Un ingrédient nécessaire à cette brisure est le fait que le quark top doit être massif ($m_t > 100\, GeV$). L'observation expérimentale d'un quark top $m_t = 175 \pm 5\, GeV$ semble être compatible avec le scénario supersymétrique

Il est utile de rappeler ici que des conditions supplémentaires doivent être satisfaites afin d'éviter que d'autres termes de masse (comme ceux des squarks) ne deviennent négatifs conduisant à des violations inacceptables de la charge ou de la couleur [15].

### 1.4.2 Secteur des jauginos-higgsinos : charginos et neutralinos

Les champs de jauge $B_\mu, W_\mu^m; m = 1, 2, 3$ associés aux groupes $U_Y(1), SU(3)$ se mélangent lors de la brisure radiative de la symétrie électrofaible pour donner naissance au photon et aux bosons $Z, W^\pm$. De la même manière, leur partenaires supersymétriques, les jauginos, devraient se mélanger pour donner naissance au photino, au zino et aux winos. Or, lors de la brisure radiative, les composantes neutres des deux doublets de Higgs $H_1^0$ et $H_2^0$ acquièrent des valeurs dans le vide : $< H_1^0 >= v_1$ et $< H_2^0 >= v_2$. En remplaçant les champs de Higgs par leur valeur dans le vide nous retrouvons dans le lagrangien du MSSM des termes mélangeant les higgsinos avec les jauginos comme l'illustre le terme suivant :

$$-ig_2\bar{\lambda}H_2^{\alpha\dagger}(\frac{\tau^i}{2})_{\alpha\beta}\tilde{H}_2^\beta + h.c. \rightarrow -ig_2\bar{\lambda} < H_2^\alpha >^* (\frac{\tau^i}{2})_{\alpha\beta}\tilde{H}_2^\beta + h.c. \tag{1.39}$$

Le mélange entre higgsinos et jauginos conduit à des états propres de masse appelés neutralinos pour les neutres et charginos pour les chargés. Nous décrivons brièvement ci-après comment construire ces neutralinos et ces charginos partant des termes de mélange.

Tout d'abord, remarquons que $v_1, v_2$ peuvent être a priori des valeurs complexes mais nous allons nous contenter ici du cas où les deux sont réels [8]. Ceci permet d'introduire un nouveau paramètre réel

$$tg\beta = \frac{v_2}{v_1}$$

Avec ce qui précède, nous pouvons regrouper les termes dans un lagrangien engageant des jauginos et des higgsinos en deux catégorie. La première concerne les neutres tandis que la deuxième regroupe les chargés. Dans la première catégorie, nous construisons une matrice de masse $M_n$ dans la base constituée des vecteurs $\{\tilde{\mathrm{B}}^0, \tilde{\mathrm{W}}_3^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0\}$

[8] Le cas complexe sera tarité dans le chapitre consacré aux phases.

$$\mathrm{M}_n = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\cos\beta\sin\theta_w M_Z & \sin\beta\sin\theta_w M_Z \\ 0 & M_2 & \cos\beta\cos\theta_w M_Z & -\sin\beta\cos\theta_w M_Z \\ -\cos\beta\sin\theta_w M_Z & \cos\beta\cos\theta_w M_Z & 0 & -\mu \\ \sin\beta\sin\theta_w M_Z & -\sin\beta\cos\theta_w M_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Les valeurs propres de cette matrice s'obtiendront en la diagonalisant à l'aide de la matrice de passage $O$ :

$$M_n = O^\dagger M_d O$$

Les quatre valeurs obtenues correspondent aux masses des neutralinos :$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ qu'on peut exprimer comme des vecteurs dans la base précédente :

$$|\tilde{\chi}_i^0 >= N_{i\tilde{\mathrm{B}}^0}|\tilde{\mathrm{B}}^0 > + N_{i\tilde{\mathrm{W}}_3^0}|\tilde{\mathrm{W}}_3^0 > + N_{i\tilde{H}_1^0}|\tilde{H}_1^0 > + N_{i\tilde{H}_2^0}|\tilde{H}_2^0 >$$

Le neutralino est qualifié de type jaugino si $|N_{i\tilde{\mathrm{B}}^0}|^2$ ou $|N_{i\tilde{\mathrm{W}}_3^0}|^2$ sont plus importants que $|N_{\tilde{H}_1^0}|^2$ et $|N_{\tilde{H}_2^0}|^2$, et de type higgsino dans le cas opposé.

De la même façon nous construisons une matrice de masse dans le secteur chargé $M_c$ dans la base $\{\tilde{\mathrm{W}}^+, \tilde{H}_2^+\}$ pour les états correspondant aux charges positives et $\{\tilde{\mathrm{W}}^-, \tilde{H}_1^-\}$ pour les états de charge négative. La diagonalisation des matrices de masse conduit à deux charginos positifs et deux autres négatifs qui sont les antiparticules des premiers. La masse de chacun de ces charginos est donnée par :

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\chi}_{1,2}} = \quad & \tfrac{1}{2} \quad \big[ (M_2^2 + \mu^2 + 2m_{\mathrm{W}}^2) \\ & \mp \quad \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2m_{\mathrm{W}}^2)^2 - 4\,(\mu_2 - m_{\mathrm{W}}^2 \sin(2\beta))^2}\,\big] \end{aligned} \tag{1.40}$$

Les charginos peuvent eux aussi être considérés comme des vecteurs dans les bases précédentes :

$$|\tilde{\chi}_i^+ >= V_{i\tilde{\mathrm{W}}^+}|\tilde{\mathrm{W}}^+ > + V_{i\tilde{H}_2^+}|\tilde{H}_2^+ >$$

$$|\tilde{\chi}_i^- >= U_{i\tilde{\mathrm{W}}^-}|\tilde{\mathrm{W}}^- > + U_{i\tilde{H}_1^-}|\tilde{H}_1^- >$$

Comme pour les neutralinos, un chargino peut être de type jaugino (higgsino) si il est essentiellement composé de wino (higgsino).

### 1.4.3 Secteur des fermions scalaires

A chaque fermion du SM, sont associés deux bosons scalaires supersymétriques correspondant aux deux degrés de chiralités (gauche et droite) du fermion en question. Ces bosons scalaires sont appelés des fermions scalaires ou encore sfermions. A titre d'exemple, les partenaires supersymétriques de l'électron sont appelés électron scalaire droit et électron scalaire gauche. Les sfermions de la même famille possèdent les mêmes nombres quantiques et peuvent ainsi se mélanger donnant naissance à

deux états de masse dont les valeurs propres sont $M_1, M_2$. Afin d'obtenir ces masses nous devons diagonaliser la matrice suivante :

$$\mathrm{M}^2_{sf} = \begin{pmatrix} X_{11} & X_{12} \\ X^*_{12} & X_{22} \end{pmatrix}$$

Les éléments diagonaux de cette matrice ont les expressions suivantes :

$$X_{11} = M_L^2 + m_f^2 + M_Z^2(1/2 - Q\ \sin^2\theta_W)\cos 2\beta$$

$$X_{22} = M_R^2 + m_f^2 + M_Z^2 Q\ \sin^2\theta_W \cos 2\beta$$

où $m_f$ est la masse du partenaire fermionique en question. $M_L, M_R$ les masses des sfermions gauche et droit respectivement. Pour des fermions de type "up" l'élément non diagonal $X_{12}$ prend la forme suivante :

$$X_{12} = m_f(A - \mu cotg\beta)$$

tandis que pour ceux de type "down" cet élement prend la forme :

$$X_{12} = m_f(A - \mu tg\beta)$$

Il est intéressant de noter que pour les partenaires des fermions légers (les deux premières familles des fermions), l'effet de mélange est négligeable et les masses $M_1, M_2$ diffèrent peu des $M_L, M_R$. Ce n'est pas le cas pour les partenaires de la troisième famille où l'importance de la masse du fermion associé rend le mélange beaucoup plus important. Cet effet peut avoir des conséquences importantes au niveau de l'observation expérimentale car si les sfermions (sleptons et squarks) ont des masses identiques à l'origine (GUT), ceux de la troisième génération seront les plus affectés. Ceci signifie que les $\tilde{t}_1, \tilde{b}_1, \tilde{\tau}_1$ pourraient être beaucoup plus légers que les autres sfermions et seraient à ce titre les plus accessibles à l'expérience.

# Chapitre 2

# Le détecteur L3

Ce chapitre a été écrit grâce aux documents réunis par G. Grenier [17]

## 2.1 Présentation générale

Le détecteur L3 [18][19][20][21][22] [23] dont un schéma en perspective est représenté sur la figure 2.1 a été conçu pour mesurer très précisément l'énergie et la position des leptons $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$ et des photons. Pour ce faire, il a été doté d'un très grand volume magnétique afin de disposer d'un grand bras de levier pour la mesure de l'impulsion des muons. Il a été aussi doté d'un calorimètre électromagnétique scintillateur en cristaux de germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$) permettant d'atteindre une excellente résolution en énergie (1 % au dessus de 1 GeV) et une courte longueur de radiation.

### 2.1.1 Sous-détecteurs

Le détecteur est constitué d'une partie centrale de forme cylindrique appelée tonneau et de 2 bouchons. De manière schématique, ils sont constitués de 4 couches de détection (Fig 2.2 et 2.3) : En partant du point d'interaction, on rencontre d'abord les détecteurs de traces (SMD [21] et TEC [18])) pour la mesure de la position et l'impulsion des particules chargées. Ensuite vient le calorimètre électromagnétique (BGO) [18] pour la mesure de la position et de l'énergie des photons et des électrons[1]. Ensuite vient le calorimètre hadronique (HCAL) [18] [24] pour la mesure de la position et de l'énergie des hadrons. Enfin, viennent les chambres à muons [18][23][25] pour la mesure de la position et de l'impulsion des muons. Le détecteur contient

[1]Pour tout ce qui concerne le calorimètre électromagnétique, électron désigne de manière générique un électron ou un positron.

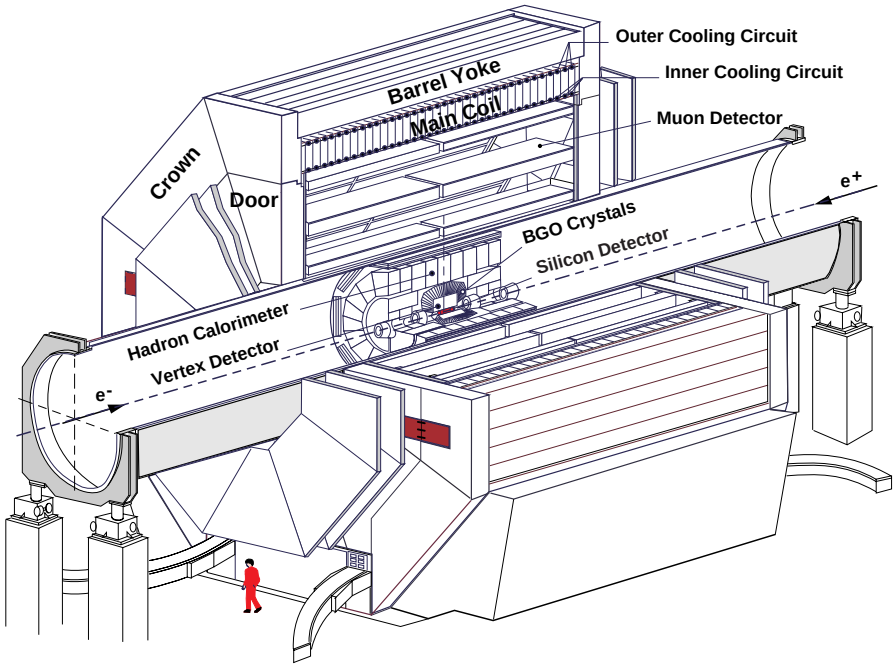



FIG. 2.1 – Vue en perspective de l'ensemble du détecteur *L3*.

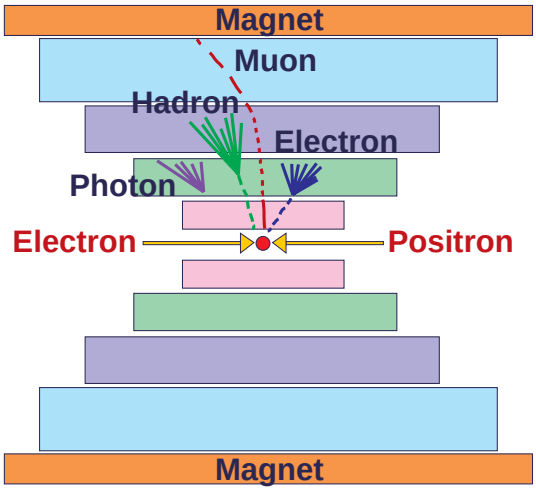



FIG. 2.2 – Représentation schématique des 4 couches de détection d'un détecteur généraliste. En partant du point d'interaction : Détecteurs de traces, calorimètre électromagnétique, calorimètre hadronique et chambres à muons. L'ensemble est inclus dans un aimant. Le parcours des différentes sortes de particules est aussi représenté.

aussi des scintillateurs [18] placés entre les calorimètres électromagnétique et hadronique et qui mesurent le temps de vol des particules. Enfin, ce dispositif est complété par 2 détecteurs à bas angles : les moniteurs de luminosité (LUMI) [18][19] et les ALR [20].

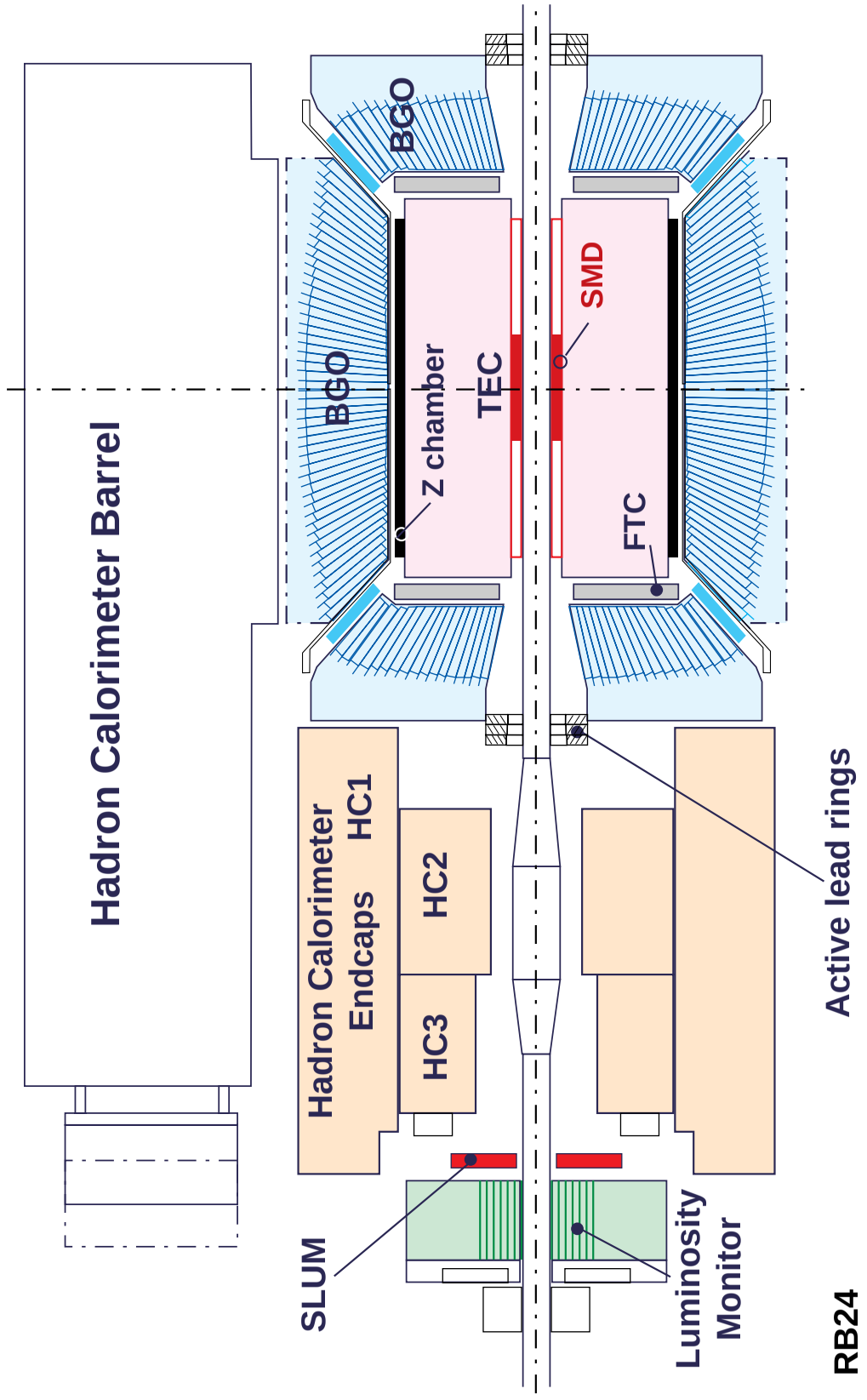



FIG. 2.3 – Schéma des détecteurs internes et des détecteurs à bas angles.

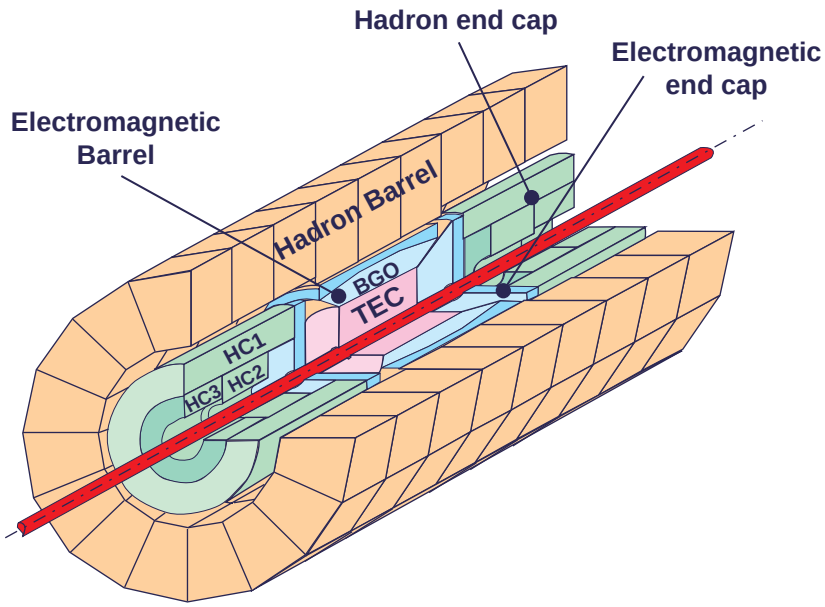



FIG. 2.4 – Vue en perspective des détecteurs internes.

### 2.1.2 L'aimant et le tube de support

L'ensemble de ces détecteurs[2] est contenu à l'intérieur d'un aimant [18] de forme octoédrique de 15,8 m de haut et de 14 m de long développant un champ magnétique de 0,5 Tesla parallèle à l'axe du faisceau et uniforme dans un cylindre de 5,7 m de rayon et 11,9 m de long. Des portes en fer ferment les bouchons et assurent le retour de champ.

Les détecteurs internes (SMD, TEC, BGO, HCAL) et externes (Chambres à muons) sont portés par un tube d'acier inoxydable (Fig 2.1) de 30 m de long, de 2,23 m de rayon et de 5 cm d'épaisseur. Une vue en perspective des détecteurs contenus à l'intérieur de ce tube de support est représentée sur la figure 2.4. La figure 2.5 est une représentation schématique d'une coupe du tonneau perpendiculaire au faisceau.

### 2.1.3 Le système de coordonnées

Le repère associé au détecteur L3 (Fig 2.6) a pour origine le centre du détecteur qui est aussi le point d'interaction des électrons et positrons. L'axe $x$, horizontal, pointe vers le centre de l'anneau du LEP. L'axe $y$ est vertical et pointe vers le haut. L'axe $z$ est parallèle aux faisceaux et pointe dans la direction de déplacement des électrons.

Un système de coordonnées sphériques $(r, \theta, \Phi)$ a été défini : l'angle $\theta$ est mesuré à partir de l'axe $z$ et l'angle $\Phi$ est mesuré dans le plan $xy$ à partir de l'axe $x$. Le

[2] exceptée la partie externes des chambres à muons des bouchons.

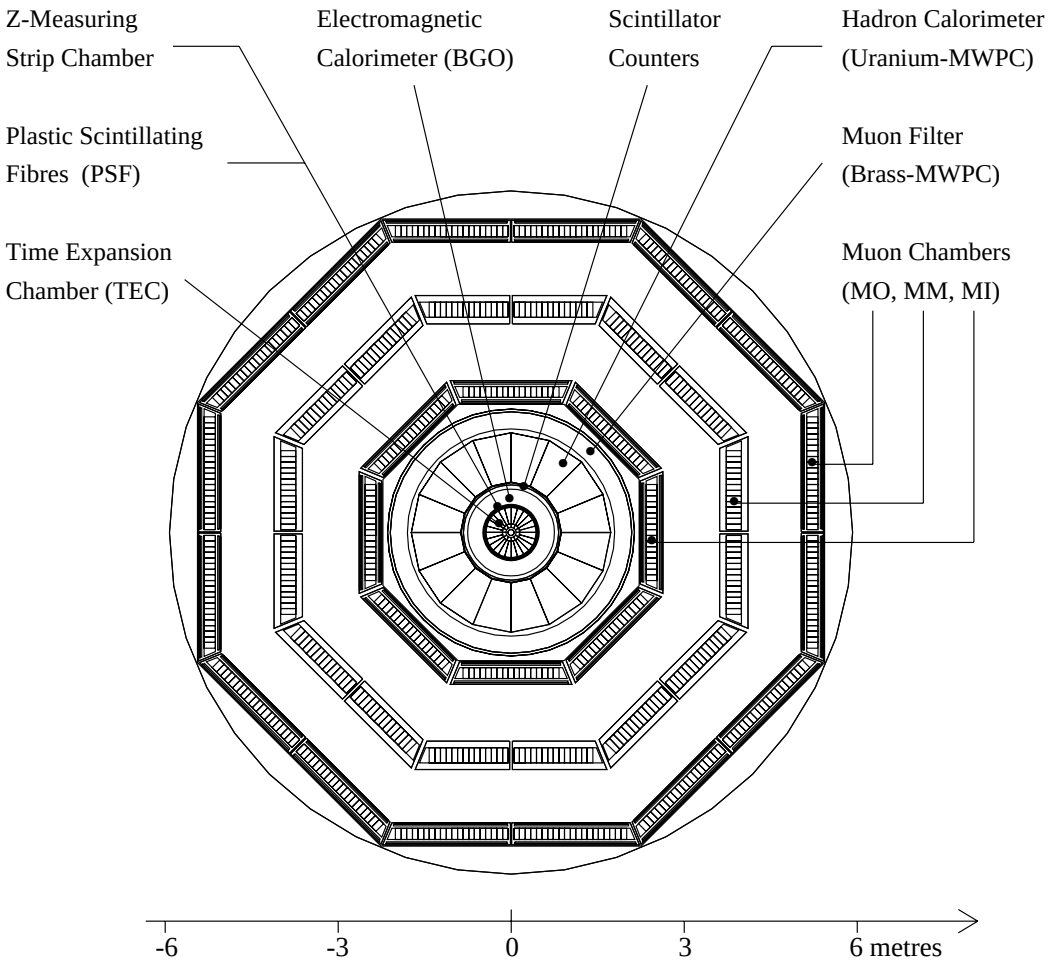



FIG. 2.5 – Schéma d'une coupe transversale du tonneau.

plan $xy$ est appelé plan $r\Phi$ et le plan $yz$ est appelé plan $rz$. Ainsi, la figure 2.5 est contenue dans le plan $r\Phi$.

## 2.2 Les détecteurs de traces

### 2.2.1 Les détecteurs internes

Il s'agit des premières couches de détecteurs que rencontre une particule issue d'une interaction . Une vue en coupe dans le plan $rz$ est représentée sur la figure 2.7.

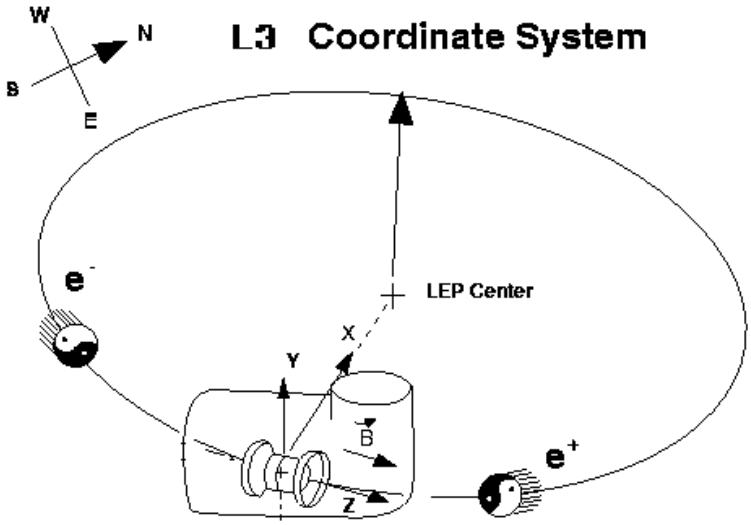



FIG. 2.6 – Système de coordonnées du détecteur *L3*.

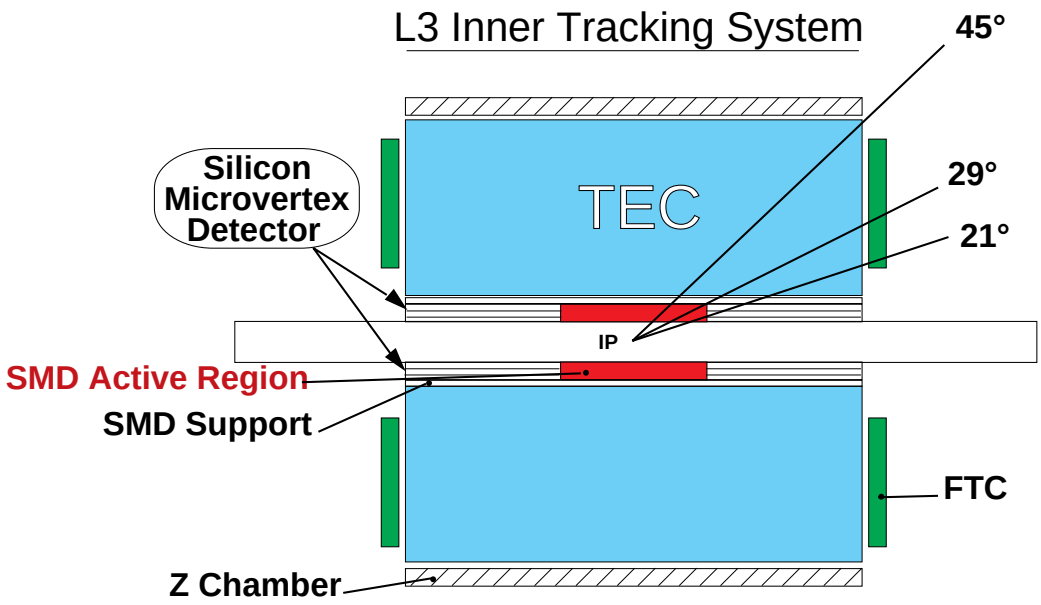



FIG. 2.7 – Vue en coupe des détecteurs internes de traces (*IP* point d'interaction des électrons et positrons).

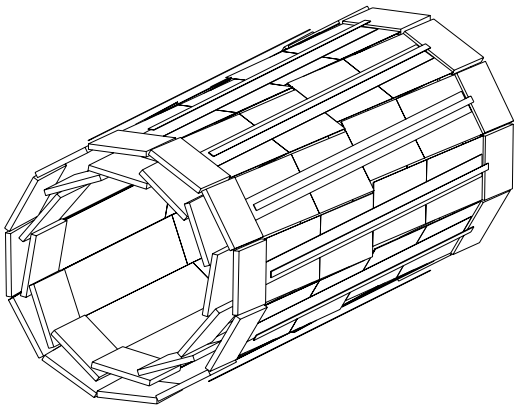


FIG. 2.8 – Vue en perspective du *SMD*.

### le SMD

Le SMD [21] (Silicon Microvertex Detector) est le détecteur le plus interne de L3. Il est placé à juste à l'extérieur du tube à vide de 5.5 cm de rayon. Il est composée de 24 planches identiques en silicium. Ces planches font 14 cm de long, 4 cm de large et 300 $\mu$m d'épaisseur. Elles sont recouvertes sur leurs 2 faces de pistes d'électrodes. La séparation entre 2 électrodes est de 25 $\mu$m dans le sens de la longueur (mesure de la coordonnée $r\phi$) et varie de 75 $\mu$m à 100 $\mu$m dans le sens de la largeur (mesure de la coordonnée $rz$).

Les 24 planches sont assemblées en 2 cylindres de 6 et 8 cm de rayon (Fig. 2.8). Chaque planche de la couche interne voit 5 % de sa surface recouverte par une autre planche.

Le SMD a une résolution spatiale de 7 $\mu$m dans le plan $r\phi$ et de 14 $\mu$m dans le plan $rz$. Il couvre la région angulaire de $29^\circ \leq \theta \leq 151^\circ$ avec ses 2 couches et de $21^\circ \leq \theta \leq 159^\circ$ avec la couche interne seule.

### la TEC

La TEC [18] (Time Expansion Chamber, Fig 2.9) est une chambre à dérive. Elle est découpée électriquement en 2 cylindres concentriques. Le cylindre interne de 9 cm à 14,3 cm de rayon est découpé en 12 secteurs dans le plan $r\phi$. Le cylindre externe de 16,8 cm à 43,2 cm de rayon comprend 24 secteurs dans le plan $r\phi$. Un secteur est défini par 2 plans de cathodes, en son milieu se trouve un plan d'anodes entouré de 2 plans de grille. Lorsqu'une particule chargée passe dans la TEC, elle ionise le gaz de la chambre. Les électrons produits dérivent vers le plan d'anode. Entre le plan de cathodes et les grilles, cette dérive se fait à vitesse constante. Entre les grilles et les anodes, un fort champ électrique provoque une avalanche (Fig 2.10). La mesure précise du temps de dérive permet de déterminer le lieu d'ionisation. 62 fils d'anode définissent autant de points de mesure permettant de reconstituer la trajectoire de la particule incidente et, par la courbure due au champs magnétique, de déterminer son impulsion. Du fait de la symétrie d'un secteur par rapport au plan d'anodes, il reste une ambiguïté sur la position en $\phi$. Les corrélations entre les 2 cylindres de la TEC permettent de lever cette ambiguïté (Fig 2.9).

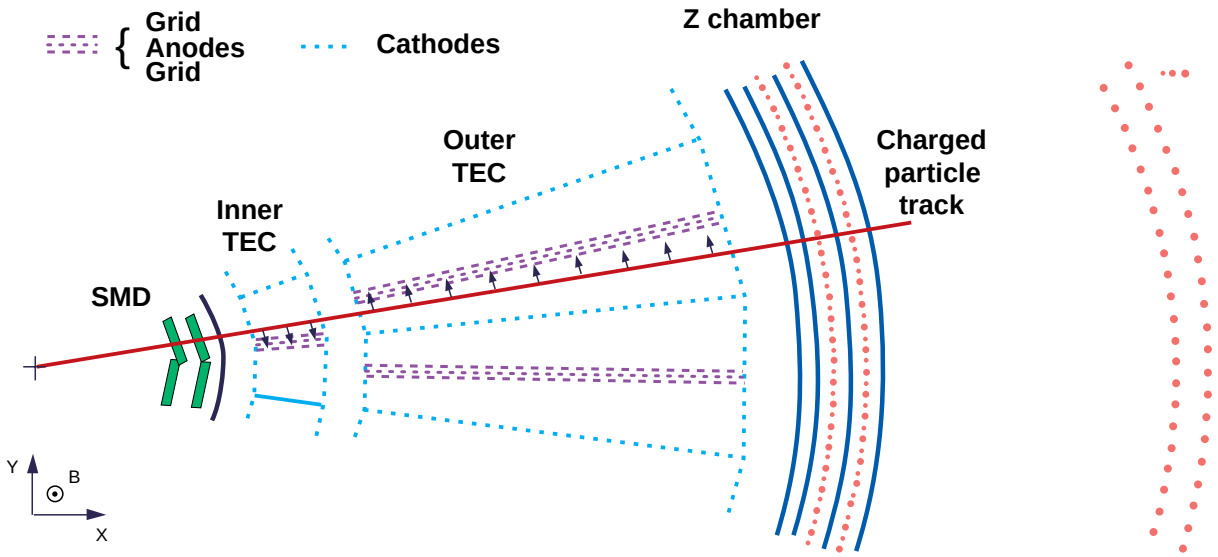



FIG. 2.9 – Vue en coupe dans le plan $r\phi$ d'une partie des détecteurs de traces internes.

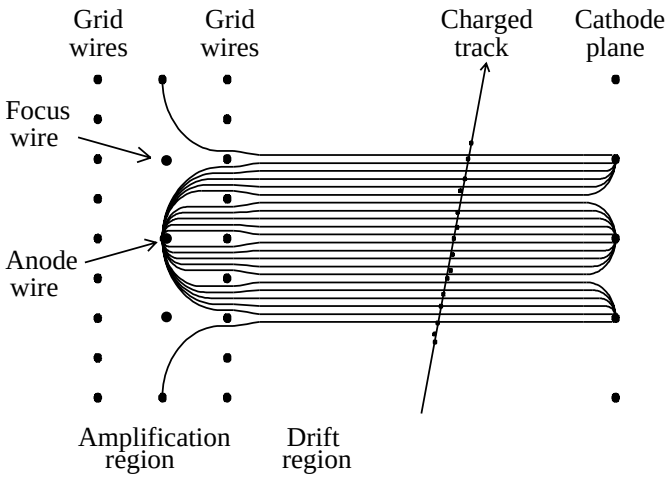



FIG. 2.10 – Lignes de champ électrique à l'intérieur d'un demi secteur de la *TEC*.

Dans le tonneau, à l'extérieur de la TEC externe, sont disposées 2 chambres à fils cylindriques formées d'anodes parallèles à l'axe $z$ et de 4 plans de fils de cathodes croisés [26]. Le centre de gravité des énergies déposées sur les cathodes permet de remonter à la coordonnée $z$. Dans les bouchons, la mesure de la coordonnée $z$ est donnée par le dernier fil touché par la particule.

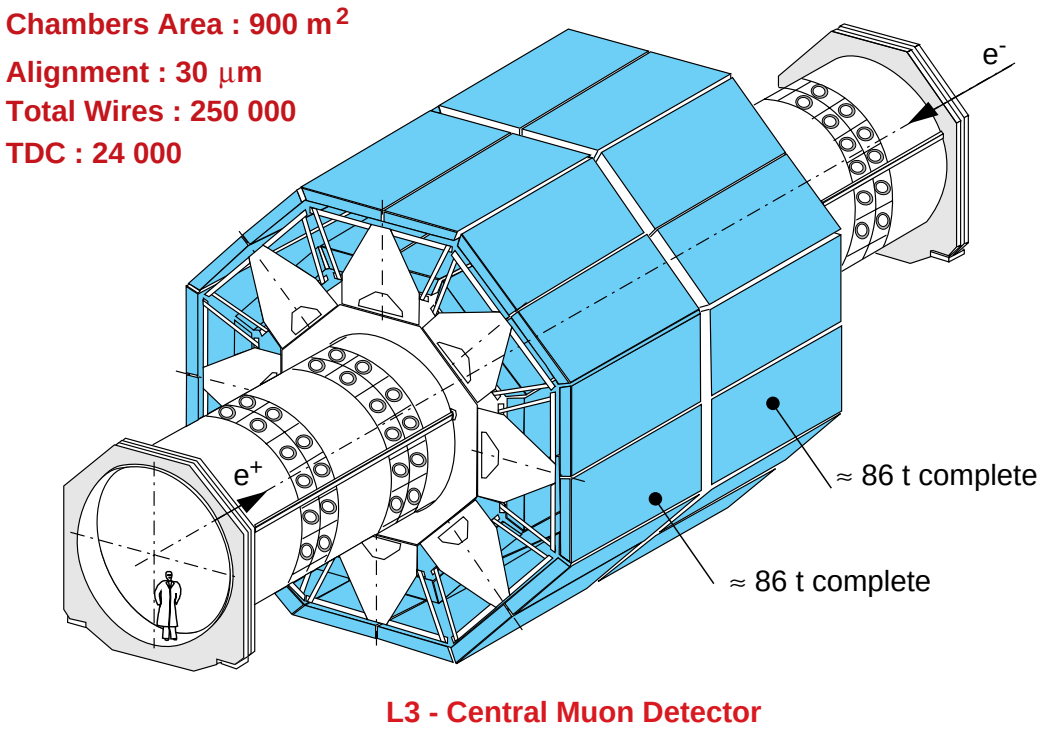



FIG. 2.11 – Vue en perspective des chambres à muons du tonneau.

### 2.2.2 Les chambres à muons

Dans le tonneau, ces chambres [18][25] sont regroupées en 8 octants (Fig 2.11). Elles sont disposées entre le tube support et l'aimant et couvrent la région $44° \leq \theta \leq 136°$ . Chacun des 8 octants (Fig 2.12) contient 3 couches de chambres à dérive (MI, MM, MO sur la Fig 2.5). La couche interne à 2,5 m du point d'interaction contient une chambre à dérive permettant la mesure de la position dans le plan $r\phi$ et appelé chambre en P. De part et d'autre de cette chambre en P sont disposées 2 chambres à dérive permettant la mesure de la coordonnée $z$. Ces chambres sont appelées chambres en Z. La couche médiane située à 4 m du point d'interaction est formée de 2 chambres en P. La couche externe à 5,5 m du point d'interaction contient 2 chambres en P chacune entourée par 2 chambres en Z. La mesure de l'impulsion se déduit de la flèche de la trajectoire (Fig 2.13). La résolution sur l'impulsion est de 2,5% à 45 GeV pour des muons provenant du point d'interaction. La résolution sur la coordonnée $z$ est de 600 $\mu$m.

Dans les bouchons, il y a aussi 3 couches de chambres [23] à dérive qui étendent la couverture angulaire à $\theta \geq 24°$ . La porte en fer aimantée de 90 cm d'épaisseur assurant le retour de champ de l'aimant et créant un champ magnétique toroïdal est située entre la couche interne et la couche médiane. La résolution en impulsion de ces chambres pour des muons de 45 GeV varie avec $\theta$ entre 4% et 35%.

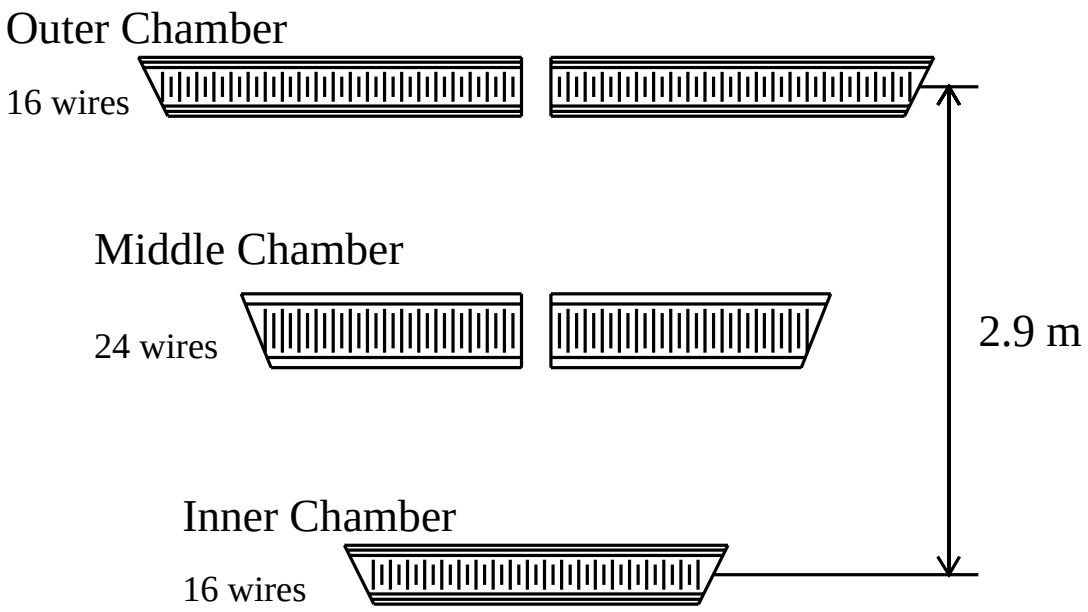



FIG. 2.12 – Vue en coupe d'un octant chambres à muons du tonneau.

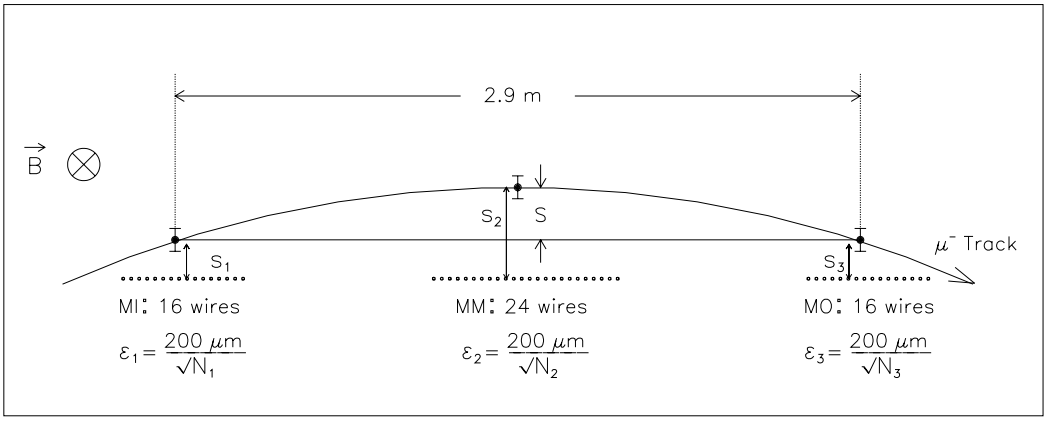



FIG. 2.13 – Flèche d'une trace dans les chambres à muons.

## 2.3 Les calorimètres

### 2.3.1 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [18][24] est un calorimètre à échantillonnage. Il est constitué d'une succession de plaques d'uranium appauvri de 5 mm d'épaisseur dans lesquels les gerbes se développent et de chambres à fils permettant la me-

sure de l'énergie déposée. Les chambres à fils ont alternativement des fils de lecture parallèles (mesure de $\phi$) et perpendiculaires à $z$ (mesure de $\theta$). Les chambres à fils sont entourées d'une feuille de laiton de 0,7 mm d'épaisseur pour les isoler des radiations $\beta$ de l'uranium. L'ensemble de ces éléments est regroupé en plusieurs modules. Le tonneau est constitué de 9 anneaux de 16 modules (Fig 2.14, anneaux R0 à R4)

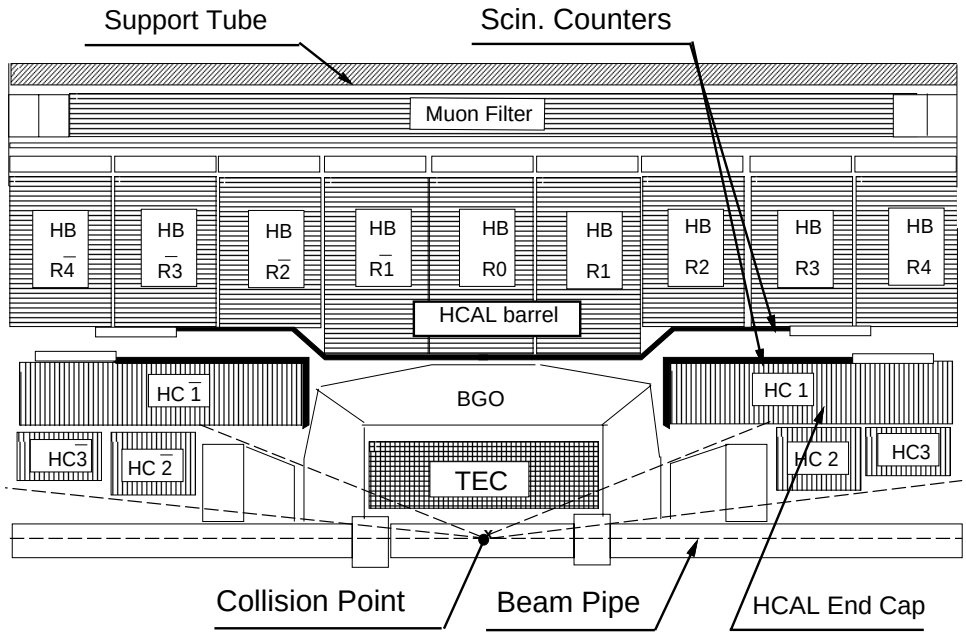



FIG. 2.14 – Vue en coupe d'une moitié des détecteurs internes dans le plan $rz$. Sur le schéma apparaîssent les modules constituant le calorimètre hadronique.

Les anneaux R2 à R4 sont plus courts pour laisser la place aux cables du calorimètre électromagnétique et aux photomultiplicateurs des scintillateurs. Les bouchons sont chacun constitués de 3 anneaux de 8 modules (HC1, HC2 et HC3). L'ensemble du calorimètre couvre la région angulaire $5.5^\circ < \theta < 174.5^\circ$ et sa résolution pour des jets de 91 GeV est de 10.2% [27].

Des scintillateurs plastiques [18] de 1 cm d'épaisseur sont placés le long des modules du calorimètre. Le tonneau en contient 30 de 2,90 m de long et ayant une largeur variant de 16.7 cm à 18.2 cm. Les bouchons en contiennent 16 de 27 cm de long ayant une largeur variant de 18 cm à 27.5 cm. Ces scintillateurs sont lus par des photomultiplicateurs conçus pour fonctionner avec une bonne efficacité dans le champ magnétique.

Ces scintillateurs fournissent une mesure de temps de vol avec une résolution d'environ 0.8 ns dans le tonneau et 1,9 ns dans les bouchons. Ces informations sur les temps de vol sont utilisées pour identifier les rayonnement cosmiques et interviennent dans le processus de déclenchement de l'acquisition. Malheureusement, des problèmes de fonctionnement de ces scintillateurs n'ont pas permis d'exploiter les informations fournies pour éliminer les cosmiques.

Le tonneau contient en plus des filtres à muons entre les anneaux et le tube

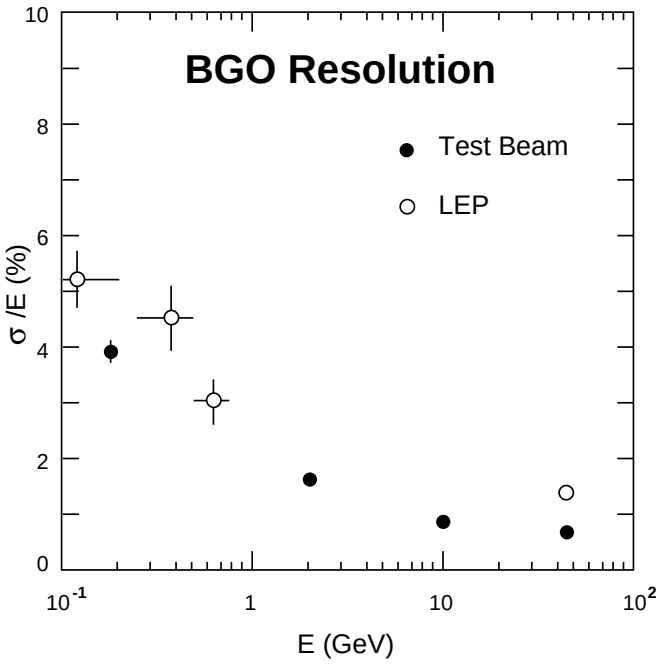



FIG. 2.15 – Résolution en énergie du *BGO*.

support. Ces filtres sont des calorimètres en laiton découpés en 8 secteurs en $\phi$. Chacun de ces secteurs correspond à un octant des chambres à muons. Ces filtres permettent d'absorber les queues des gerbes hadroniques et de signer le passage des muons, ce qui augmente l'efficacité de leur identification.

### 2.3.2 Le calorimètre électromagnétique

#### Le germanate de bismuth

Le germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$) ou BGO est constitué d'atomes lourds, ce qui lui confère un fort pouvoir d'arrêt sur les électrons et les photons. La longueur de radiation est de 1,12 cm (cf. tableau page 76 de [28]). Le BGO est aussi un scintillateur qui convertit l'énergie déposée par les particules de la gerbe en signal lumineux. Le fait que le même matériau serve à la fois au développement de la gerbe électromagnétique et à la mesure de l'énergie permet d'atteindre une excellente résolution en énergie (Fig 2.15).

#### Structure du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique [18] couvre la région $42.5^\circ \leq \theta \leq 137.5^\circ$ dans le tonneau et les régions $9.9^\circ \leq \theta \leq 36.4^\circ$ et $143.6^\circ \leq \theta \leq 170.1^\circ$ dans les bouchons (Fig 2.16). Le tonneau est constitué de 2 demi tonneaux contenant 24 anneaux (segmentation en $\theta$) de 160 cristaux (segmentation en $\phi$). La répartition des cristaux dans un bouchon est représentée sur le schéma de la figure 2.17. Un bouchon est constitué de 6 couronnes contenant d'autant moins de cristaux que $\theta$ est faible. De plus, dans les régions $14.1^\circ \leq \theta \leq 19.95^\circ$ et $160.05^\circ \leq \theta \leq 165.9^\circ$ , 9 cristaux ont été enlevés entraînant un trou pour $257^\circ \leq \phi \leq 281^\circ$ .

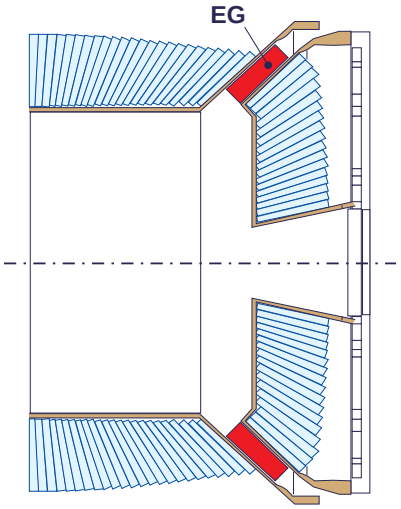



FIG. 2.16 – Schéma, dans le plan $rz$, d'un bouchon et d'un demi-tonneau du $BGO$. Le schéma montre aussi la position des $EGAP$.

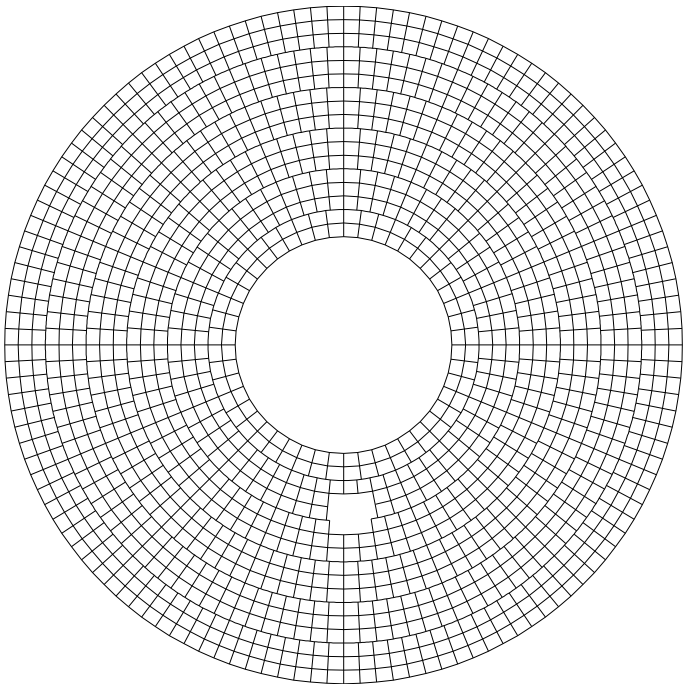


FIG. 2.17 – Répartition des cristaux dans un bouchon du $BGO$ (vue $r\phi$).

Ce trou permet de placer le tube d'un accélérateur RFQ conduisant des protons sur une cible de lithium. Lors de prise de données spéciale de calibration (en général effectuée en début et fin d'année), la réaction pLi $\rightarrow$ Be$\gamma$ produit des photons monoénergiques de 17.6 MeV arrosant l'ensemble des cristaux. La résolution en

énergie du calorimètre pour des électrons et photons de 90 GeV est de 1,06 % dans le tonneau et de 0.86 % dans les bouchons.

Chaque cristal (Fig 2.18) a une forme pyramidale. Il mesure 24 cm de long soit 22 longueurs de radiation. La face avant (resp. arrière) a une surface de 2x2 $cm^2$ (resp.

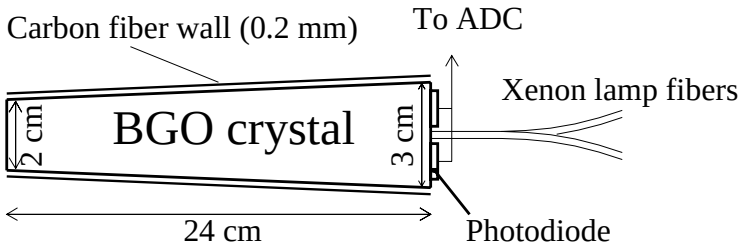



FIG. 2.18 – Schéma d'un cristal du *BGO*.

3x3 $cm^2$). La lumière produite dans chaque cristal est détectée par 2 photodiodes collées sur la face arrière. La surface sensible d'une photodiode est de 1x1,5 $cm^2$.

L'ensemble des cristaux est logé dans une structure alvéolaire en fibre de carbone qui supporte tout le poids du calorimètre. Les parois des alvéoles séparant 2 cristaux ont 200 $\mu$m d'épaisseur. Chaque cristal pointe vers le point d'interaction en $\theta$. Dans la direction $\phi$, chaque cristal a été dépointé de 10 mrad par rapport à la direction du point d'interaction. Cette rotation a pour but d'éviter que des particules traversent le calorimètre sans interagir en passant dans le support en carbone.

#### Dépôt d'énergie dans le calorimètre

Un ensemble de cristaux contigus dans lesquels de l'énergie a été déposée a été appelé un "cluster". Une partition de l'ensemble des cristaux d'un cluster est réalisée à partir des ses maximum locaux d'énergie. Chaque élément de la partition est appelé un "bump" et est l'objet de base utilisé dans l'identification des particules. La position $(\theta, \phi)$ d'un bump est le centre de gravité des dépôts d'énergie qui le constituent.

### 2.3.3 Les EGAP

Les EGAP [22] couvrent l'espace angulaire entre les bouchons et le tonneau du BGO (Fig. 2.16) soit $38° < \theta < 42°$ et $138° < \theta < 142°$ . Ce sont 2 calorimètres électromagnétique de type spaghetti (un de chaque côté du détecteur). Un EGAP est constitué de fibres scintillantes noyées dans 24 briques de plomb de forme trapézoïdale. Pour chaque brique, la lumière est collectée par un guide de lumière et lue par 2 phototriodes. La résolution atteinte est de 10% à 10 GeV et de 5% à 50 GeV.

## 2.4 Détecteurs à bas angles

### 2.4.1 Les moniteurs de luminosité

Les moniteurs de luminosité [18][19] couvrent les régions $1,7° \leq \theta \leq 3,9°$ et $176,1° \leq \theta \leq 178,3°$ . Ils sont chacun constitués de 2 demi cylindres de 304 cristaux de BGO permettant d'atteindre une résolution de 2% sur l'énergie. Pour améliorer la résolution spatiale, ils sont précédés de 3 couches de détecteurs au silicium (1 mesure $\phi$ et 2 mesurent $\theta$, SLUM [19] sur la figure 2.3). Ces détecteurs sont notamment utilisés pour compter le nombre de diffusion Bhabha à bas angle pour la détermination de la luminosité.

### 2.4.2 Les ALR

#### Description

Les ALR [20][30] (Active Lead Rings, Figure 2.19) sont des calorimètres à échantillonnage qui couvrent les régions $3,9° \leq \theta \leq 9°$ et $171° \leq \theta \leq 176,1°$ (Fig. 2.3). Ils

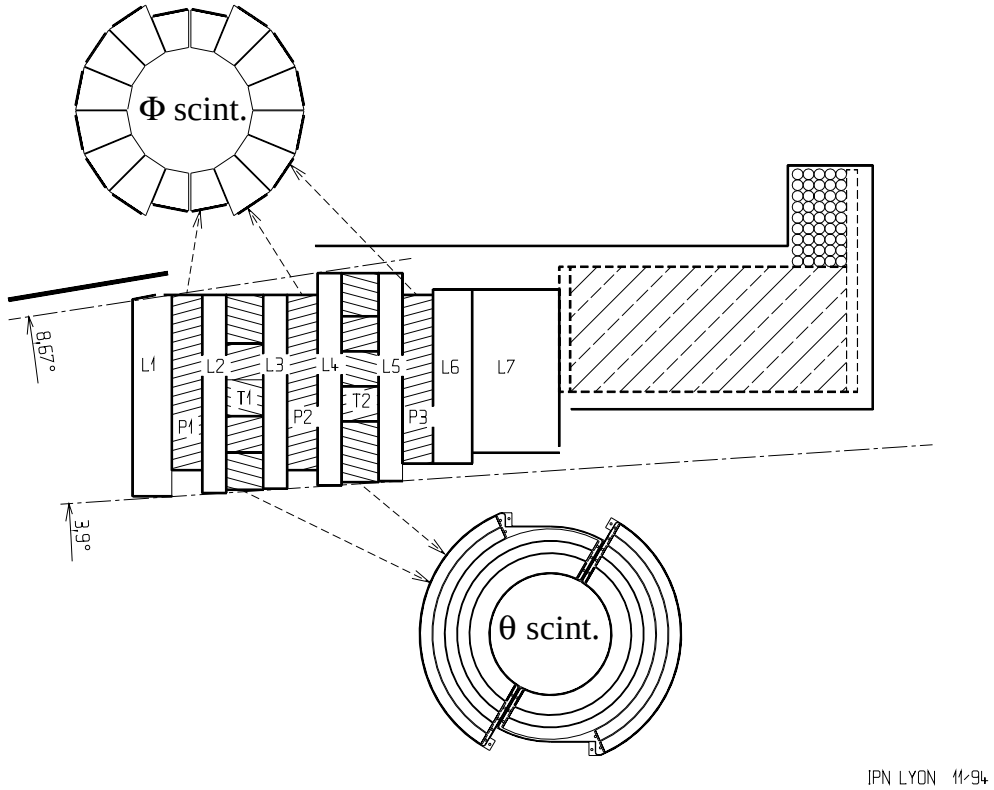



FIG. 2.19 – Schéma des *ALR* et des couches de scintillateurs en $\phi$ et en $\theta$.

sont constitués de couches de plomb dans lesquelles se développent les gerbes et de couches de scintillateurs pour la mesure de l'énergie et de la position de la gerbe.

Un ALR contient 5 couches de scintillateurs (Fig 2.19) : 3 segmentées en $\phi$ et 2 en $\theta$. Les couches en $\phi$ font 1 cm d'épaisseur et sont divisées en 16 secteurs (chacun couvrant donc 22,5° ). Chacun de ces secteurs est un scintillateur de forme trapézoïdale lu par 2 photodiodes collées sur leur bord extérieur. Les 3 couches en

$\phi$ sont décalées les unes par rapport aux autres afin d'obtenir une segmentation globale en $\phi$ de $7,5°$ . La mesure de la position en $\phi$ se fait par reconstruction du centre de gravité de l'énergie déposée. Pour les électrons, la résolution obtenue est d'environ $1,3°$ .

La segmentation en $\theta$ est réalisée par 2 couches de scintillateurs de 14,7 mm d'épaisseur. Une couche en $\theta$ est composée de 5 anneaux concentriques. Chaque anneau est formé de 2 scintillateurs semi-circulaires lus par photodiodes aux 2 extrémités. La résolution en $\theta$ obtenue est d'environ $0.2°$ . Les deux couches en $\theta$ sont décalées pour couvrir les espaces morts introduits par les photodiodes.

## 2.5 Déclenchement

A chaque croisement de faisceau, il faut décider si l'événement doit être enregistré. Cette décision est prise par un système de déclenchement à 3 niveaux [18][31]. Ce système fait passer le taux d'événements de 45 kHz au niveau des collisions à quelques Hz au niveau de l'enregistrement.

### 2.5.1 Déclenchement niveau 1

Un croisement de faisceau a lieu toutes les $22\mu$s. Pendant cet intervalle de temps, le déclenchement de niveau 1 décide si l'événement doit être enregistré. Dans la négative, tous les systèmes sont réinitialisés en vue du prochain croisement de faisceaux. Dans l'affirmative, les données du détecteur sont numérisées et stockées. Cette opération entraîne un temps mort de 2,5 ms pendant lequel le détecteur est indisponible pour les autres croisements.

Pour limiter au maximum les temps morts associés à la lecture des données du détecteur, l'essentiel de la réduction du taux d'événements est assuré par le niveau 1. En effet, la fréquence maximale admissible d'événements sélectionnés par le niveau 1 est de 25 Hz : au delà, certaines mémoires du système de lecture s'engorgent et les détecteurs sont obligés d'attendre la libération de ces mémoires pour transmettre leurs données. Ces temps d'attente sont des temps morts supplémentaires qui font chuter l'efficacité de l'acquisition de plusieurs dizaines de pourcent.

Le déclenchement de niveau 1 est formé de plusieurs composantes. Ces dernières sont associées à des sous détecteurs ou à des canaux de physique. Leurs décisions se font à partir de données partielles issues du détecteur. Les déclenchements principaux sont :

- Le déclenchement en énergie [32] concerne les dépôts d'énergie dans les calorimètres. L'information reçue est regroupée en 512 canaux (super-blocs) pour le BGO et en 384 canaux pour le HCAL. C'est le principal système de déclenchement pour les photons.
- le déclenchement TEC [33] recherche des traces issues du point d'interaction en comparant les traces trouvées à des traces de référence. A ce niveau, un secteur de la TEC est divisé en une matrice de 14 (direction $r$) x 4 (plan $r\phi$) blocs. Les traces y sont définies en terme de blocs touchés.
- Le déclenchement muon [34] cherche des traces dans les chambres à muons en coïncidence avec des scintillateurs touchés.

– Le déclenchement multiplicité [18] si au moins 5 scintillateurs sont touchés dans une fenêtre de 30 ns.

D'autres déclenchements sont utilisés. Parmi eux, le déclenchement luminosité qui cherche la présence d'un dépôt d'énergie de plus de 20 GeV dans chacun des LUMI. Le déclenchement beam-gate est allumé aléatoirement lors des croisements de faisceaux. Les événements enregistrés grâce à ce déclenchement servent à contrôler le comportement du système de déclenchement et à étudier les bruits du détecteur.

### 2.5.2 Le déclenchement "énergie"

Le déclenchement énergie [18][32][31] est un élément du système de déclenchement de niveau 1. Il juge l'intérêt d'un événement à partir de l'énergie déposée dans le BGO et le HCAL. Il est le résultat du ou logique de plusieurs sous-éléments. Parmi eux, notons :

- Les déclenchements énergie totale : Au nombre de 4 (BGO , BGO tonneau, BGO+HCAL et BGO+HCAL tonneau), ils s'allument si l'énergie déposée dépasse un certain seuil. Pour le déclenchement BGO seul, ce seuil est à 30 GeV
- les déclenchements clusters : Ils cherchent des dépôts d'énergie localisés dépassant un certain seuil. Un déclenchement cherche des dépôts dans le BGO seul et un autre dans l'ensemble BGO+HCAL. Les seuils de ces déclenchements sont inférieurs à ceux des déclenchement énergie totale. Ce seuil est de 6 GeV pour le BGO.
- le déclenchement hit : Il s'allume si il y au moins 2 dépôts d'énergie de plus de 5 GeV.
- déclenchement photon unique : Uniquement défini dans le tonneau, il s'allume si l'énergie d'un dépôt du BGO représente au moins 80 % de l'énergie déposée dans le BGO. Le seuil de ce déclenchement est de 1.5 GeV.

### 2.5.3 Déclenchement niveaux 2 et 3

Lorsque le déclenchement de niveau 1 est positif, en parallèle avec la lecture des données, le traitement par le niveau 2 [31][35] du déclenchement s'effectue. Cette opération prend environ 500$\mu$s. En cas de réponse positive du niveau 2, le niveau 3 [36] rassemble l'ensemble des données numérisées et les utilise pour décider si l'événement doit être sauvegardé pour les analyses. Celui-ci, outre le temps de décision encore plus long, a accès à toute l'information issue du détecteur. Ces 2 niveaux de déclenchement servent à rejeter les événements dus au bruit électronique du détecteur ou aux bruits physiques liés au détecteur (activité de l'uranium du calorimètre hadronique), au faisceau (radiation synchrotron, interaction faisceau-gaz résiduel, faisceau-tube) et au milieu extérieur (rayonnement cosmique). Seuls les événements n'ayant allumé qu'un seul des 4 déclenchements principaux du niveau 1, peuvent être éventuellement rejetés par le niveau 2.

# Chapitre 3

# SUperSYmétrie dans les événements radiatifs

Ce chapitre est le fruit d'un travail mené avec M. Chemarin et J. Fay.

## 3.1 Introduction

La recherche des particules supersymétriques à LEPII s'est concentrée essentiellement sur des scénarios admettant comme hypothèse de base la conservation de la R-parité. Dans le cadre de cette hypothèse, les événements recherchés se caractérisent par un manque d'énergie par rapport à celle apportée par l'électron et le positron dans la voie initiale. En effet, en raison de la conservation de la R-parité, la LSP est une particule stable et neutre qui, de par son interaction faible, échappe à la détection. Ceci conduit à un manque d'énergie dans la voie finale. Celui-ci est total dans des réactions telles que $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ où une paire de LSP est produite [1]. Ce type d'événements, dans lesquels les particules recherchées échappent à la détection, rappelle celui de la production de paires de neutrinos $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}$, étudiés à LEPI pour la recherche du nombre de familles de neutrinos $n_\nu$. La technique utilisée dans cette étude consistait à rechercher des événements à photon unique qui proviennent essentiellement de la réaction $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$. La présence du photon accompagnant la production de la paire permet au détecteur d'enregistrer l'événement. A partir des événements ainsi enregistrés on peut remonter à la section efficace de la réaction $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}$. Cette dernière dépend du nombre de familles de neutrinos dont la masse est inférieure à la moitié de l'énergie du centre de masse soit M($Z$)/2 à LEPI.

La production radiative $\nu\bar{\nu}\gamma$ étant faible par rapport à la production de paires de

[1] On a considéré ici le neutralino le plus léger comme la LSP. Le sneutrino peut être la LSP, mais des études expérimentales récentes ont exclu la possibilité que la masse du sneutrino soit inférieure à $500\,GeV$ rendant ce scénario inintéressant pour la recherche à LEPII.

neutrinos [2], ceci doit être compensé par une grande luminosité et une très bonne efficacité de détection des photons. L3 possède, comme le montre le chapitre précédent, un calorimètre électromagnétique dont les performances permettent d'obtenir une très bonne efficacité de détection même à très faible énergie.
La ressemblance entre les deux situations (production de neutrinos et de particules supersymétriques indétectables) conduit à penser que la même technique, qui a été utilisée avec succès pour l'étude du nombre de familles de neutrinos[37], peut servir à l'étude de la production des particules supersymétriques, et tout particulièrement celle de la LSP pourvu que le taux de production de ces dernières soit suffisamment élevé.

L'utilisation de cette technique pour la recherche des particules supersymétriques doit néanmoins faire face à la contribution des processus du Modèle Standard comme celui de la production radiative de neutrinos mentionné plus haut. Cette contribution peut être un obstacle sérieux lorsqu'il s'agit de processus supersymétriques de faible section efficace. Ainsi, toute mise en évidence de la supersymétrie utilisant les événements à photon unique nécessite une connaissance précise des processus du SM associés.
La montée en énergie à LEPII ouvre également la possibilité d'avoir plus d'un photon dans la voie finale ce qui requiert la recherche d'événements à un ou deux, voire trois photons dans la voie finale. Dans la suite, tous ces événements caractérisés par la présence d'un ou plusieurs photons seront appelés événements radiatifs.

Dans ce chapitre, après un rappel des processus du Modèle Standard associés aux événements radiatifs, nous passons en revue les différents générateurs permettant la simulation de tels processus. Nous présentons ensuite les études que nous avons menées pour le contrôle des différents sous-détecteurs utilisés dans la sélection des événements radiatifs. L'étude de la contamination possible de ces derniers par des cosmiques est ensuite détaillée ainsi que l'étude du taux de conversion des photons dans le détecteur. La sélection des événements à un et deux photons est présentée avec les résultats obtenus dans les deux cas. Une comparaison avec les processus supersymétriques donnant naissance à des événements radiatifs nous permet de déduire la place de la supersymétrie dans ce type d'événements.

### 3.1.1 Les événements radiatifs dans le SM

Les événements à photon unique doivent leur nom à la présence d'un seul photon dans le détecteur. Bien entendu, ceci ne signifie pas l'absence d'autres particules dans le même événement sinon les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie seraient violées. Il s'agit tout simplement de particules qui échappent à la détection, soit par leur nature particulière qui leur permet de traverser le détecteur sans être interceptées, soit à cause de l'imperfection du détecteur qui se traduit par une "acceptance" limitée. Cette remarque se généralise bien entendu à tous les événements radiatifs.

Nous allons ci-après mentionner les deux processus du SM qui jouent un rôle déterminant dans notre recherche des processus supersymétriques produisant des événements radiatifs, en précisant dans chaque cas l'incertitude théorique qui en-

[2] un facteur de l'ordre de $\alpha_{em}$.

tache leur estimation. Il s'agit du processus $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$ prépondérant à haute énergie et du processus $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ où les deux particules chargées sont produites à des angles pour lesquels le détecteur $L3$ n'est pas instrumenté (ou momentanément inactif). Absent pour des photons de haute énergie, ce dernier processus devient important pour l'étude des processus supersymétriques avec des photons de basse énergie.

### 3.1.2 $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$

La production d'une paire de neutrinos accompagnée par un photon résulte, à l'ordre de l'arbre, de la contribution de cinq diagrammes de Feynman représentés dans la figure3.1.

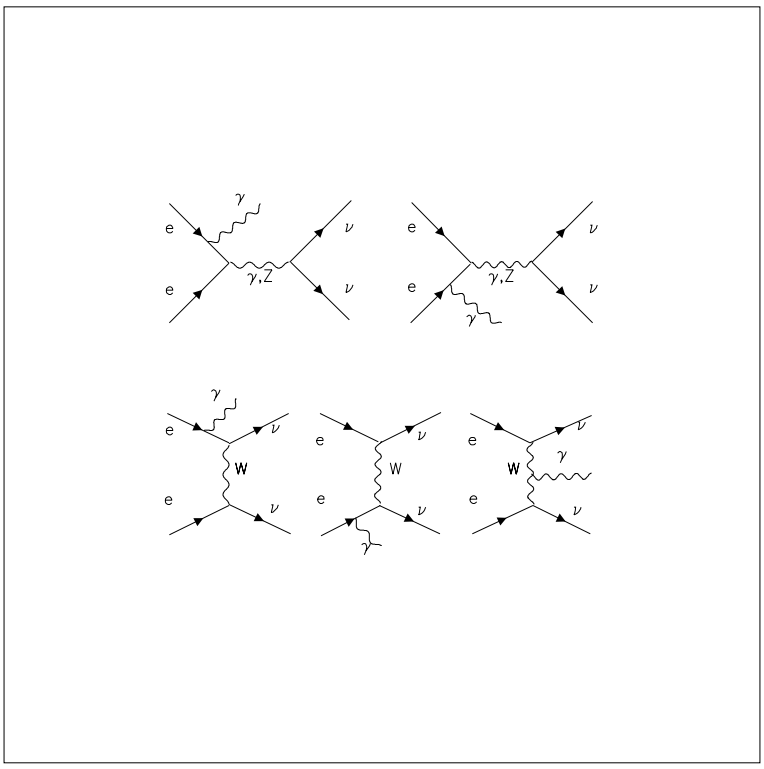



FIG. 3.1 – Diagrammes de Feynman correspondant à la production d'une paire de neutrinos et d'un photon

A LEPI, où l'énergie du centre de masse correspond à la masse du boson $Z$, la contribution des canaux dans la voie t (limitée à la production des neutrinos du type électronique) est négligeable. Ce qui justifie l'approximation dite "Point Interaction" [38] où la masse du boson $W$ est considérée comme infinie et où le couplage non-abelien $WW\gamma$ est supprimé. Cette approximation permet un calcul simple de la section efficace. Il facilite en même temps la mise au point au niveau technique d'un générateur d'événements avec un photon et une paire de neutrinos dans la voie finale [39]. Dans ce générateur, les événements sont construits en deux étapes. Tout d'abord le spectre du photon est donné à l'aide d'un radiateur $H_\gamma$

attaché à une des particules chargées dans la voie initiale. Ce radiateur représente le contenu en composante photonique de la fonction de structure de la particule chargée. Ensuite, la paire de neutrinos est produite à une énergie réduite $\sqrt{s}'$ :

$$s' = s(1-x) \tag{3.1}$$

où x est la fraction d'énergie emportée par le photon. En effet, cette construction suit fidèlement l'expression de la section efficace différentielle du processus $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$ estimée à l'aide de l'approximation citée auparavant. Cette section efficace peut s'écrire comme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx d\cos\theta} = \sigma_0(s(1-x))H_\gamma(x,\theta,s) \tag{3.2}$$

avec $\sigma_0$ la section efficace totale de production d'une paire de neutrinos dans la voie finale, $\theta$ étant l'angle du photon avec la particule chargée qui l'émet. $H(x,\theta,s)$ peut s'écrire dans l'approximation précédente comme :

$$H_\gamma(x,\theta,s) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi x}\left(\frac{(2-x)^2+x^2}{(1+\frac{m^2}{E_B^2})^2} - \frac{m^2}{E_B^2}\frac{1-x}{(1+\frac{m}{E_B}+cos\theta)^2} - \frac{m^2}{E_B^2}\frac{1-x}{(1+\frac{m}{E_B}-cos\theta)^2}\right) \tag{3.3}$$

avec $m$ la masse de l'électron. La section efficace différentielle augmente considérablement aux petits angles mais reste finie. Ce n'est pas le cas à faible énergie où on rencontre une singularité. En intégrant sur les angles, on peut expliciter cette singularité dans le radiateur H :

$$H_\gamma(x,s) = \frac{\alpha_{em}}{\pi}(\ln\frac{s}{m_e^2} - 1)\frac{1+(1-x)^2}{x} \tag{3.4}$$

Des corrections radiatives d'ordres supérieurs sont ensuite rajoutées. Il s'agit notamment des corrections de types "soft" et colinéaires. Les corrections "soft" prennent en compte la production des photons supplémentaires dont l'énergie est suffisamment faible pour échapper à la détection (photons mous). Elles tiennent également compte d'une partie des corrections des vertex dues à l'émission puis l'absorption des photons virtuels. Les diagrammes de la figure 3.2 sont des exemples de ceux considérés dans les corrections "soft". Les corrections colinéaires prennent en compte l'effet des photons produits dans la même direction et vus comme un seul photon dans le détecteur. Les diagrammes de la figure 3.3 représentent le type des corrections colinéaires associées à la détection d'un photon unique.
Ces corrections permettent de régler le problème des divergences dues à la production des photons dans la voie initiale. La divergence infrarouge, observée dans l'expression du radiateur $H(x,s)$ à faible x, se trouve ainsi compensée par la contribution des corrections radiatives.
Le générateur présenté ci-dessus fut le premier à être utilisé. Cependant, d'autres générateurs, partant d'un calcul partiel des diagrammes de Feynman précédents à l'ordre de l'arbre, ont été aussi employés à LEPI. Ils diffèrent les uns des autres par

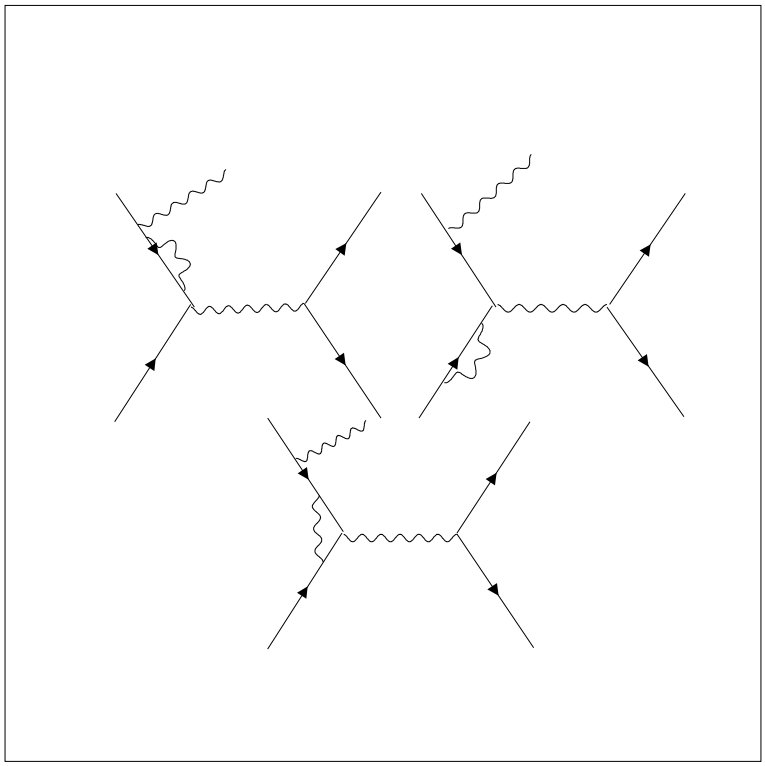


FIG. 3.2 – Quelques diagrammes de correction radiative du type "soft".

la méthode utilisée dans la prise en compte des corrections radiatives les plus importantes. Ces méthodes sont basées sur des algorithmes comme le P.S (Parton Shower) utilisé dans le générateur Pythia [40] ou l'algorithme d'exponentiation Y.F.S utilisé dans KORALZ [41]. D'autres générateurs comme MMM [42] et NUNUPVG [43] utilisent la méthode de fonction de structure mentionnée au début.

Le passage à LEPII avec des énergies au centre de masse plus élevées ne permet plus de négliger la contribution du canal t. Seuls les générateurs tenant compte d'une façon exacte ou effective de cette contribution peuvent être utilisés. Parmi ces générateurs, on trouve KORALZ, NUNUGPV et MMM. Ce dernier fut le premier générateur effectuant un calcul exact de la production d'un photon à l'ordre de l'arbre avant l'avènement du LEPII. NUNUGPV va au delà du calcul proposé dans MMM en effectuant un calcul exact de la production d'un, deux et trois photons à l'ordre de l'arbre. La contribution de ces deux dernières configurations aux événements à photon unique n'est pas négligeable car les photons supplémentaires sont souvent produits à de faibles angles et peuvent donc être perdus dans le tube du faisceau. KORALZ se différencie des autres par le fait qu'il tient compte du canal t d'une façon approximative. Il se différencie également, comme mentionné plus haut, par la technique utilisée dans le traitement des corrections radiatives. Historiquement, c'est KORALZ qui a été utilisé dans l'analyse de L3 car il pouvait produire des événements à un ou deux photons d'une manière cohérente ce qui ne fut pas le cas des autres au démarrage du LEPII. Par la suite les différentes collaborations ont utilisé également NUNUGPV dans sa version finale [44].

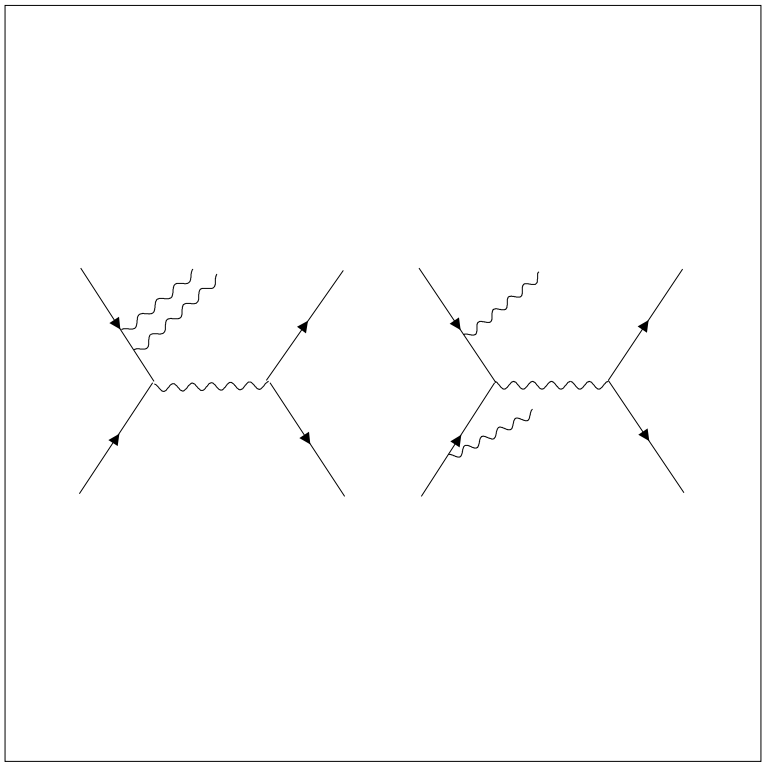


FIG. 3.3 – Quelques diagrammes de correction radiative du type colinéaire

Ces deux générateurs donnent des résultats légèrement différents pour les événements à photon unique. Nous avons réalisé une comparaison entre les deux générateurs à une énergie de $\sqrt{s} = 200\,GeV$ en faisant appel à une simulation complète du détecteur L3. Le spectre en énergie, rapportée à celle du faisceau, du photon le plus énergique détecté est montré dans la figure 3.4. Dans 3.5, la distribution angulaire de ce dernier est illustrée à son tour.
Les deux générateurs donnent pratiquement les mêmes résultats avec un léger excès du spectre prévu par KORALZ par rapport à celui de NUNUGPV sous le pic du retour radiatif. A basse énergie la situation est inversée. Cette différence entre les deux générateurs sera considérée comme une source d'erreur systématique.

### 3.1.3 $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$

La production d'une paire d'électrons dans la voie finale est un processus qui a été bien étudié à LEPI. Les électrons produits ont deux directions opposées et possèdent la même énergie que ceux dans la voie initiale. Ce processus est dominé par le canal t, ce qui conduit à une distribution angulaire piquée vers les petits angles. Comme dans le cas de paire de neutrinos, un ou plusieurs photons peuvent accompagner la production d'une paire d'électrons. L'énergie du photon augmente avec celle du centre de masse et peut devenir détectable si le photon est produit dans une direction instrumentée du détecteur. La présence du photon modifie l'équilibre cinématique des deux électrons qui ne se trouvent plus sur des directions opposées.

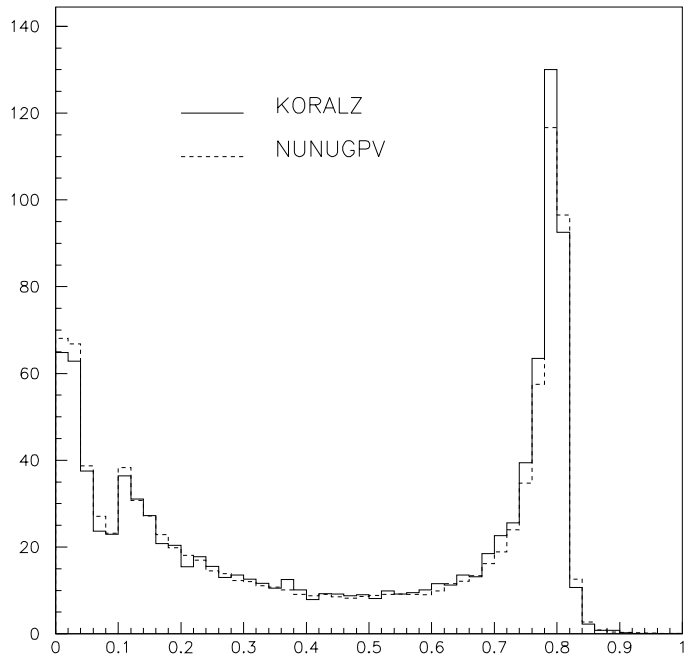



FIG. 3.4 – Comparaison du spectre d'énergie rapportée à celle du faisceau, du photon le plus énergique dans le détecteur L3 issu des simulations KORALZ et NUNUGPV.

Si le photon emporte une énergie importante, l'un au moins des deux électrons est sérieusement dévié et s'éloigne ainsi de la direction privilégiée à $\theta = 0$. Dans ce cas, le photon ne sera pas seul à être détecté et l'événement n'est pas considéré comme un événement à photon unique. Par contre, si l'énergie emportée par le photon est faible, la déviation des électrons reste modérée ($\theta \leq \theta_{tube}$). Le détecteur ne voit dans ce cas qu'un photon de faible énergie. Ainsi ce canal devient l'essentiel de la contribution du SM au spectre des événements à photon unique de basse énergie.

Comme précédemment, les corrections radiatives, "soft" et colinéaires, doivent être prises en compte correctement. Nous avons adapté un générateur développé grâce au travail de D. Karlen [46] afin d'être utilisé dans notre étude. Ce générateur tient compte du traitement théorique nécessaire pour résoudre les problèmes de singularités rencontrées en l'absence des corrections radiatives.

## 3.2 Données expérimentales et contrôle du détecteur

La comparaison entre les données expérimentales enregistrées par le détecteur et celles attendues dans le cadre du SM est la pierre angulaire dans la recherche d'une déviation par rapport à ce modèle. Mais avant de tirer la moindre conclusion trois points sont incontournables :

– vérifier le bon fonctionnement du détecteur,

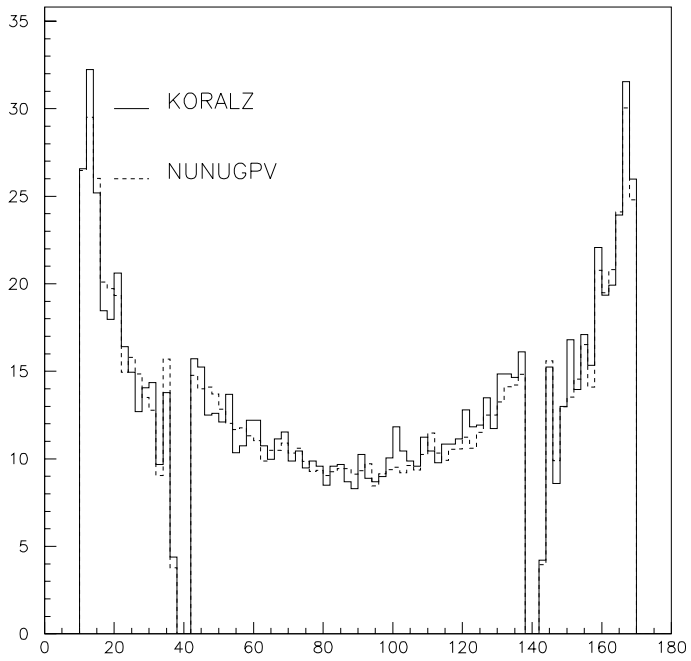



FIG. 3.5 – Comparaison de la distribution angulaire du photon le plus énergique dans le détecteur L3 issu de la simulation de KORALZ et NUNUGPV. Les trous autour des angles 40° et 140° correspondent à l'absence du calorimètre BGO dans la zone séparant la partie centrale du détecteur de ses bouchons.

- s'assurer que la simulation tient correctement compte de l'état du détecteur,
- utiliser des générateurs d'événements étant les plus fidèles possibles à ce qui est prévu dans le cadre du SM ou, à défaut de tels générateurs, en utiliser plusieurs afin de quantifier la déviation possible par rapport à la vraie contribution du SM.

Dans le cadre de la recherche des événements à photon unique il faut contrôler, d'une façon sure, le bon fonctionnement du détecteur électromagnétique BGO responsable de la détection du photon. Il faut également contrôler les détecteurs dont le mauvais fonctionnement conduirait à masquer une partie de l'événement qui se trouve assimilé à un vrai événement à photon unique.

Afin de pallier ce genre de défaillance, nous disposons des données associées à certains canaux physiques qui ont l'avantage d'être simples et bien connus. Ces canaux peuvent être utilisés comme outils de contrôle. Parmi ces canaux, les réactions $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$ et $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ jouent un rôle essentiel dans nos études du détecteur.

La première réaction fournit deux outils. Tout d'abord, en l'absence du photon, les deux électrons partagent la même énergie que celle du faisceau et sont dans deux directions opposées. Ceci permet de fournir un outil du contrôle de l'énergie électromagnétique enregistrée par rapport à celle sensée être produite. Egalement,

les contraintes cinématiques de la paire des électrons produits constituent un moyen efficace pour étudier le fonctionnement des différents secteurs de la chambre à traces. En effet, l'absence d'une des deux traces associées aux dépôts d'énergie dans le BGO est généralement significative d'une défaillance du secteur de la TEC se trouvant devant.

En la présence d'un photon, la réaction en question peut donner naissance à des événements à électron unique ce qui fournit le deuxième outil de contrôle. En effet, dans cette configuration à trois corps, un électron est détecté dans la chambre à traces. Une des deux autres particules restantes part pratiquement toujours dans le tube $\theta < \theta_{tube}$. La cinématique à trois corps permet de prédire l'orientation ainsi que l'énergie de la dernière particule. Cette prédiction sert à évaluer la performance et surtout l'état de marche des détecteurs notamment ceux situés à faible angle tels que les Lumi et les ALR.

La réaction $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ contribue également à la calibration de l'énergie du BGO, mais son utilisation principale ici se trouve dans le contrôle du taux de conversion des photons en paires $e^+e^-$. En effet, lorsque les secteurs de la TEC fonctionnent corectement, une configuration de deux dépôts d'énergie voisine de $\sqrt{s}/2$ dans deux hémisphères opposées et dont un des deux est associé à une ou deux traces dans la TEC permet d'estimer le taux de photons convertis(au moins à haute énergie[3]). Cette estimation aide à vérifier et à corriger le cas échéant le taux donné par la simulation. Ce taux peut fausser la comparaison entre les données et la prédiction dans le cas d'un photon unique.

### 3.2.1 Contrôle des détecteurs à l'aide des électrons uniques

La présence d'un électron unique dans le détecteur est quasiment la signature d'une réaction du type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Comme expliqué précédemment, la connaissance de l'énergie et des angles $(\theta, \Phi)$ de cet électron détermine, lorsqu'une des deux particules restantes est perdue dans le tube, l'orientation de la troisième. Cette détermination, bien qu'entachée d'une faible erreur due à l'ouverture angulaire du tube ($\theta < 1,43°$), permet d'étudier les différents détecteurs notamment ceux qui se trouvent vers les petits angles. Le bon fonctionnement de ces détecteurs est essentiel dans ce genre d'analyse car la moindre défaillance transforme les événements du type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ avec les deux électrons aux petits angles en des événements de photon unique.

Afin de contrôler le fonctionnement de chaque détecteur en fonction du temps nous sélectionnons des événements dont la caractéristique principale est la présence d'une seule trace dans la TEC dans une région angulaire où le détecteur TEC permet de distinguer les vraies traces de celles dues aux bruits électroniques. Cette trace doit être associée à un dépôt d'énergie dans le BGO compatible avec une gerbe électromagnétique. L'absence de toute autre trace ou dépôt d'énergie (même peu significatif) dans la TEC et le BGO est exigée afin d'avoir un échantillon le plus pur possible.

Pour chaque trace identifiée à un électron solitaire, on prédit l'angle de l'électron, ou du photon dévié, par rapport à l'axe du faisceau. Le détecteur situé à l'angle de

[3]La dépendance du taux de conversion en énergie est très faible.

prédiction est ensuite examiné. L'absence d'un signal dans ce détecteur permettra de déceler de possibles défaillances. Afin de rendre cette étude plus fiable le nombre d'événements doit être statistiquement significatif pour les périodes étudiées. Ci-après, les figures 3.6 et 3.7 montrent le rapport entre les événements pour lesquels le détecteur en question a été touché par rapport à la totalité des événements concernés. Ces rapports sont exprimés en fonction des périodes de prises de données représentées ici par un numéro allant de 1 à 100. Chaque numéro regroupe un nombre variable de " runs " mais qui sont tous statistiquement équivalents (environ $2\,pb^{-1}$). La figure 3.7 montre à titre d'exemple, l'existence d'une période de mauvais fonctionnement des ALR lors de la campagne de prise de données de l'an 2000 [4].

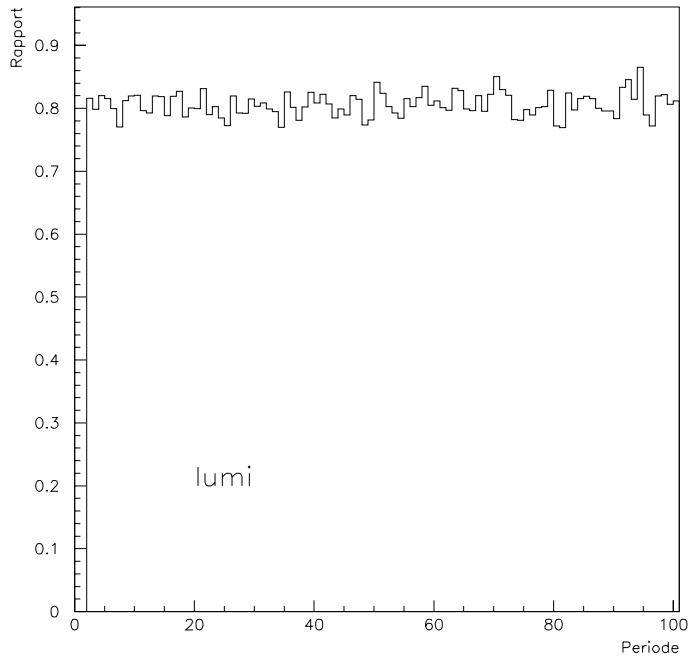



FIG. 3.6 – Contrôle du luminomètre pour la campagne de prise de données de l'an 2000.

Ce type d'analyse permet de contrôler, d'une façon globale, le fonctionnement des détecteurs tels que les LUMI et les ALR utilisés dans cette analyse comme veto. Les périodes représentant des anomalies (représentées par un excès ou un déficit par rapport à la moyenne) sont ensuite analysées d'une manière plus détaillée, et les "runs" associés à ces anomalies sont soit rejetés, soit pris en compte correctement quand le rôle du détecteur en question n'est pas déterminant.

La réaction $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ sert également à tester le bon fonctionnement de la TEC. En effet, en sélectionnant des événements avec un seul dépôt d'énergie dans

[4] On remarque que le rapport n'est pas égal à l'unité en périodes normales. Ceci est lié à l'approximation faite concernant l'angle de déviation de la troisième particule $\theta = 0°$, ainsi qu'a la résolution angulaire des traces de faible énergie.

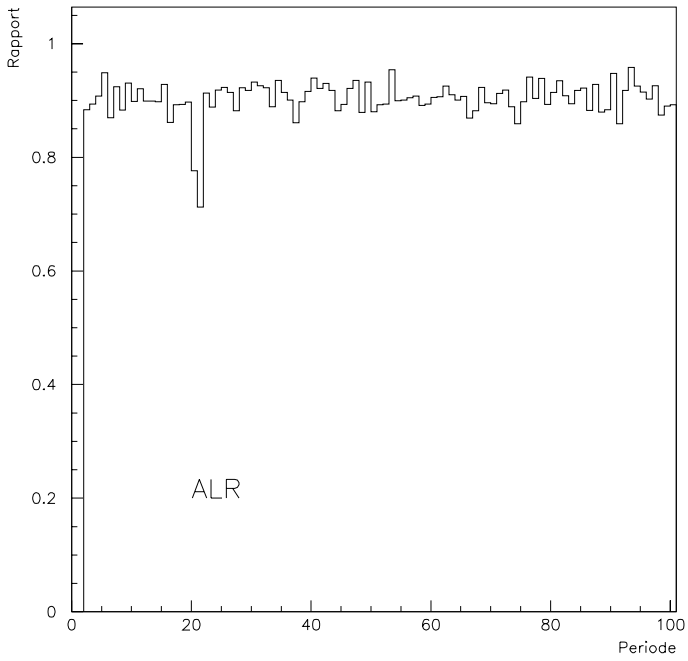



FIG. 3.7 – Contrôle du détecteur ALR pour la campagne de prise de données de 2000.

le BGO compatible avec une gerbe électromagnétique, nous pouvons voir l'état des secteurs de la TEC en comparant, secteur par secteur, le nombre de ces événements associés à une trace à ceux sans trace. Il est clair que la défaillance d'un secteur de la TEC transforme un événement de type électron unique en un de type photon unique. A basse énergie les événements du premier type sont plus nombreux que ceux du type photon unique (environ un ordre de grandeur de différence). Ainsi un excès d'événements à photon unique de basse énergie constitue un signe de mauvais fonctionnement de la TEC. Cette défaillance pourrait être confirmée par l'absence d'événements Bhabha dans ce secteur (une seule trace au lieu de deux). Malheureusement, à cause des statistiques limitées, cette méthode ne peut déceler que des défaillances de longue durée.[5]

### 3.2.2 Etude des photons convertis

L'étude des événements à photon unique doit prendre en compte le taux de conversion des photons dans le détecteur. Cette conversion résulte de l'interaction du photon avec les différentes matières qu'il traverse comme le tube de faisceau et le détecteur microvertex, après sa production au vertex primaire. La majeure partie des photons convertis donnent naissance à une paire d'électrons qui sont a

[5]D'autres méthodes utilisant des événements du type hadronique sont plus adéquates pour étudier les problèmes de la TEC de courte durée.

priori tous les deux détectés dans la TEC. Il arrive, lorsque les deux électrons sont énergiques, que l'angle entre les deux soit très faible. Dans ce cas, la TEC les confond en signalant la présence d'une seule trace. Ces photons convertis sont pris en compte dans la simulation effectuée par GEANT [47] qui décrit les différents constituants du détecteur susceptible d'être rencontrés par le photon avant son arrivée au calorimètre électromagnétique. Or, la simulation ne peut pas reproduire d'une manière exacte les interactions entreprises par le photon. Il est donc nécessaire, vue l'importance du sujet dans notre analyse, de réaliser une étude expérimentale pour vérifier la validité de la simulation et la corriger le cas échéant.

Pour ce faire, nous cherchons à compter le nombre d'événements de type $\gamma\gamma$ coplanaires dont un des deux photons s'est converti donnant naissance à une ou deux traces dans la TEC. La première catégorie est plus facile à sélectionner car il s'agit de chercher une trace associée à un des deux dépôts d'énergie dans le BGO, chacun des deux dépôts possédant une énergie proche de $\sqrt{s}/2$ et se situant à deux endroits opposés du détecteur. Bien entendu, ce genre d'événements peut provenir de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ avec un des deux secteurs de la TEC, contenant les électrons, inactif. C'est l'utilisation de l'étude réalisée sur la TEC, mentionnée ci-dessus, qui permet d'éliminer la contamination par les événements Bhabhas. Pour estimer le taux de photons convertis en une seule trace, nous sélectionnons tout d'abord les événements correspondant à deux dépôts d'énergie dans le BGO compatibles avec des gerbes électromagnétiques coplanaires. Ensuite, à l'intérieur de ce lot, nous identifions ceux correspondant à un photon converti :

**Catégorie A-** Evénements à 2 gerbes électromagnétiques coplanaires et rejection des Bhabhas :

- deux dépôts d'énergie dans le BGO,
- pas plus d'une trace dans la TEC,
- le dépôt le plus énergique doit avoir une énergie supérieure à $(\sqrt{s}/2-20)$ GeV,
- le dépôt le moins énergique doit avoir une énergie supérieure à $(\sqrt{s}/2-50)$ GeV,
- l'acoplanarité$(\phi_1 - \phi_2 - 180°)$ des deux dépôts est inférieure à 3°,
- l'acolinéarité$(\theta_1 - \theta_2)$ des deux dépôts est inférieure à 5°,
- les deux dépôts sont compatibles avec des gerbes électromagnétiques,
- d'autres dépôts sont tolérés s'ils ne sont pas significatifs :
  - énergie inférieure à 0,5 GeV,
  - nombre de cristaux inférieur à 3.

**Catégorie B-** Evénements avec un photon converti à une seule trace :

A l'intérieur des événements déjà sélectionnés nous cherchons ceux dans lesquels un des deux dépôts est associé à une trace dans la TEC. Cette trace doit satisfaire les conditions suivantes :

- la trace n'est pas due à un bruit :
  - au moins 15 fils touchés dans le secteur central et au moins 5 dans les secteurs extérieurs,
  - l'étendue des traces doit être supérieure à 30 fils dans la région centrale et supérieure à 8 dans les autres secteurs.
- la différence angulaire entre la trace et le dépôt doit être inférieure à 3° en $\phi$ et inférieure à 5° en $\theta$.

Le tableau 3.1 donne le nombre d'événements sélectionnés dans les deux catégories pour les trois campagnes de prises de données. Le rapport entre des deux catégories est donné ainsi que l'erreur qui lui est associée. L'erreur donnée est statistique, estimée en supposant une distribution binomiale : $\Delta R_i = \sqrt{R_i(1-R_i)/N_i}$ où $R_i, N_i$ sont successivement le rapport entre les deux catégories et le nombre d'événements sélectionnés pour chaque période. L'incertitude systématique estimée en faisant varier les critères de selection est inférieure à l'incertitude statistique[17].

Le taux de conversion extrait des données peut être comparé à celui de la simulation pour les événements du type photon unique de haute énergie. Ce taux peut être extrait des événements simulés en cherchant parmi les dépôts signalés dans le BGO, ceux qui sont associés à une seule trace dans la TEC. Les taux de conversion ainsi obtenus pour les différentes énergies allant de 189 GeV à 206 GeV ainsi que ceux obtenus par la simulation sont donnés dans le même tableau.

| Année | Catégorie A | catégorie B | taux de conv.(données) | taux de conv.(simulation) |
|---|---|---|---|---|
| 1998 | 505 | 19 | 1.9 $\pm$.4% | 1.8 % |
| 1999 | 456 | 25 | 2.7 $\pm$.4% | 2.0 % |
| 2000 | 582 | 22 | 1.8 $\pm$.4% | 1.9 % |

TAB. 3.1 – Nombre d'événements sélectionnés dans les catégories A et B ainsi que les taux de conversion mesurés et ceux obtenus par la simulation.

Les taux de conversion extraits des données sont compatibles entre eux et avec ceux mesurés expérimentalement. Seule la campagne de 1999 présente un excès d'environ deux écarts-type par rapport au taux de la simulation. On considèrera le taux de conversion utilisé dans la simulation comme correct tout en prenant la différence entre la valeur mesurée et celle obtenue comme une erreur systématique.

### 3.2.3 Etude du système de déclenchement "énergie"

Les événements à grande multiplicité peuvent déclencher leur enregistrement grâce à la participation de plusieurs détecteurs. En revanche, pour les événements à photon unique, où seul le BGO est a priori concerné, l'efficacité d'enregistrement devient plus délicate. Afin d'enregistrer les événements de ce type efficacement, un logiciel de déclenchement spécial, basé essentiellement sur l'énergie recueillie dans le BGO, a été conçu. L'étude des événements à photon unique nécessite d'une part la vérification du bon déclenchement de l'enregistrement de ces derniers et d'autre part la vérification que la simulation du déclenchement reproduit la réalité. Ce deuxième point est crucial car il peut influencer l'étude visant à mettre en évidence la nouvelle physique à travers un excès de ce type d'événements.

Pour ce faire, nous étudions l'efficacité de ce système de déclenchement à l'aide d'événements susceptibles de l'activer mais qui sont enregistés grâce à d'autres systèmes indépendants de celui là. Les événements utilisés doivent ressembler à ceux de photon unique avec un dépôt électromagnétique dans le BGO. Ce dépôt doit être a priori unique mais il peut néanmoins être accompagné par d'autres dépôts s'ils sont

insignifiants ou s'ils ne risquent pas de déclencher à eux seuls le système en question[6]. Les systèmes de déclenchement indépendants de celui étudié sont les suivants :

- système de déclenchement basé sur la présence de dépôts d'énergie dans les LUMI,
- système de déclenchement basé sur la présence de dépôts d'énergie dans les ALR,
- système de déclenchement basé sur la présence d'un électron unique (trace dans la TEC et dépôt d'énergie dans les détecteurs à bas angles),
- système de déclenchement basé sur la présence de plusieurs traces dans la TEC,
- système de déclenchement basé sur la présence des muons dans les chambres à muons,
- système de déclenchement activé par les scintillateurs touchés.

En comptant parmi les événements ainsi collectés ceux qui ont également déclenché l'enregistrement grâce au système d'énergie dans le BGO nous pouvons déduire l'efficacité de ce dernier. Les événements ainsi sélectionnés dans les trois campagnes de données sont abondants à basse énergie et rares à très haute énergie. Cela vient du fait que la plupart de ces événements résultent de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ pour lesquels l'électron ou le photon dévié est à basse énergie. Cette limitation à haute énergie rend la comparaison, entre les données et la simulation dans cette région, assujettie à des fluctuations statistiques. Le résultat de comparaison dans la figure 3.8 montre que l'efficacité du déclenchement des données à haute énergie ($> 10\,GeV$) est quasiment constante, comme prédit par la simulation, mais légèrement inférieure à la prédiction(simulation $2-3\%$ supérieure aux données réelles). A basse énergie par contre la différence peut atteindre les 5% bien que la forme soit correctement reproduite par la simulation.

La différence entre les données et la simulation n'est pas limitée au spectre d'énergie. Elle est également apparente lorsqu'on compare la distribution angulaire des événements. L'origine de cette différence réside dans le fonctionnement parfois défaillant de quelques super-blocs qui servent à déclencher l'enregistrement de l'événement dans le BGO. Ces super-blocs sont répartis d'une façon uniforme en 32 rangées en $\Phi$ et 8 rangées en $\theta$ dans la région centrale. Dans les bouchons, la répartition est plus compliquée mais il existe autant de secteurs ($32 \times 8$) que dans la région centrale.

Dans les figures 3.9, nous montrons, pour les différents super-blocs situés dans la partie centrale du détecteur, une comparaison entre l'efficacité du système de déclenchement simulé et celle déterminé à partir de l'échantillon décrit ci-dessus. L'efficacité dans chaque super-bloc est proportionnelle à la dimension de la boîte correspondante. Les figures 3.10 montrent une comparaison similaire dans les bouchons.

Nous observons dans quelques secteurs une différence importante entre la simulation et les données réelles. Cette différence nous oblige à corriger la simulation pour tenir compte correctement de la réaction du système de déclenchement aux événements du type photon unique. Notre traitement consiste à corriger l'efficacité de la simulation en pondérant les événements simulés par un facteur dépendant des

[6]dépôts d'énergie ne dépassant pas 100 MeV dans le tonneau du BGO et 1 GeV dans les bouchons.

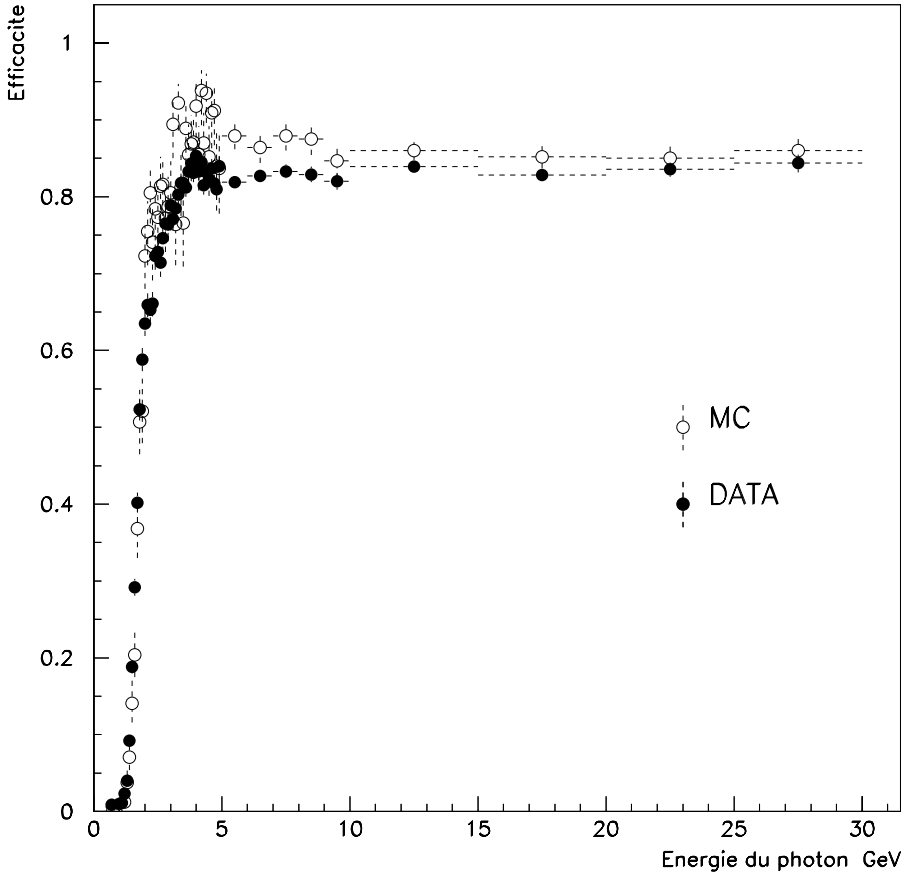



FIG. 3.8 – Comparaison de l'efficacité du système de déclenchement "énergie" entre les données et la simulation en fonction de l'énergie de la gerbe électromagnétique pour la campagne de données de l'année 2000.

secteurs en $\theta, \phi$ dans lesquels se trouve le photon unique.

L'effet de cette correction sur les événements simulés du type photon unique se traduit par une diminution globale de l'ordre de 5% de l'efficacité.

### 3.2.4 Etude de la contamination des événements radiatifs par les cosmiques

Le rayonnement cosmique constitue une source importante de contamination du signal à photon unique. A l'emplacement du détecteur L3, ce rayonnement est formé essentiellement de muons, produits lors de la désintégration des pions et des kaons crées dans l'atmosphère terrestre. Ces muons, en traversant le détecteur, peuvent émettre des photons susceptibles d'être vus par le BGO. Lorsque tous les sous-détecteurs sont actifs, les cosmiques peuvent être identifiés par la présence du muon, seul ou accompagné par un photon. Le problème de la contamination par les cosmiques apparaît à cause du mode de fonctionnement du détecteur L3. A chaque croisement des faisceaux des électrons et des positrons, le BGO reste actif plus long-

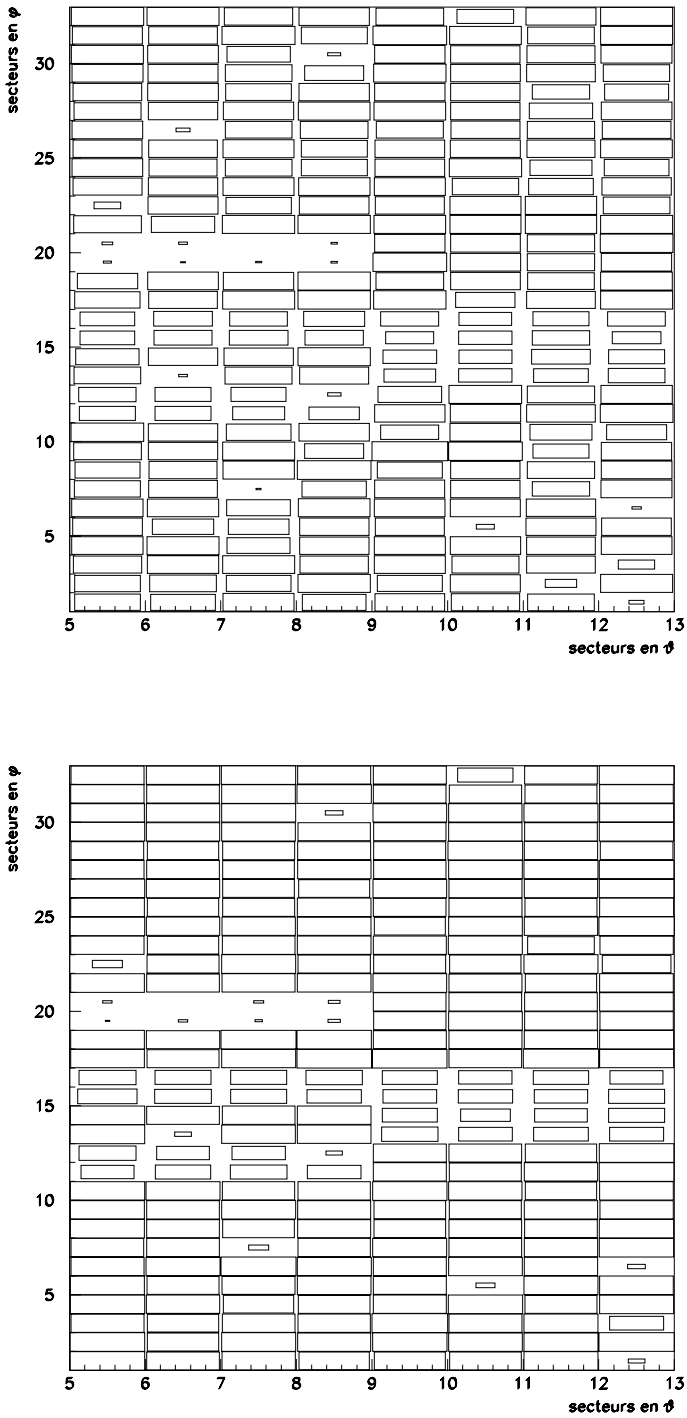



FIG. 3.9 – Comparaison de l'efficacité du système de déclenchement "énergie" entre les données (en haut) et la simulation (en bas) dans le plan $(\theta, \phi)$ de la région centrale du BGO.

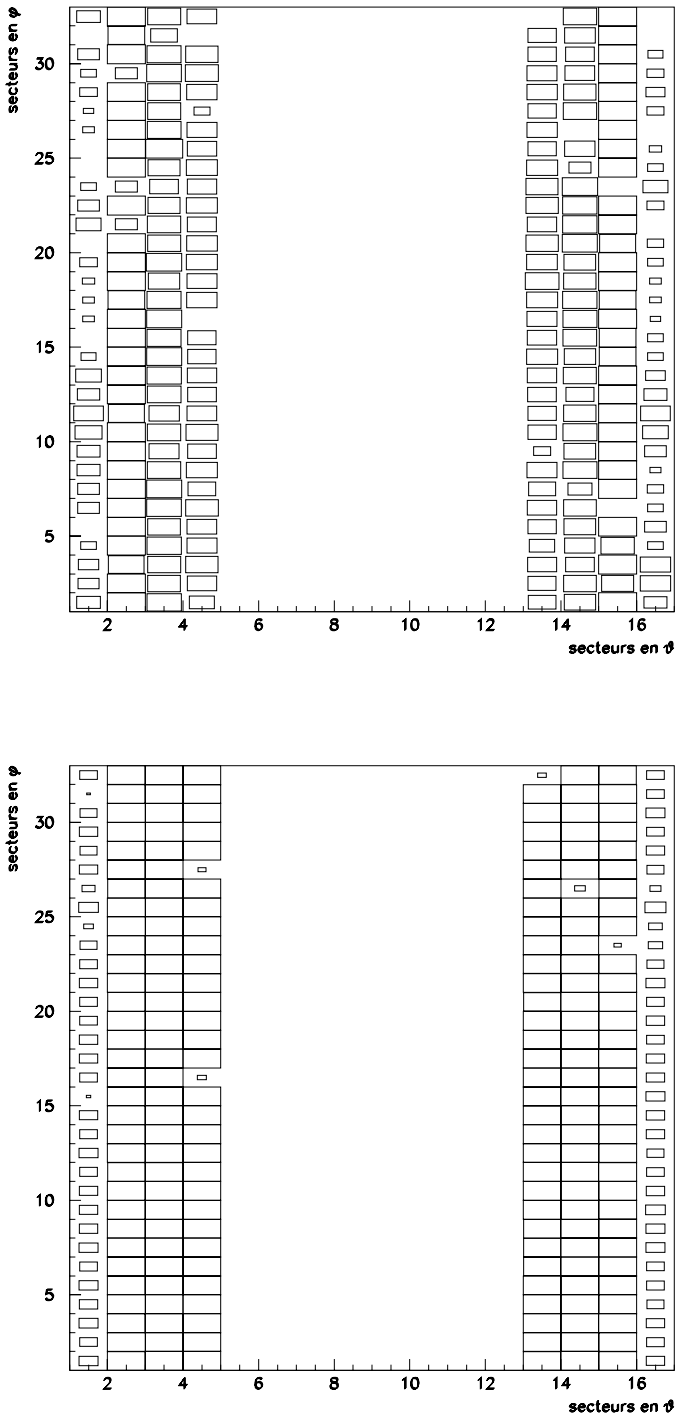



FIG. 3.10 – Comparaison de l'efficacité du système de déclenchement "énergie" entre les données (en haut) et la simulation (en bas) dans le plan $(\theta, \phi)$ des bouchons du BGO.

temps que les autres sous-détecteurs et notamment les chambres à $\mu$ et la TEC. Ainsi un cosmique, traversant le détecteur au moment où tous les sous-détecteurs, excepté le BGO, ont cessé d'être actifs, peut émettre un photon. Dans ce cas, le cosmique sera enregistré comme un événement à photon unique. Il s'agit donc de rejeter ces événements qui ne peuvent pas être simulés d'une manière fiable. Bien entendu il faut également rejeter les cosmiques qui ont été enregistrés pendant que d'autres sous-détecteurs étaient actifs même si les muons qui leur sont associés ne sont pas clairement identifiés comme tels.

Afin d'éliminer les cosmiques dans les événements à photon unique, les critères suivants sont requis :
1) Absence de tout segment de trace dans les chambres à muons même si il n'est pas considéré comme une trace muonique par l'algorithme de construction. Ce genre de segment peut être produit par des muons traversant le détecteur sans passer par le vertex principal tout en émettant un photon satisfaisant les conditions imposées au photon un vrai événement radiatif.
2) Absence d'activité dans la chambre à traces, allant au delà d'un simple bruit et sans pour autant donner naissance à une trace identifiée. Ceci est lié au fait que les algorithmes de construction de traces sont basés sur le fait que les traces sont a priori produites au vertex principal. Des particules chargées traversant la chambre à trace avec un grand paramètre d'impact[7] par rapport à ce vertex risquent d'être vues comme un amas de fils touchés sans être associées à une vraie trace.

Ces deux exigences s'imposent pour des cosmiques arrivant au moment où tous les sous-détecteurs sont actifs mais avec des muons traversant le détecteur loin du vertex principal. Quand le cosmique traverse le détecteur à un instant où seul le BGO est en veille, seules les informations fournies par ce dernier peuvent être utiles. Ainsi, pour réduire la contamination de tels cosmiques, les exigences suivantes doivent être satisfaites :
3) Le dépôt dans le BGO doit être compatible avec une gerbe électromagnétique venant du vertex principal. Un photon venant du vertex principal produirait une gerbe devant avoir une forme plus ou moins circulaire tandis qu'un photon venant d'un autre endroit produirait une gerbe déformée.
4) L'énergie déposée dans le BGO est mesurée de deux façons différentes. La première mesure est obtenue à l'aide des informations fournies par les super-blocs du système de déclenchement déjà mentionné. Elle permet, de ce fait, de construire correctement l'énergie des gerbes arrivant immédiatement après le croisement des faisceaux. Par contre, pour les gerbes arrivant avec retard, l'estimation est inférieure à l'énergie réellement déposée.

L'autre méthode consiste à intégrer toute l'énergie recueillie par les cristaux pendant le période de veille du BGO. Ainsi, le rapport entre les deux mesures de l'énergie doit être proche de l'unité pour des gerbes arrivant rapidement après le croisement des faisceaux tandis que pour celles produites avec un retard, le rapport est inférieur à l'unité.

Cette information peut donc être très utile pour éliminer des événements à photon unique en provenance d'un cosmique dans le laps de temps où les détecteurs de traces ne sont plus actifs. Le seul inconvenient réside dans la fiabilité du fonction-

[7] La plus courte distance entre la trace et le vertex principal.

| Année | évé. supprimés | évé. $ee\gamma, \nu\bar{\nu}\gamma$ supprimés | max. évé. cosmiques restants |
|---|---|---|---|
| 1998 | 86 | 5,0 | $3{,}4 \pm 0{,}7$ |
| 1999 | 103 | 6,0 | $4{,}1 \pm 0{,}9$ |
| 2000 | 103 | 6,6 | $4{,}1 \pm 0{,}9$ |

TAB. 3.2 – 1) L'année. 2) Nombre d'événements éliminés par les coupures cosmiques. 3) Nombre attendu d'événements à photon unique supprimés. 4) Nombre maximal de cosmiques restants.

nement des super-blocs. En effet, quelques uns sont morts d'une façon permanente ou tout simplement inactifs pendant des périodes données. Ainsi pour utiliser cette information, le statut des super-blocs a été étudié durant les différentes périodes de prise de données. Le rapport entre l'énergie estimée des deux méthodes mentionnées auparavant a été ensuite utilisé pour des gerbes se trouvant dans des secteurs de super-blocs fonctionnant correctement.

Afin de vérifier l'effet de la rejection des cosmiques, nous avons sélectionné un échantillon de muons cosmiques acompagnés d'un photon. Le muon dans cet échantillon est choisi avec un grand paramètre d'impact pour éviter tout événement provenant d'une interaction. Les coupures précédentes utilisées pour éliminer les cosmiques dans les événements à un photon unique ont été appliquées à cet échantillon de 474 événements, exceptées celles faisant appel aux chambres à muon. Seuls 20 événements ont survécu à ces coupures indiquant une inefficacité maximale de $4{,}2 \pm 0{,}3\%$. Ceci nous permet d'estimer le nombre de cosmiques restant dans notre sélection d'événements à photon unique en comparant le nombre de ces derniers avant et après l'application des coupures anti-cosmiques. Dans le tableau 3.2 nous donnons, pour chaque année, le nombre d'événements de type photon unique éliminés à la suite des coupures cosmiques. Nous donnons également une estimation du nombre d'événements physiques éliminés en plus des cosmiques. A partir de ces données nous pouvons avoir une estimation de la contamination maximale dans la sélection finale de nos événements à photon unique.

Dans la figure 3.11, nous montrons le spectre en énergie du photon dans l'échantillon des cosmiques sélectionnés et le spectre de ceux rejetés par les coupures cosmiques après avoir appliqué les coupures propres à la sélection du photon unique. Les deux spectres possèdent la même allure bien que le deuxième démarre à des énergies plus élevées en raison de la coupure sur l'impulsion transverse dans notre sélection d'événements à photon unique ($P_t > 1{,}3\,GeV$).

## 3.3 Recherche expérimentale d'événements à un et deux photons

Le contrôle du détecteur tel que nous l'avons décrit dans les sections précédentes ainsi que les différentes évaluations des bruits non physiques donnant naissance à des traces où à des gerbes hadroniques de faible énergie nous permettent de déterminer notre sélection d'un ou deux photons. Après le rejet des périodes de prise de données présentant de mauvais fonctionnement, les événements sont choisis

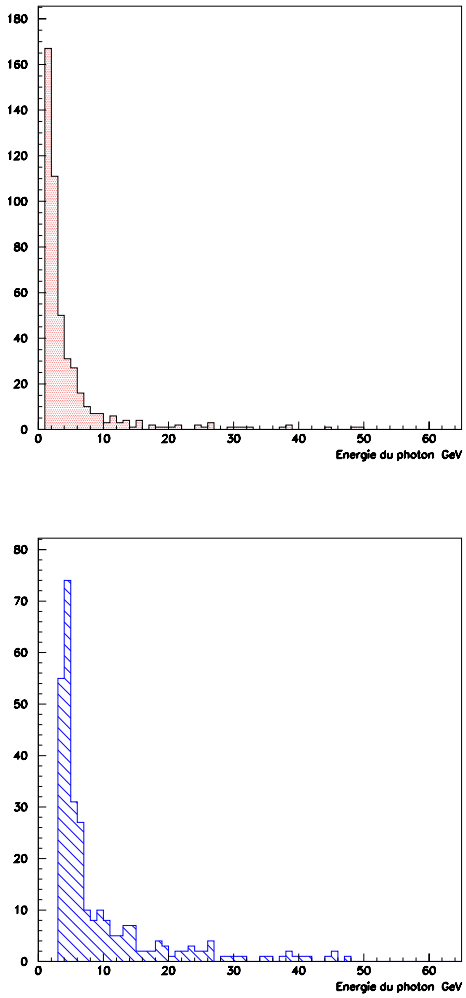



FIG. 3.11 – Spectre en énergie de l'échantillon "cosmiques" de référence (en haut). Spectre en énergie des événements rejetés par les coupures cosmiques (en bas).

en deux catégories : événements à un photon ou à deux photons.

### 3.3.1 Evénements à photon unique

Avant de rechercher les photons produits dans un scénario supersymétrique précis, pour lequel ces derniers possèdent des caractéristiques particulières, nous nous intéressons à la totalité des photons produits lors de la collision $e^+e^-$. Ceci permet de vérifier d'une façon globale si les données diffèrent ou non de la prédiction du SM. Pour sélectionner les photons susceptibles de venir des processus physiques mentionnés plus haut, nous exigeons les conditions suivantes :

– dans le détecteur BGO, seule une gerbe significative est autorisée. Une gerbe est considérée significative électromagnétiquement si elle satisfait les conditions suivantes :

- énergie supérieure à 0,5 GeV,
- nombre de cristaux associés à cette gerbe supérieur à 3,
- le domaine angulaire de la gerbe est entre 14° et 166°,
- la forme de la gerbe doit être compatible avec celle d'une gerbe produite par un photon(ou un électron) créé au point d'interaction[8].

– la gerbe électromagnétique ne doit être accompagnée par aucune trace dans les chambres à muons,
– aucune trace significative ne doit être présente dans la TEC. Des activités dans cette dernière sont toutefois autorisées si elles ne sont pas compatibles avec une trace. On considère une trace toute activité dans la TEC constituée de plusieurs fils touchés plus ou moins alignés et satisfaisant les conditions suivantes :

- le nombre de fils touchés est supérieur à 15 (3) dans la région du tonneau (bouchons),
- l'étendue de ces fils doit dépasser 30(5)dans la région du tonneau (bouchons),

– absence d'activité dans les sous-détecteurs à faibles angles (LUMI, ALR). En effet, la gerbe ne doit pas être celle d'un photon venant de la réaction $e^+e^- \to e^+e^-\gamma(\gamma)$. Bien entendu, la plupart de ces derniers sont éliminés par la condition sur l'absence de trace dans la TEC. Néanmoins, la TEC n'est pas présente à faibles angles. Il est donc impératif de contrôler les activités dans les détecteurs à faibles angles( LUMI, ALR) pour réduire la contribution de ces événements.
– absence d'activités dans le calorimètre hadronique afin de réduire la contribution des processus du type $q\bar{q}\gamma$ dans lesquels les hadrons n'ont pas laissé de gerbes significatives dans le BGO.
Si l'énergie ou la forme de la gerbe laissée dans ces détecteurs indiquent le passage d'un électron, l'événement est rejeté. Il est bien entendu possible qu'un bruit électronique ou un bruit non physique soit pris pour une gerbe dans l'un des différents sous-détecteurs mentionnés ci-dessus. Dans ce cas on perd une partie des vrais événements à photon unique. Cette perte peut être estimée en étudiant l'effet de telles conditions sur un échantillon d'événements de type "beam-gate" (cf. section 2.5.1) enregistrés en dehors des périodes de collision $e^+e^-$. En appliquant les conditions mentionnées ci-dessus sur ces événements, on peut estimer combien d'événements de photon unique vont être perdus. L'étude menée sur trois échantillons correspondant aux trois prises de données analysées ici ont donné une inefficacité de ces coupures de 3%. Cette inefficacité importante vient des coupures strictes appliquées aux dépôts d'énergie autorisés à accompagner le dépôt principal.
– l'impulsion transverse minimale requise est de 1,3 GeV. Cette limite est techniquement imposée par le générateur d'événements du type $ee\gamma$ dont la validité ne va pas en deça de cette valeur.

Tenant compte de ces inefficacités et corrigeant celle du taux du déclenchement "énergie" dans la simulation, les événements sélectionnés pour les trois périodes

[8]Cette compatibilité est calculée à l'aide de l'estimateur de $\chi^2$.

| Année | luminosité utilisée ($pb^{-1}$) | données | simulation | simulation($\nu\bar{\nu}\gamma$) |
|---|---|---|---|---|
| 1998 | 177.8 | 436 | 474,9 | 450,3 |
| 1999 | 209.8 | 500 | 505,6 | 483,2 |
| 2000 | 213.8 | 465 | 483,6 | 457,6 |
| Total | 601.4 | 1401 | 1464,1 | 1391,1 |

TAB. 3.3 – 1) L'année. 2) La luminosité utillisée. 3) Nombre d'événements des donnéesà photon unique sélectionnés. 4) Nombre total attendu d'événements à photon unique. 5) Nombre d'événements à photon unique dans le canal $\nu\bar{\nu}\gamma$.

de prises de données sont comparés à ceux prédits par le modèle standard dans les figures 3.12, 3.13, 3.14 pour la distribution en énergie et pour la distribution angulaire. Dans la figure 3.15, les mêmes distributions sont montrées pour l'ensemble des données. Dans le tableau 3.3 un résumé des rsultats obtenus pour les trois campagnes de prise de données est donné.

La contribution du modèle standard vient essentiellement des processus $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma(\gamma), ee\gamma(\gamma), \gamma\gamma(\gamma)$ mais d'autres contributions, quoique faibles, peuvent venir des processus contenant des électrons dont le passage dans la TEC n'a pas donné naissance à des traces significatives. Parmi ces processus citons $ee \to WW, ZZ, e\nu W$. Toutes ces contributions ont été prises en compte dans la comparaison avec les vrais données. Cette comparaison montre un bon accord sur tout le spectre sauf sous le pic du retour radiatif du $Z$. Sous ce dernier, les données présentent un manque par rapport à la prédiction. Ce déficit est présent pour les trois prises de données. Les études détaillées que nous avons mentionnées auparavant ont permis d'exclure que ce déficit soit le résultat d'un défaut dans notre traitement ou dans notre compréhension de notre détecteur. D'autres analyses indépendantes dans le cadre de la collaboration L3 montrent le même type de déficit. Le détecteur L3 n'est pas en cause car les autres collaborations ont observé le même genre de comportement [48]. Ce résultat a permis une interaction entre les expérimentateurs d'une part et les auteurs des générateurs d'autres part afin de chercher l'origine de la différence observée. Il est probable que cette différence soit due à la manière *ad hoc* dont la contribution du canal t a été mise dans le générateur KORALZ utilisé ici. Ceci n'affecte pas la région du pic directement car c'est la région où le canal s domine. Cependant, les termes d'interférence des deux canaux sont proportionnels aux deux canaux et donc au canal s sous le pic, là où sa contribution est maximale. Ceci expliquerait la différence observée sous le pic. La comparaison entre KORALZ et NUNUGPV (dans lequel le canal t est proprement introduit) confirme cette analyse puisque NUNUGPV donne une contribution plus importante sous le pic que celle de KORALZ. Quant à NUNUGPV, il ne permet pas d'expliquer completement le déficit observé. Ceci peut être lié au fait que les différents générateurs ne contiennent que partiellement les corrections radiatives. Les résultats obtenus dans l'analyse des événements à photon unique ont poussé à aller vers de nouveaux générateurs, comme KK[49], qui tiennent compte de plus de termes correctifs.

Malheureusement, nous n'avons pas pu utiliser ces générateurs très récents car ils nécessitent d'être bien testés avant d'être employés dans ce genre d'analyses.

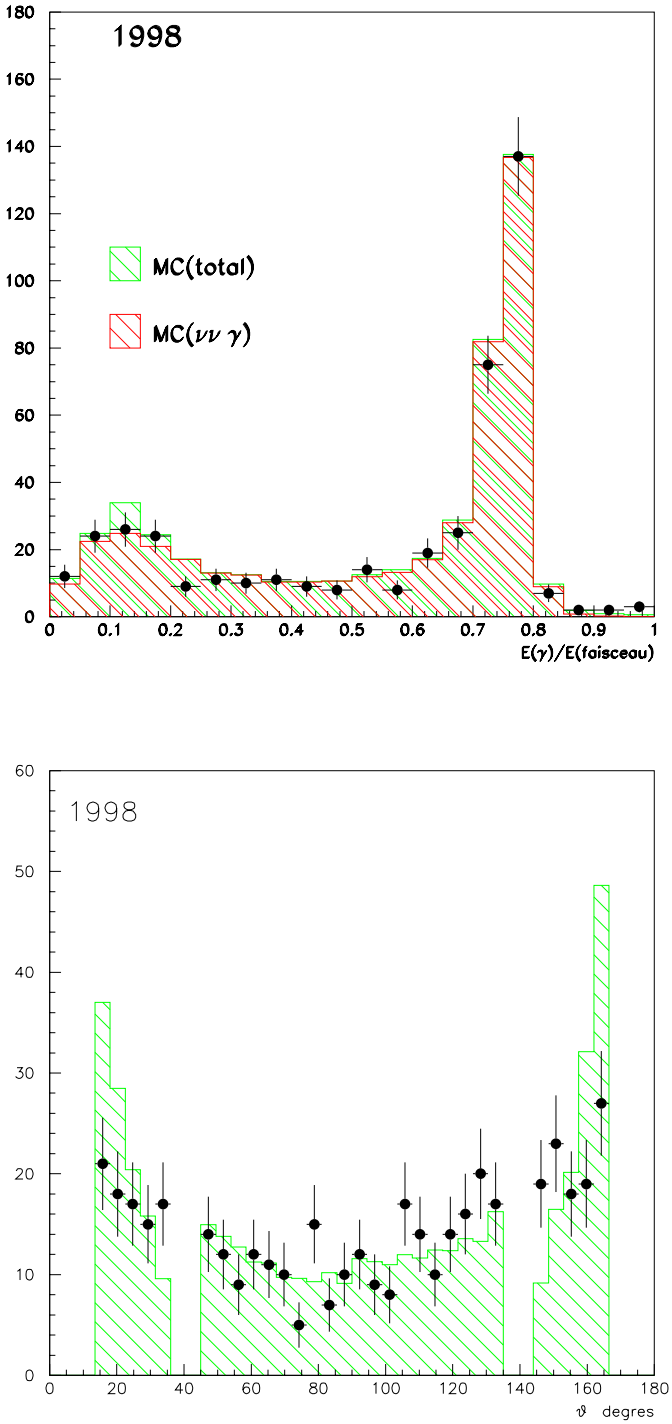



FIG. 3.12 – Distribution de l'énergie du photon rapportée à celle du faisceau pour la campagne de prise de données de l'année 1998 (en haut) et la distribution angulaire du photon (en bas).

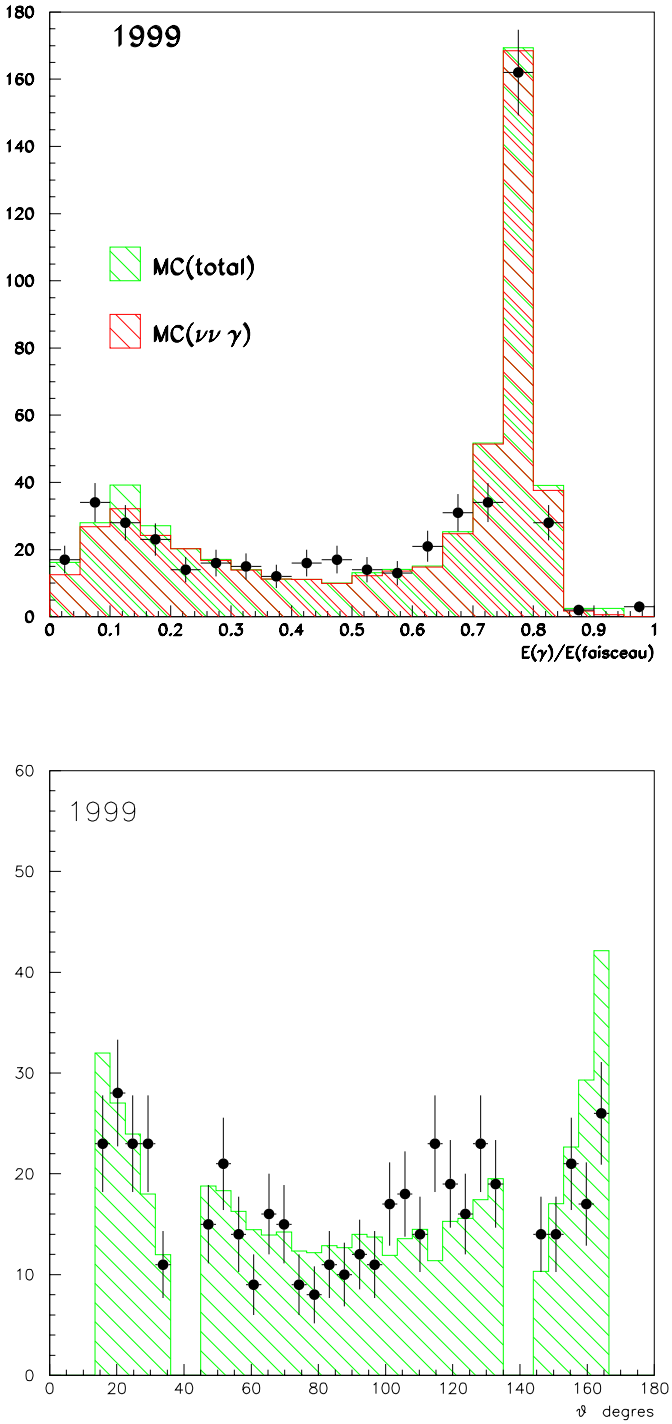



FIG. 3.13 – Distribution de l'énergie du photon rapportée à celle du faisceau pour la campagne de prise de données de l'année 1999 (en haut) et la distribution angulaire du photon (en bas).

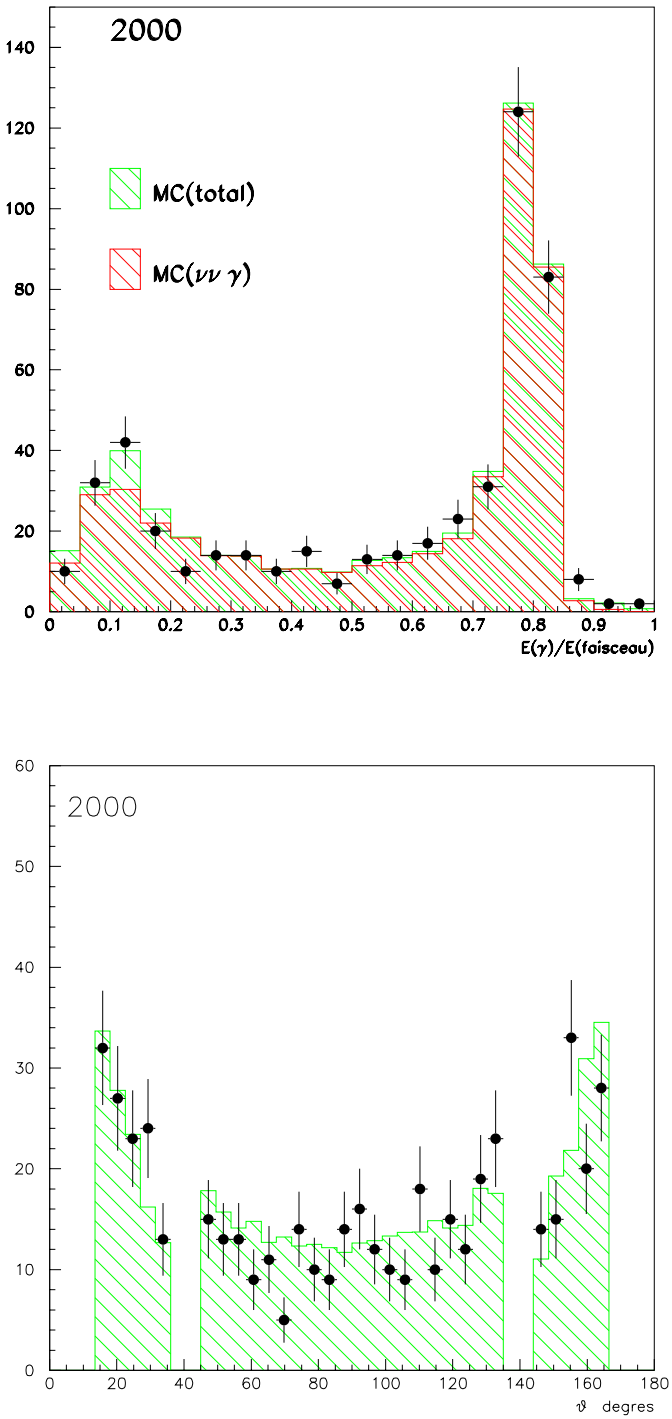



FIG. 3.14 – Distribution de l'énergie du photon rapportée à celle du faisceau pour la campagne de prise de données de l'année 2000 (en haut) et distribution angulaire du photon (en bas).

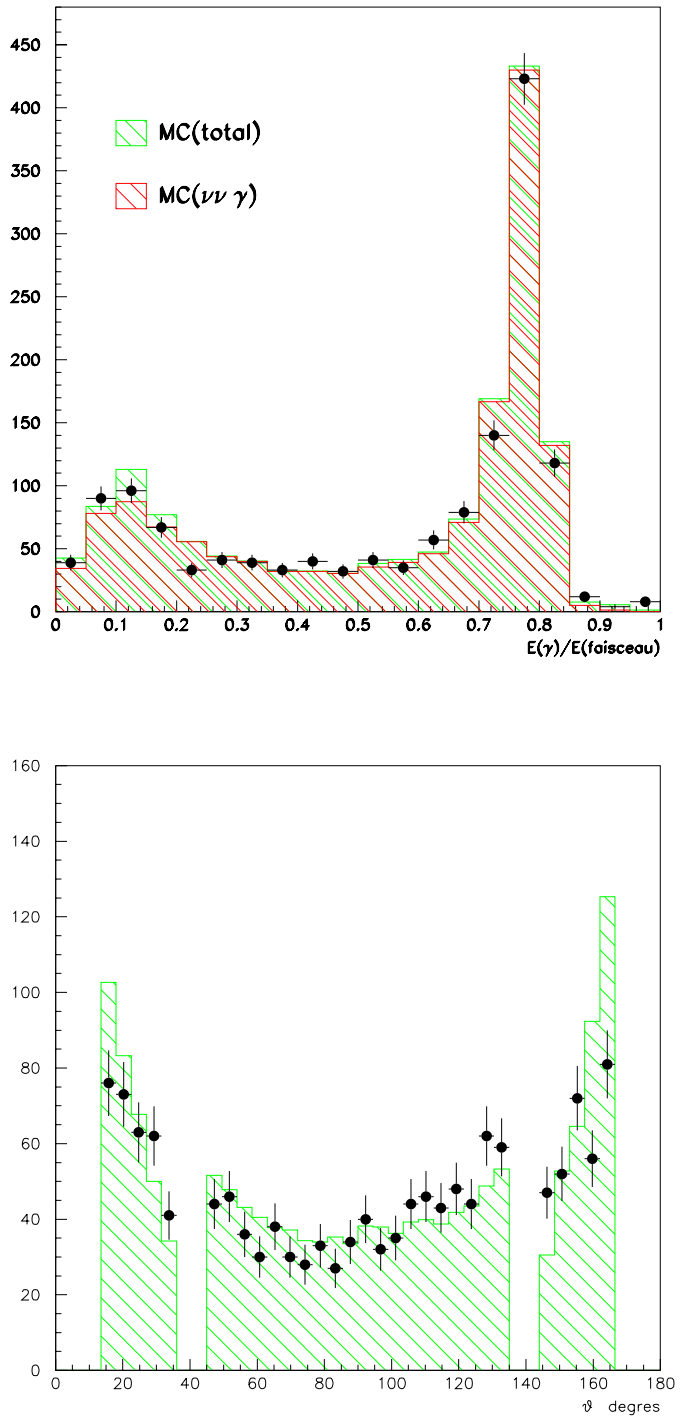



FIG. 3.15 – Distribution de l'énergie du photon rapportée à celle du faisceau pour les trois campagnes de prise de données (en haut) et distribution angulaire du photon (en bas).

Bien entendu la nouvelle physique ne peut pas expliquer cette réduction car cela va dans le sens opposé de l'effet attendu par cette dernière. En effet, on ne prévoit pas de termes d'interférence entre celle là et la physique du Modèle Standard, ce qui conduit naturellement à une contribution positive.

### 3.3.2 Evénements à deux photons

Dans les différents scénarios supersymétriques mentionnés précédemment et donnant naissance à deux photons, ces derniers sont spatialement décorrélés. Ceci signifie que les événements à deux photons recherchés doivent satisfaire non seulement aux critères habituels des photons comme c'est le cas pour les événements à photon unique mais ils doivent également tenir compte des caractéristiques globales liées à leur nature supersymétrique comme l'acoplanarité et l'acolinéarité. Ainsi, les événements que nous cherchons dans le détecteur doivent satisfaire les critères suivants :

- aucune trace significative n'est autorisée dans la TEC,
- aucune activité n'est autorisée dans les chambres à muons,
- deux dépôts d'énergie dans le BGO dont un au moins dans la région centrale. D'autres dépôts sont autorisés s'ils ne sont pas significatifs,
- les dépôts doivent être compatibles avec deux photons venant du vertex primaire,
- le dépôt le plus énergique doit dépasser 5 GeV tandis que le deuxième dépôt ne doit pas être inférieur à 0,5 GeV,
- le domaine angulaire des deux gerbes est entre 14° et 166°,
- l'acoplanarité doit être supérieure à 5° .
- l'acolinéarité doit être supérieure à 5° .

Les deux dernières conditions permettent de réduire la contribution des événements du type $e^+e^- \to \gamma\gamma$ mais ne permettent pas de réduire la contribution du processus secondaire $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$. Ce dernier devenant de plus en plus important en augmentant l'énergie du centre de masse, il constitue un fond important lorsqu'un des trois photons échappe à la détection. Afin de diminuer de telles contributions, l'impulsion manquante de l'événement considéré est calculée. Si cette impulsion pointe vers une direction non instrumentée du détecteur, l'événement est rejeté. Ceci élimine la quasi-totalité des événements du type $ee \to \gamma\gamma\gamma$ sans affecter la recherche du signal supersymétrique. Dans les figures 3.16, 3.17, 3.18 nous montrons les résultats de cette recherche pour les trois périodes de prises de données en comparant la masse de recul des événements sélectionnés avec celle des événements prédits par le SM et qui sont essentiellement $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ et $\gamma\gamma\gamma$ [50] Dans ces figures, la masse de recul a été normalisée en la divisant par l'énergie du centre de masse étudiée afin de permettre une comparaison non seulement entre les données et la simulation mais également entre les différentes prises de données. Dans les figures 3.19, la distributions des événements dans le plan $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$ est montrée en comparaison avec celle prévue par la simulation. Ceci permet d'apporter plus de détails dans la comparaison à celle proposée par la masse de recul. Finalement, la figure 3.20 montrent la totalité des événements collectés durant les trois prises de données. Le tableau 3.4 résume les résultats obtenus.

| Année | luminosité utilisée ($pb^{-1}$) | données | simultion |
|---|---|---|---|
| 1998 | 177.8 | 17 | 25,1 |
| 1999 | 209.8 | 21 | 25,8 |
| 2000 | 213.8 | 24 | 26,6 |
| Total | 601.4 | 62 | 77.5 |

TAB. 3.4 – 1) L'année. 2) La luminosité utillisée. 3) Nombre d'événements des données à deux photons sélectionnés. 4) Nombre total attendu d'événements à deux photons.

Les données ne représentent pas d'excès sur l'ensemble du spectre et le nombre total d'événements est même inférieur d'environ deux écarts standards à celui attendu par la simulation. Le déficit est particulirement concentré sous le pic du retour radiatif. Comme pour le cas des événements à un photon unique, nous pouvons constater que la présence de la supersymétrie si elle existe, est indécelable dans ce type d'événements.

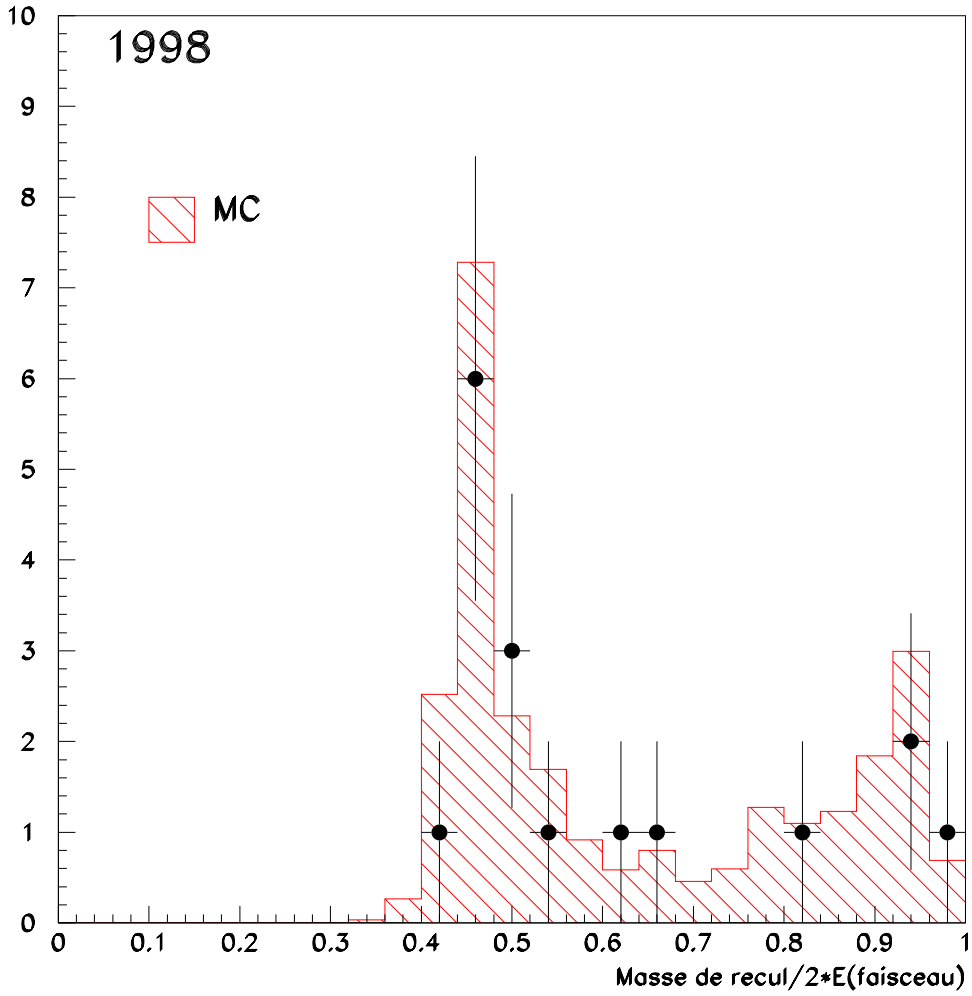



FIG. 3.16 – La masse de recul du système de deux photons normalisée à l'énergie du centre de masse pour la campagne de prise de données de 1998.

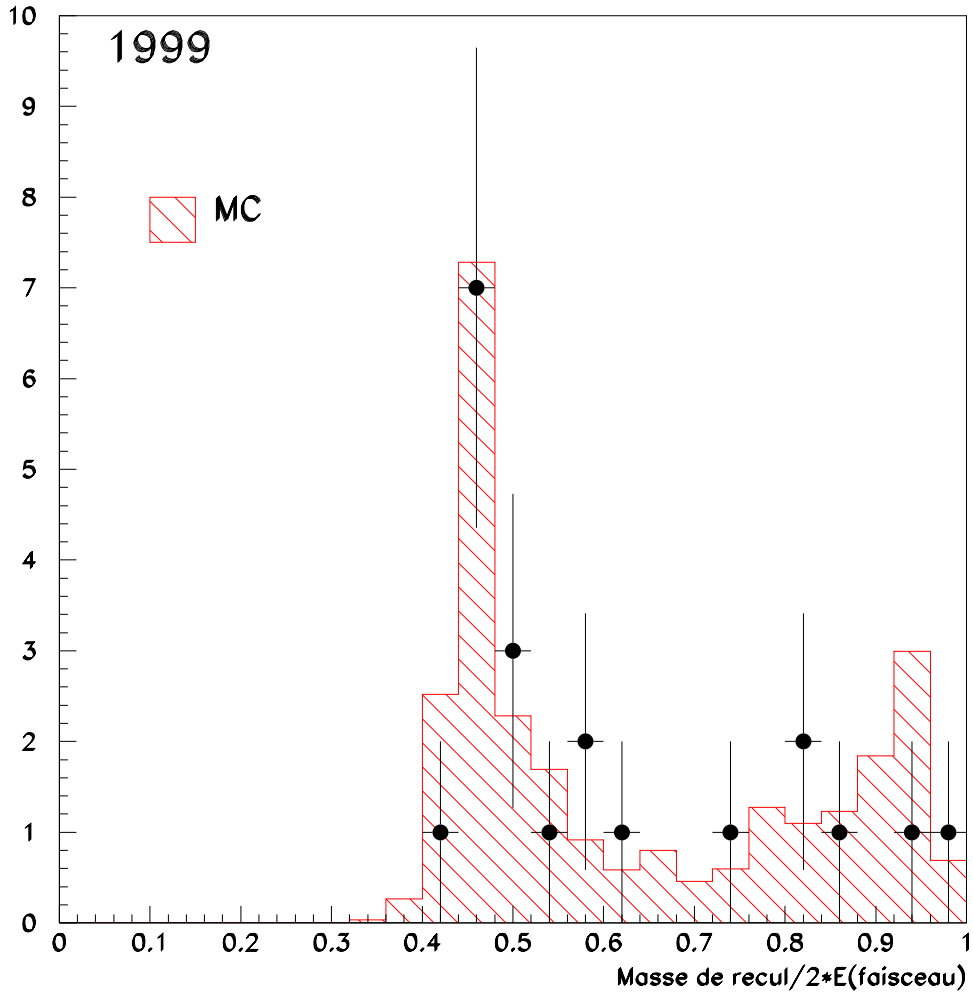



FIG. 3.17 – La masse de recul du système de deux photons normalisée à l'énergie du centre de masse pour la campagne de prise de données de 1999.

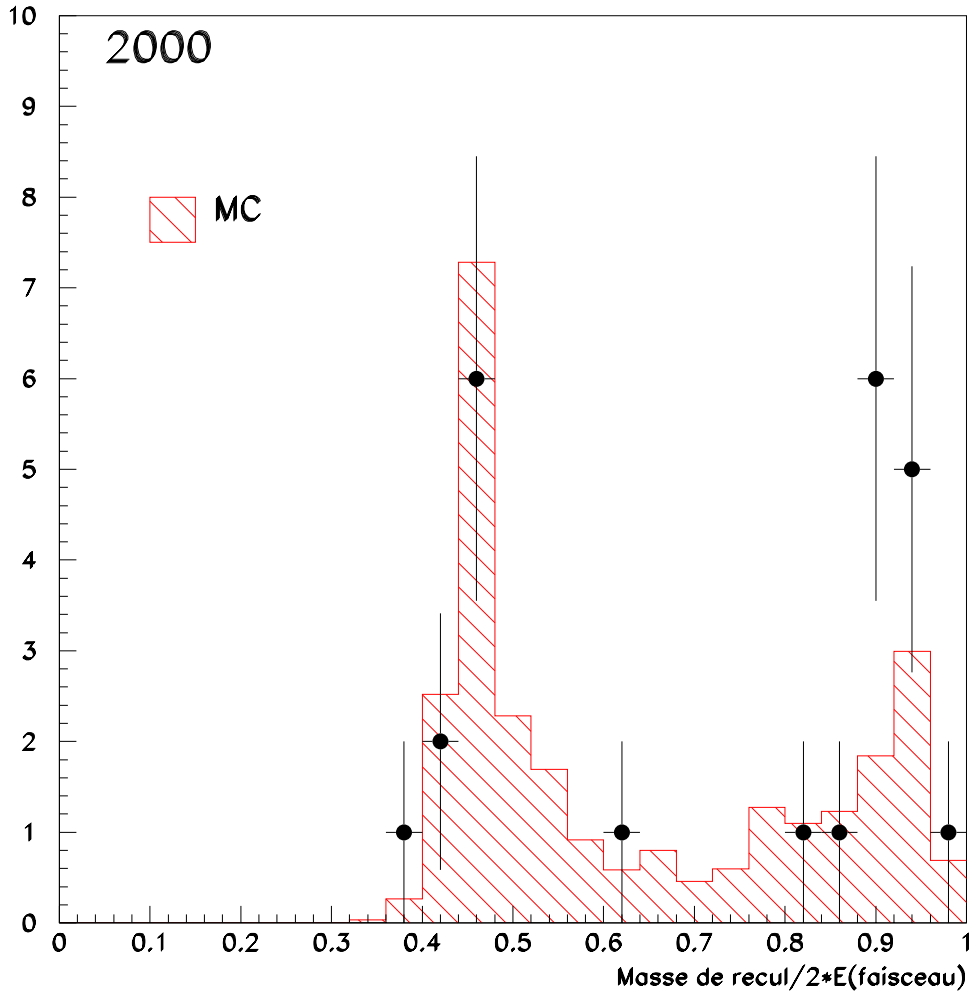



FIG. 3.18 – La masse de recul du système de deux photons normalisée à l'énergie du centre de masse pour la campagne de prise de données de 2000.

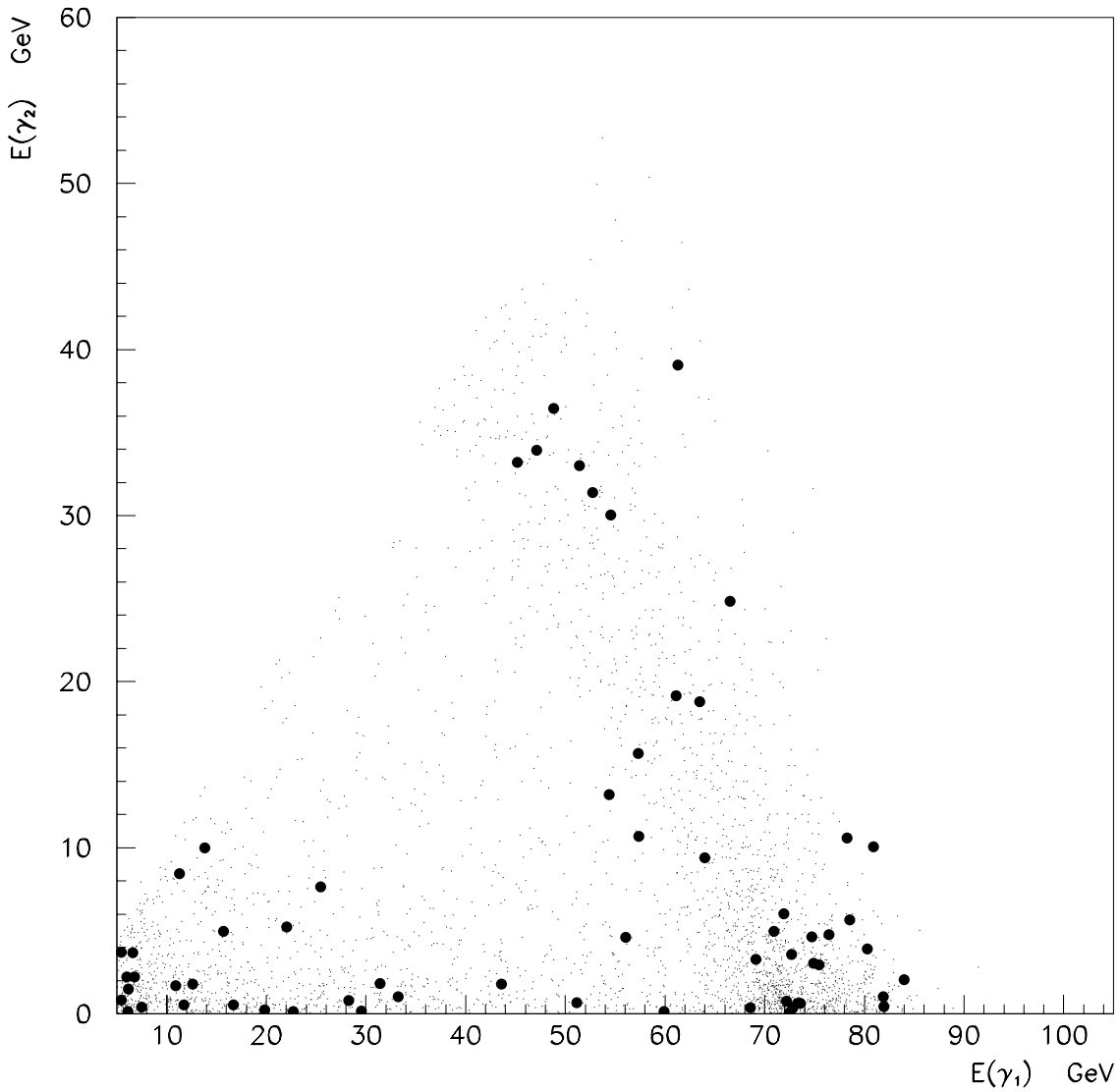



FIG. 3.19 – Distribution des événements à deux photons pour les données (gros ronds) et pour la simulation (petits ronds) dans le plan $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$.

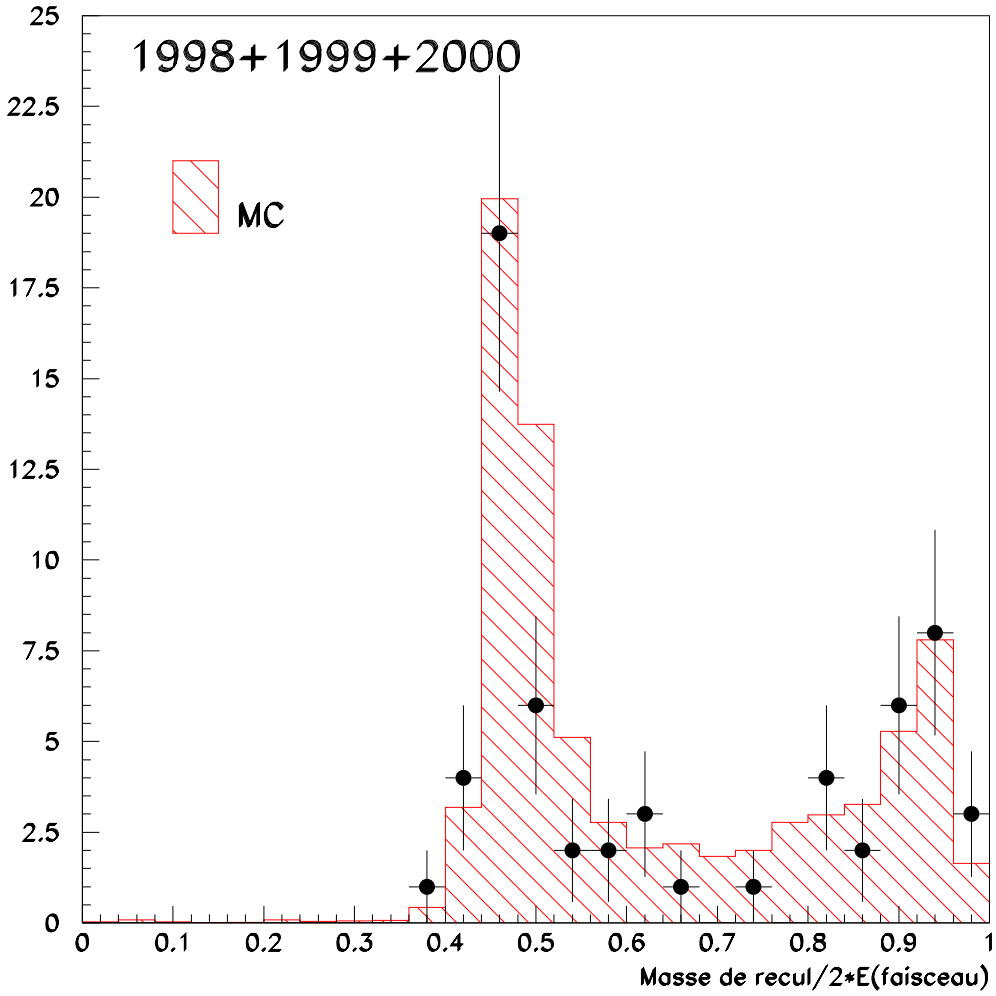



FIG. 3.20 – La masse de recul du système de deux photons rapportée à l'énergie du centre de masse pour les trois campagnes de prise de données de 1998, 1999 et 2000.

## 3.4 Implication sur les modèles supersymétriques

Plusieurs scénarios supersymétriques peuvent donner naissance à des événements à photon unique ou à deux photons. Ces scénarios peuvent se réaliser dans les différents modèles supersymétriques comme le MSSM ou le GMSB [51]. Nous allons citer ci-après ces différents scénarios :

### 3.4.1 Evénements radiatifs dans le MSSM

La comparaison entre la production d'une paire de neutralinos et celle d'une paire de neutrinos dans l'introduction de ce chapitre nous suggère de regarder la possibilité d'utiliser la présence d'un, voire deux photons dans la voie initiale pour mettre en évidence la production des neutralinos. Malheureusement pour des neutralinos dont la masse est supérieure à quelques $GeV$, la section efficace de production est très faible par rapport à celle des neutrinos. Cette constatation est valable quelque soit la nature des neutralinos. Ceci rend sans intérêt la recherche de la production $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ à l'aide d'un photon. Le scénario précédent n'est pas le seul du modèle MSSM à produire des événements radiatifs. Dans ce qui suit, nous allons analyser les différents scénarios produisant des événements à un et deux photons dans la voie finale.

La production d'événements avec un photon unique dans la voie finale peut résulter de la désintégration radiative du $\tilde{\chi}_2^0$ produit en association avec un $\tilde{\chi}_1^0$ :

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma$$

La désintégration radiative du $\tilde{\chi}_2^0$ vers le $\tilde{\chi}_1^0$ est généralement très faible car $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre à travers le couplage au $Z$ pour des neutralinos du type higgsino ou à travers le couplage à un fermion scalaire pour des neutralinos du type jaugino. Ces deux possibilités peuvent cependant être absentes lorsque la nature du $\tilde{\chi}_1^0$ est du type higgsino (jaugino) tandis que celle du $\tilde{\chi}_2^0$ est de type jaugino (higgsino). Dans ce cas la désintégration radiative prend de l'ampleur et peut même devenir le mode dominant [**?**]. La désintégration radiative devient prépondérante également dans certaines configurations, pour lesquelles les deux neutralinos $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$ ont des masses voisines. Le domaine des paramètres où la désintégration radiative est importante peut se résumer comme suit [52] :

$$tg\beta \approx 1$$

et

$$\mu < 0,\ M_1 \approx M_2$$

ou

$$\mu = -\frac{1}{2}(M_2 \mp \sqrt{M_2^2 + 2M_Z^2}\,)$$

ou

$$\mu = M_1$$

ou

$$\mu = M_1 - \frac{M_Z^2}{M_1 - M_2}$$

La section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ peut être appréciable pour ces domaines de paramètres, donnant ainsi la possibilité d'une production non négligeable d'événements à photon unique. La mise en évidence de tels événements est d'autant facilitée que la gamme d'énergie du photon produit est contrainte par la différence de masse entre les deux neutralinos. Bien entendu, il sera plus facile d'observer ces événements lorsque le photon produit par cette voie se trouve dans un domaine où les photons des processus du Modèle Standard sont peu nombreux. Par contre, la tâche est plus difficile si cette énergie coıncide avec celle des photons associés au retour radiatif du $Z$ dans le processus $\nu\bar{\nu}\gamma$. La figure 3.21 illustre le spectre d'énergie du photon produit dans la désintégration d'un $\tilde{\chi}_2^0$ dans trois configurations de masse de $(\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0)$.

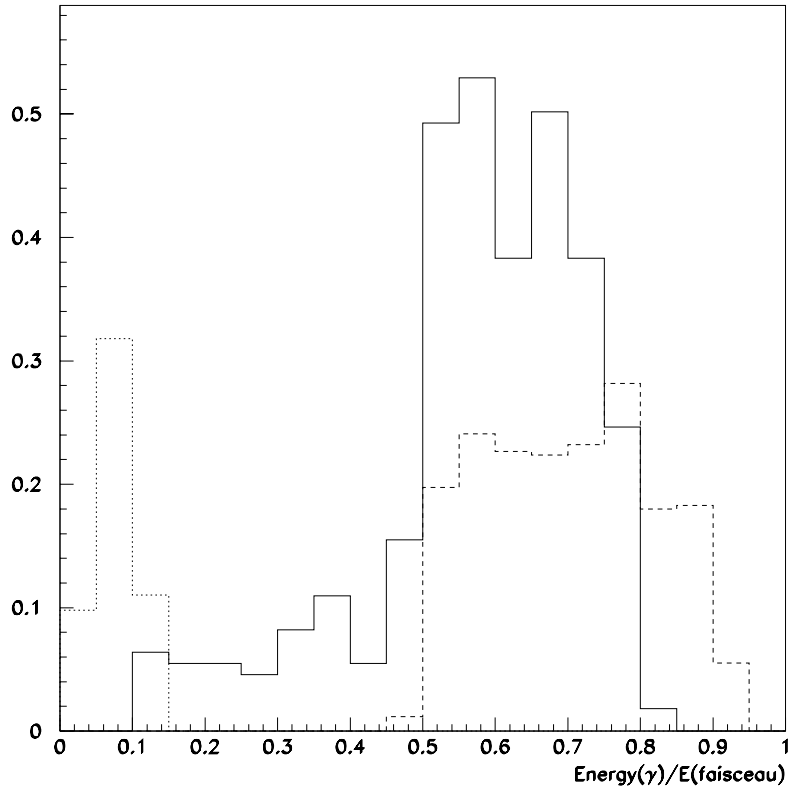



FIG. 3.21 – Le spectre en énergie du photon issu de la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ en $\tilde{\chi}_1^0$ 1)en tirets pleins $m(\tilde{\chi}_2^0) = 70\,GeV$, $m(\tilde{\chi}_1^0) = 30\,GeV$ , 2), en tirets $m(\tilde{\chi}_2^0) = 146\,GeV$, $m(\tilde{\chi}_1^0) = 14\,GeV$, 3) en pointillé $m(\tilde{\chi}_2^0) = 15\,GeV$, $m(\tilde{\chi}_1^0) = 14\,GeV$

Lorsque la nature du $\tilde{\chi}_2^0$ est telle que la désintégration radiative est importante, il est naturel de s'intéresser à la production de paires de $\tilde{\chi}_2^0$ en étudiant les événements

à deux photons. Comme pour le photon unique la gamme d'énergie des deux photons est déterminée complètement par la différence de masse $\Delta M = M(\tilde{\chi}_2^0) - M(\tilde{\chi}_1^0)$ et par l'énergie du centre de masse $\sqrt{s}$.

### 3.4.2 Evénements radiatifs dans le GMSB

Dans le GMSB, la production des événements radiatifs, contrairement à la situation dans le MSSM, est un processus naturel dans un domaine très large des paramètres de ce modèle. Ceci découle de la nature de la LSP et de celle de la NLSP (1.3.2). Comme nous l'avons vu dans l'introduction théorique, le gravitino est la LSP dans ce modèle. La NLSP peut être un des sfermions, mais cette configuration se réalise dans un domaine limité de l'espace des paramètres. C'est le $\tilde{\chi}_1^0$ qui est la NLSP pour la majeure partie de l'espace des paramètres. En plus, la nature du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ dans le modèle GMSB est du type bino[9]. Dans ce cas la production de $\tilde{\chi}_1^0$ est suivi pratiquement toujours par la désintégration vers un gravitino et un photon. Bien entendu il est possible que le $\tilde{\chi}_1^0$ se désintègre donnant naissance à un gravitino et un $Z$ ou à un gravitino et un Higgs neutre $(h^0, A^0, H^0)$. Mais ces modes de désintégration ne sont possibles que pour des masses de neutralino supérieures (ou presque) à celle de $Z$ (Higgs) respectivement[53]. Ainsi, si la masse de $\tilde{\chi}_1^0$ dans ce modèle est inférieure à celle de $Z$, la production d'un $\tilde{\chi}_1^0$ conduirait à la production d'un photon. Pour des masses supérieures, la désintégration radiative dépend de la composante photino du neutralino[10]. Il reste tout de même le mode de désintégration dominante. Comme dans le MSSM, les événements radiatifs peuvent donc être répertoriés dans deux catégories ; ceux à un photon unique venant de la réaction $e^+e^- \to \tilde{G}\tilde{\chi}_1^0 \to \tilde{G}\tilde{G}\gamma$, et ceux à deux photons produits lors de la réaction $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \to \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$.

### 3.4.3 La supersymétrie dans les événements radiatifs

Les résultats expérimentaux précédents nous permettent de constater aisément l'absence d'excès dans les données sélectionnées par rapport à la prédiction du Modèle Standard. Il est cependant hâtif de conclure à l'absence de la supersymétrie dans les événements radiatifs car la manifestation de cette dernière peut être discrete si le taux de prédiction pour tel ou tel scénario est faible. Afin de quantifier l'absence ou la présence de la nouvelle physique, nous devons suivre des règles basées sur des méthodes statistiques comme la méthode fréquentiste ou la méthode bayesienne [54]. La règle qu'on a adoptée pour la recherche supersymétrique à LEP est celle basée sur la statistique bayesienne. Ce choix, même s'il est contesté par une partie des physiciens, permet néanmoins de comparer efficacement les résultats obtenus dans les différents canaux de recherche ainsi que ceux obtenus par les différentes collaborations et de les combiner par la suite. Il a été avantagé au dépens de la méthode fréquentiste, car avec le démarrage du LEPII cette dernière présentait quelques inconvenients techniques qui ont été résolus par la suite grâce au travail de Cousins et Field[55].

[9] Le bino est le partenaire supersymétrique du champ de jauge B. Il est donc une combinaison linéaire du photino et du zino.

[10] Le gravitino permet de connecter toute particule à sa particule superymétrique.

Vu le grand nombre de scénarios possibles dans le cadre de la supersymétrie, une démarche générale consiste à se limiter dans les spectres étudiés au domaine propre à chaque scénario. Cela permet de renforcer le rapport du signal au bruit dans le cas de l'existence d'un signal et de mieux quantifier son absence dans le cas contraire. Dans le cas d'événements à photon unique, les seules variables utilisées pour caractériser l'événement et ainsi séparer le signal supersymétrique sont l'énergie et l'angle. Le domaine angulaire de notre sélection rend l'angle peu sensible comme variable de séparation. Par contre l'énergie est la variable séparatrice utilisée. Concernant les événements à deux photons, plusieurs variables sont utilisées pour la caractérisation du signal comme l'énergie et l'angle de chacun des deux photons. D'autres variables plus complexes mettant en évidence les corrélations entre les deux photons sont utilisées. La plus importante de ces dernières est la masse de recul du système formé des deux photons car elle contient des informations sur les énergies et les angles des deux photons et permet également de distinguer le signal du processus standard prépondérant : $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ qui se concentre autour du pic associé au retour radiatif du $Z$.
Pour chaque scénario un échantillon de 1000 événements a été généré à l'aide de SUSYGEN[56]. La procédure habituelle de simulation du détecteur L3 ainsi que la construction des traces à l'aide de GEANT a été utilisée. Les événements supersymétriques simulés sont ensuite étudiés suivant les variables évoquées auparavant. Un traitement approprié tenant compte de la forme du spectre du signal et du bruit de fond ainsi que le rapport des deux contributions est appliqué. Pour les événements à un photon unique, le traitement est celui proposé par Obraztsov[57]. Pour les événements à deux photons, une méthode basée sur une optimisation du type N95[58] a été utilisée. Cette méthode consiste à sélectionner des domaines particuliers des variables mentionnées plus haut. Ces domaines sont tels qu'on préviligie le signal aux dépens de la contribution de la physique standard. Le choix de ces domaines est optimisé pour permettre d'obtenir la limite la plus faible en considérant les événements prédits par les processus de la physique standard à la place de vraies données.

Comme nous avons vu auparavant les événements radiatifs peuvent être produits dans le cadre du MSSM à travers les deux canaux $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$ ou dans le cadre du GMSB avec les canaux $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{G} \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$. L'absence d'un excès dans les données expérimentales par rapport à ceux prévus par la physique du modèle standard va nous conduire à exclure dans ce cadre des scénarios pour lesquels la section efficace est telle que le nombre d'événements attendu dépasse celui autorisé par la comparaison données/simulation à un taux de confiance donné et qui est ici de 95%.

Pour chaque couple de valeurs $(\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0)$ ou $(\tilde{\chi}_1^0, \tilde{G})$ et pour chacun des deux canaux $(1\gamma, 2\gamma)$ une limite sur la section efficace est obtenue pour les différentes campagnes de prise de données selon la méthode suivante :

$$\sigma_{lim} = \frac{N_{lim}}{\epsilon\ LUM}$$

où $N_{lim}$ est le nombre d'événements supersymétriques limite déduit de la comparaison des données N(data) avec la simulation N(attendus). $\epsilon$ est l'efficacité de sélection appliquée au signal supersymétrique étudié. $LUM$ est la luminosité as-

sociée à la campagne de prise de données considérée. Pour tenir compte des effets systématiques déjà mentionnes, nous avons dégradé notre efficacité de 5%. Ceci tient largement compte de la différence observée entre les générateurs (NUNUPVG, KORALZ) ainsi que celle du taux de conversion entre les données et la simulation.

La section efficace ainsi obtenue est limitée à chaque énergie et ne fait pas appel aux informations déduites des autres énergies lorsque le scénario en question y est cinématiquement accessible. Ceci peut être réglé en appliquant la méthode suivante :

$$\sigma^i_{lim} = \frac{N_{lim}}{\epsilon_i \ LUM_i + \sum_j R_{ji}\epsilon_j \ LUM_j}$$

où $R_{ji} = \frac{\sigma^{th}_j}{\sigma^{th}_i}$ est le rapport entre la section efficace théorique du signal supersymétrique pour les deux énergies au centre de masse $\sqrt{s_i}$ et $\sqrt{s_j}$. Cette méthode permet de déterminer la section efficace limite pour toute énergie du centre de masse en utilisant les résultats que nous avons présentés auparavant.

Notre étude nous a conduit à établir des limites sur la section efficace des processus mentionnés plus haut. La figure 3.22 montre la limite expérimentale à l'énergie du centre de masse de $206\,GeV$ dans le canal $e^+e^- \to \tilde{G}\tilde{\chi}^0_1 \to \tilde{G}\tilde{G}\gamma$. Elle montre également la limite attendue lorsque les données sont remplacées par le spectre prédit par le SM. La comparaison entre les deux limites permet de donner la sensibilité de notre mesure et de montrer la place de la nouvelle physique dans les données réelles.

Les événements à photon unique qui peuvent être produits dans le cadre du MSSM ont été également étudiés. Contrairement au scénario précédent, la section efficace associée est beaucoup plus faible (typiquement de l'ordre de 1 pb contre 100 pb pour les scénarios du type GMSB). Néanmoins, les résultats obtenus combinés avec d'autres canaux de désintégration du $\tilde{\chi}^0_2$ peuvent être utilisés pour la détermination d'une limite absolue sur la masse du $\tilde{\chi}^0_1$(LSP). Dans la figure 3.23 la limite expérimentale obtenue dans le canal $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_1 \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1\gamma$ est donnée dans le plan $(m(\tilde{\chi}^0_1), m(\tilde{\chi}^0_2))$.

Concernant les événements à deux photons liés aux scénarios GMSB et MSSM, la comparaison entre les données et les résultats attendus à partir du Modèle Standard permet d'établir des limites sur les processus $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1 \to \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$ et $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1\gamma\gamma$. La figure 3.24 montre la zone d'exclusion obtenue dans le plan $(m(\tilde{\chi}^0_1), m(\tilde{e}))$ dans le cadre d'un scénario GMSB. En effet la production de deux $\tilde{\chi}^0_1$ se fait à travers le canal s mais également par le biais du canal t. Dans le deuxième, un électron scalaire est échangé. La section efficace dépend donc de la masse de ce dernier ce qui explique les axes du plan de la figure précédente. L'étude de $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1 \to \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$ et $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1\gamma\gamma$ permet d'exclure pratiquement la probabilité que l'événement $ee\gamma\gamma$ observé par CDF [59] soit le résultat de la production d'une paire de $\tilde{e}$ dont la désintégration donne dans la voie finale $2\,e$ et $2\,\gamma$ selon le processus :

$$\tilde{e}\tilde{e} \to ee\tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1 \to ee\gamma\gamma\tilde{G}\tilde{G}$$

Il est intéressant de comparer ce résultat avec le travail que nous avons réalisé quelques années auparavant dans le cadre de GDR-SUSY pour justifier la demande de l'extension de LEPII. Notre étude montrait que l'événement CDF pourrait être

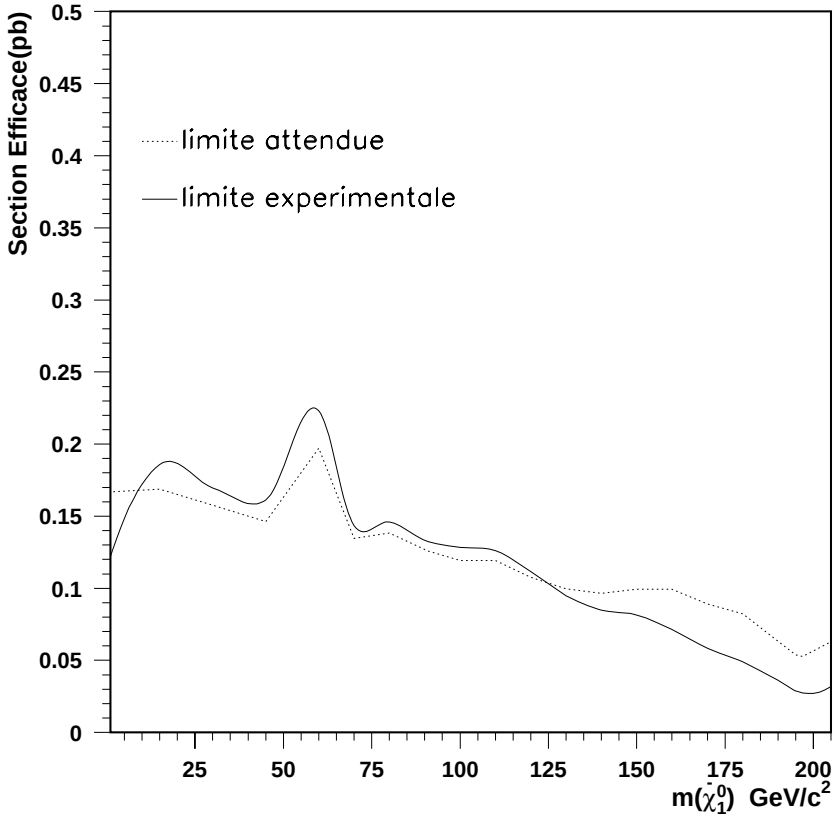



FIG. 3.22 – Limites expérimentales observée et attendue sur la section efficace de production des événements à photon unique issus du canal $e^+e^- \to \tilde{G}\tilde{\chi}_1^0 \to \tilde{G}\tilde{G}\gamma$.

pratiquement couvert par les expériences LEP si l'énergie au centre de masse dépassait $200\,GeV$ avec une luminosité de l'ordre de $200\,pb^{-1}$ comme le montre la figure 3.25.

Concernant les événements à deux photons dans le MSSM, la figure 3.26 montre la limite expérimentale ($95\%C.L$) de la section efficace de production de $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ suivie par la désintégration radiative de ces derniers.

## 3.5 Conclusion

Comme le montre la section précédente, l'étude des événements à un ou deux photons dans la voie finale permet de mettre des limites sur les domaines de validité du GMSB. Elle repousse à des valeurs très élevées la masse du NLSP lorsque ce dernier est le $\tilde{\chi}_1^0$. Elle permet également de mettre des limites sur les masses des sleptons dans ce modèle en contraignant la masse de l'électron scalaire.

Les implications des événements radiatifs sur le modèle MSSM sont moins fortes en raison de la faiblesse de la section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ et de $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ dans des scénarios de désintégration radiative du MSSM. Or, ces canaux constituent dans

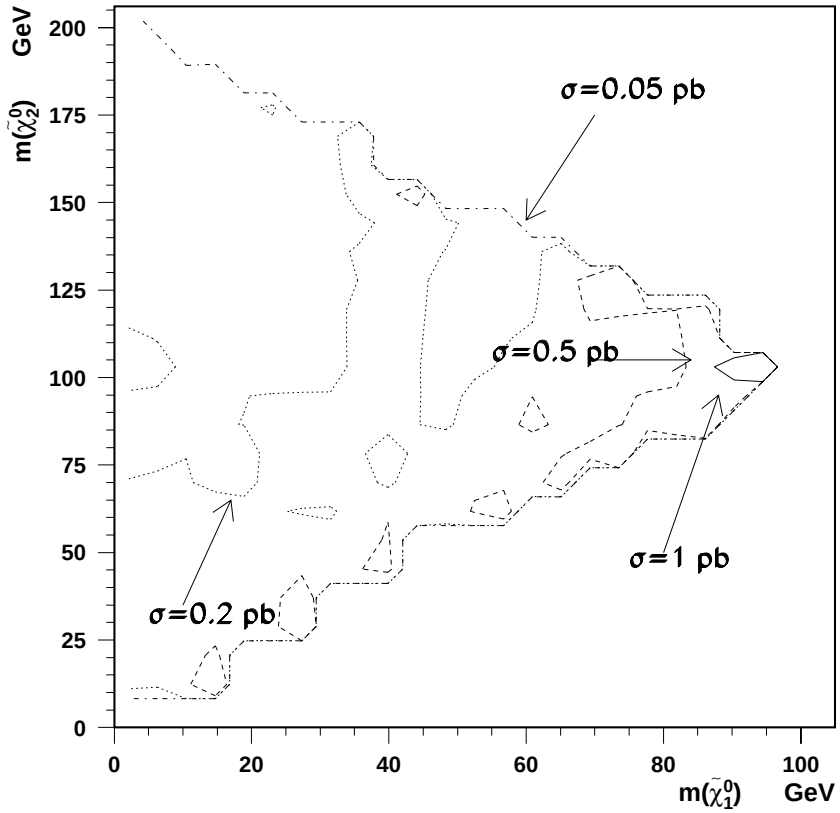



FIG. 3.23 – Limites expérimentales observées sur la section efficace de production des événements à photon unique issus de la réaction $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma$ dans le plan$(m(\tilde{\chi}_1^0), m(\tilde{\chi}_2^0)$.

certains cas[11] des pistes précieuses dans la recherche du LSP et l'information qu'ils fournissent peut se révéler très importante. Ainsi les résultats obtenus ici seront combinés avec ceux obtenus dans les trois autres expériences du LEP ( ALEPH, DELPHI et OPAL) pour compléter les autres informations obtenues des autres canaux afin de contraindre la masse du LSP [61].

[11]Lorsque l'accessibilité des autres modes de productions est cinématiquement limitée au LEP.

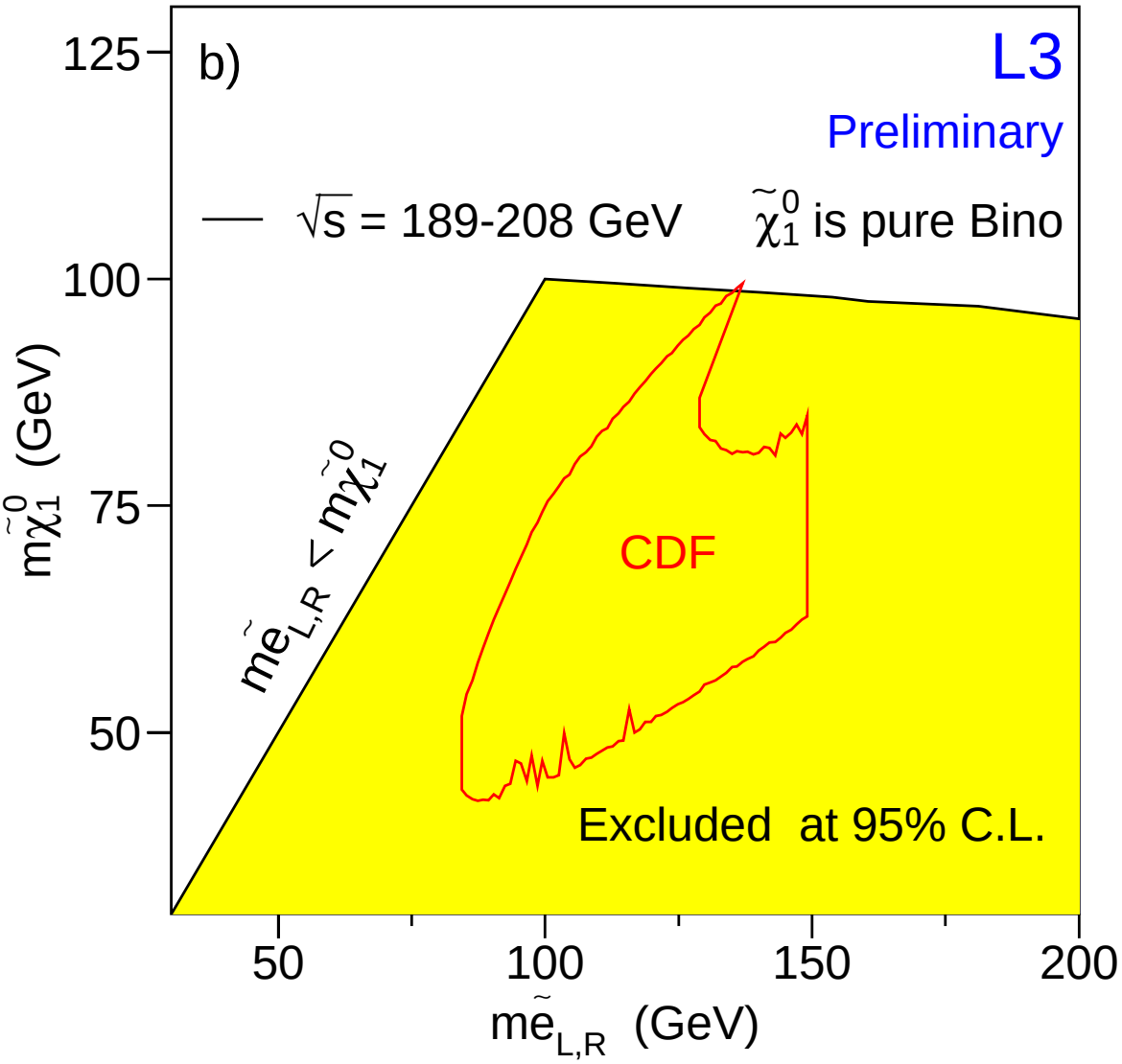



FIG. 3.24 – Zone d'exclusion ($95\% C.L$) dans le plan $(m(\tilde{e}), m(\tilde{\chi}_1^0))$ dans le cadre du GMSB. Le contour de la zone permise par l'événement $(ee\gamma\gamma)$ de CDF [59].

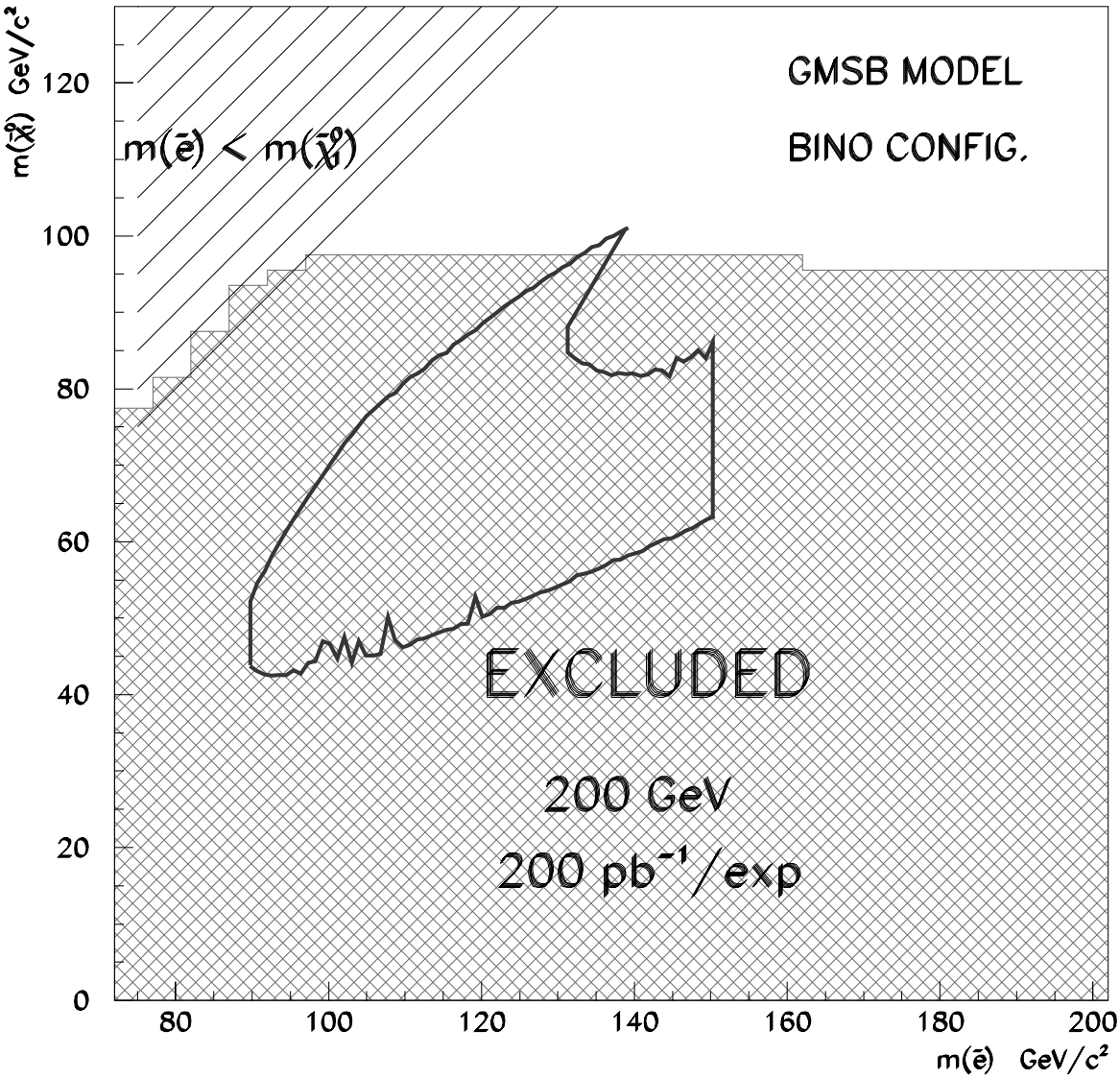



FIG. 3.25 – Zone d'exclusion attendue ($95\% C.L$) dans le plan $(m(\tilde{e}), m(\tilde{\chi}_1^0))$ dans le cadre du GMSB à $200\,GeV$ pour $200\,pb^{-1}$ par expérience.

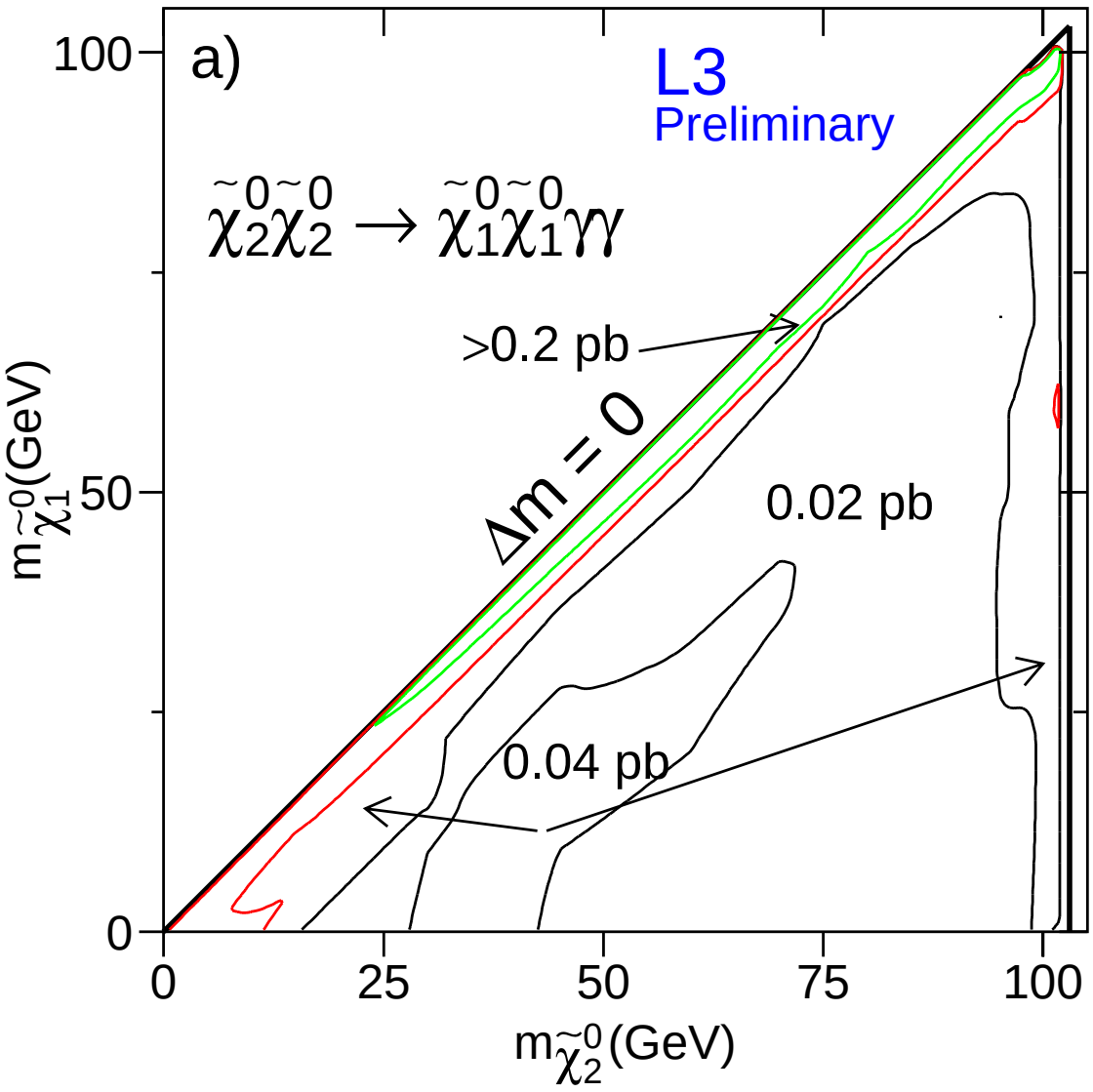



FIG. 3.26 – La limite expérimentale du processus $ee \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma\gamma$

# Chapitre 4

# Recherche des électrons scalaires dans le cadre du MSSM

L3 possède, avec son détecteur électromagnétique(BGO) et son trajectographe (TEC), un outil performant pour identifier les électrons et mesurer avec précision leur énergie. Cette capacité à détecter les électrons a été mise à profit dans la recherche des particules supersymétriques lorsque celles-ci se désintègrent donnant des électrons dans la voie finale. La production d'une paire d'électrons scalaires (sélectrons) conduisant par la suite à une paire d'électrons acoplanaires et deux neuralinos échappant à la détection, a été le premier canal étudié par L3. Le système de déclenchement mis en place pour LEPI, a même été modifié pour tenir compte de la possibilité d'une telle topologie. Dans ce chapitre nous n'allons pas aborder ce canal. Nous allons par contre montrer sa limitation et introduire ensuite la recherche de sélectrons basée sur l'analyse des évenements à électron unique.

### 4.0.1 Electrons acoplanaires

Nous avons vu dans l'introduction théorique que les sélectrons sont répartis dans deux catégories ; sélectrons gauches et sélectrons droits. Ces notations n'ont pas de signification chirale car ces particules sont des scalaires. Cependant, elles rappellent que ces particules sont les partenaires supersymétriques des deux chiralités du fermion associé. Ceci implique que leurs masses, même si elles sont identiques à l'échelle de la garnde unification (GUT), ne seront pas identiques à l'échelle électrofaible d'après les équations RGE suivantes valables pour les différents leptons scalaires chargés [60] :

$$m(\tilde{l}_L) = m_0^2 + 0.77 M_2^2 - 0.27\, m_Z^2\, cos(2\beta)$$
$$m(\tilde{l}_R) = m_0^2 + 0.22 M_2^2 - 0.23\, m_Z^2\, cos(2\beta)$$

Pour des $tg\beta > 1$ ($tg\beta < 1$) , les sélectrons droits (gauches) sont plus légers que les sélectrons gauches (droits). L'absence de Higgs à LEPII [61] privilégie les grandes valeurs de $tg\beta$ ($tg\beta > 1$). Dans ce cas, la stratégie de recherche des sélectrons va être fondée sur la recherche d'une paire de sélectrons droits et éventuellement une paire de sélectrons gauches si l'énergie disponible au centre de masse, le permet.

La production d'une paire de deux électrons scalaires peut procéder à travers le canal s comme les autres leptons scalaires. Il procède également, et ceci est une

particularité de la production des $\tilde{e}$ à LEP, à travers le canal t comme l'indiquent les diagrammes de Feynman de la figure 4.1. Le canal t peut conduire aussi à la production d'une paire mixte de sélectrons $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$ si leur masses les rendent cinématiquement accessibles.

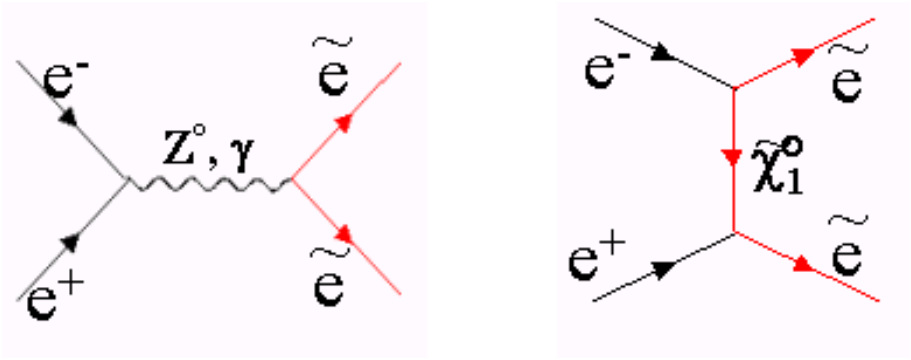



FIG. 4.1 – Diagrammes de Feynman de la production d'une paire de sélectrons.

La contribution du canal t étant positive, le taux de production ne peut qu'augmenter par rapport à une production limitée au canal s. Cependant, cette augmentation est déterminée par les valeurs des paramètres du MSSM. En effet, l'amplitude de production par le canal s ne dépend que de la masse des sélectrons $\tilde{e}$. Par contre, la production à travers le canal t dépend, en plus des masses, des paramètres du MSSM par le biais du couplage du $\tilde{\chi}_1^0$ aux sélectrons. Les sélectrons se désintègrent par la suite donnant, avec un taux de branchement égale à l'unité dans la quasi-totalité de l'espace des paramètres du MSSM, un électron et une LSP comme suit :

$$\tilde{e} \rightarrow e\tilde{\chi}_1^0$$

Ceci conduit à la recherche de deux particules chargées identifiées comme des électrons à l'aide du BGO et de la TEC. Comme la limite de la masse du sélectron obtenue par LEPI, est assez élevée [54], les deux sélectrons produits seront peu énergiques. Ce qui implique que leur produits de désintégration ne seront pas alignés dans deux directions opposées. Cette propriété est exploitée dans la recherche des sélectrons car peu de processus produisent de telle configuration. Parmi les processus physiques donnant naissance à des configurations de deux électrons acoplanaires, nous pouvons mentionner la production de $WW$ avec des électrons plutôt énergiques. Le processus appelé $2\gamma$ peut conduire à la production de deux électrons acoplanaires mais de basse énergie. Il est la conséquence de la collision entre deux photons émis par les électrons dans la voie initiale. Les deux électrons sont peu déviés et peuvent ainsi échapper à la détection tandis que la collision des deux photons donne naissance à une multitude de configurations parmi lesquelles figure celle de deux électrons recherchée ici.

Les recherches de deux électrons acoplanaires menées par les différentes expériences à LEP n'ont pas abouti à mettre en évidence la présence de telles particules. Le problème qui se pose est de savoir si l'absence est réelle ou si les dipositifs expérimentaux ne sont pas assez sensibles pour déceler ces particules. Ceci peut arriver lorsque le sélectron droit a une masse voisine de celle du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ et

lorsque la production d'une paire de sélectrons gauches est cinématiquement inaccessible. Dans ce cas, les produits de désintégrations ne sont probablement pas suffisamment énergiques pour pouvoir déclencher le système d'acquisition. Pour étudier cette configuration où la recherche basée sur deux électrons acoplanaires devient stérile, la recherche d'un électron unique ou accompagné par une petite "activité" dans le trajectographe permet dans le cas où la paire $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$ est cinématiquement accessible, de révéler la présence des sélectrons.

### 4.0.2 Recherche d'électrons scalaires dans les événements à électron unique

Afin de réduire la fenêtre dans le plan $(m(\tilde{e}_R), m(\tilde{\chi}_1^0))$ que l'analyse des électrons acoplanaires laisse ouverte, la recherche d'événements à électron unique ou accompagné d'une faible activité, peut se révéler cruciale, soit pour mettre en évidence la présence des sélectrons, soit pour éliminer cette hypothèse. Tenant compte des études menées sur le détecteur pour l'analyse des événements à photon unique, nous avons cherché à sélectionner les événements susceptibles de venir du canal $ee \to \tilde{e}_R\tilde{e}_L$ dans les deux campagnes de prise de données des années 1999 et 2000 [1]. Les critères de sélection sont les suivants :

- La présence d'une seule bonne trace dans la TEC. Une bonne trace est définie comme :
  - une trace constituée d'au moins 30 fils touchés, pour des traces se trouvant dans la zone centrale de la TEC ($\cos(\theta) <, 73$), avec au moins 40 fils de différence entre le premier et le dernier fil touché. Dans la région des bouchons ($, 95 > \cos(\theta) >, 73$) la trace doit être construite à partir de 3 fils touchés avec une différence d'au moins 5 fils entre le premier et le dernier touché ;
  - le paramètre d'impact de la trace par rapport au point d'intersection des faisceaux doit être inférieur à $10\,cm$,
- La trace doit être associée à un dépôt électromagnétique dans le BGO tel que : $\theta(trace) - \theta(\text{ dépôt}) < 5°$, $\phi(trace) - \phi(\text{ dépôt}) < 2°$. Le dépôt électromagnétique doit avoir les caractéristiques d'une gerbe électromagnétique :
  - la forme est celle d'un électron venant du point de croisement,
  - la gerbe électromagnétique doit être développée sur plus de 3 cristaux.

  Toute activité supplémentaire dans la TEC n'est pas interdite si elle peut correspondre à la présence d'un électron de très basse énergie qui serait produit par la désintégration du $\tilde{e}_R$. Ainsi, est autorisée toute trace possédant peu de fils touchés ( moins de 15 fils dans la région centrale et moins de 3 dans les bouchons) et dont l'énergie mesurée dans la TEC est inférieure à $1\,GeV$,
- la masse de recul du système formé ici par l'électron, ne doit pas être compatible avec la masse de $Z$ ; $|M_{rec} - M(Z)| > 10\,GeV$. Ceci permet de rejeter la plupart des photons convertis venant du processus $\nu\bar{\nu}\gamma$.

[1] Celles de l'année 1998 ont déjà été analysées par un autre groupe de la collaboration et a fait l'objet d'une publication[45].

En plus de ces critères nous exigeons, comme pour le cas du photon unique, une absence d'activités dans les détecteurs à faibles angles (LUMI, ALR) et dans les autres détecteurs comme le calorimètre hadronique[2]. Il est également nécessaire de n'avoir aucune activité dans les chambres à muons afin d'éviter toute contamination.

La contribution la plus importante à notre échantillon d'électron unique vient du canal $ee\gamma$. Afin de limiter cette contribution, l'impulsion manquante de l'événement est estimée. Si cette dernière pointe vers le tube ou une région du détecteur non instrumentée nous rejetons l'événement. Cette exigence ne suffit pas à diminuer suffisamment la contribution de ce canal, prépondérant à faible énergie. En plus, ce canal est mal reproduit par la simulation à faible énergie[3]. Pour cela, nous avons limité la sélection à un domaine de $P_t > 7\,GeV$ où la contribution du canal $ee\gamma$ est faible tout en étant bien reproduit par la simulation.

Les périodes de prise de données étudiées sont celles pour lesquelles la TEC en plus des sous-détecteur mentionnés dans l'analyse des événements radiatifs, ont correctement fonctionné.

Le résultat de cette sélection est montré dans les figures 4.3 et 4.4 pour les compagnes de prise de données des années 1999 et 2000 respectivement. La figure 4.6 montre le résultat pour la somme des deux. Afin de voir si l'échantillon sélectionné pourrait contenir des événements issus d'un processus supersymétrique, nous devons le comparer à un échantillon d'événements simulés prédits par le SM. Ces événements sont le résultat de plusieurs contributions. Nous citons ci-après les plus importantes ainsi que les générateurs utilisés pour les simuler :

- $ee \to ee\gamma$ (TEEGG [46], BHWIDE[62][4]),
- $ee \to \tau\tau$ (KORALZ [41]) avec le $\tau$ se désintégrant en électron,
- des processus du type $2\gamma$ (DIAG36 [63]) donnant des configurations de type $eeee, ee\mu\mu$ et $ee\tau\tau$ avec une desintégration en voie électronique des $\tau$,
- $ee \to WW$ (EXCALIBUR [64]) avec les $W$ se désintégrant en voies leptoniques,
- $ee \to We\nu$ (EXCALIBUR) ce processus appelé processus de "single W ", constitue la contribution la plus importante à haute énergie de notre échantillon. En effet, la direction de l'électron solitaire se perd souvent dans le tube du détecteur et c'est l'électron issu de la désintégration du $W$ qui est détecté.
- $ee \to \nu\nu\gamma$ (KORALZ) avec un photon converti mais à haute énergie la où les deux traces d'électrons issus de la conversion sont confondues en une seule trace.

[2] On autorise cependant d'éventuels débordements de la gerbe électromagnétique dans le HCAL.

[3] Ceci est dû à l'absence d'un générateur d'événements $ee\gamma$ prenant en compte les corrections radiatives d'une façon suffisante à faible énergie.

[4] TEEGG et BHWIDE sont tous les deux utilisés pour générer des événements de type $ee \to ee\gamma$. Le premier est utilisé pour les événements dans lesquels l'électron reste à petits angles. Le deuxième pour ceux avec un électron devié à grands angles.

| Année | luminosité utilisée ($pb^{-1}$) | données | simulation |
|---|---|---|---|
| 1999 | 203.5 | 67 | 55,1 |
| 2000 | 205.8 | 50 | 47,6 |
| Total | 409.3 | 117 | 102.7 |

TAB. 4.1 – 1) L'année. 2) La luminosité utillisée. 3) Nombre d'événements des données à électron unique sélectionnées. 4) Nombre total attendu d'événements à électron unique.

La comparaison entre les données sélectionnées et la simulation montre un assez bon accord pour les deux prises de données mentionnées auparavant. Dans le tableau 4.1, nous résumons les résultats obtenus pour les deux campagnes de prise de données.

### 4.0.3 La supersymétrie dans les événements à électron unique

Le manque d'un excès dans notre sélection d'événements par rapport à la prédiction du Modèle Standard rend faible la probabilité d'avoir parmi ces derniers des événements produits par des processus supersymétriques. Comme dans le chapitre précédent, nous devons quantifier ce manque d'excès dans les événements à électron unique. Nous poursuivons ici encore la démarche mentionnée à propos de la supersymétrie dans les événements à photon unique. L'énergie est choisie comme la variable sur laquelle est basée l'optimisation du signal par rapport à la contribution du SM. L'algorithme développé par Obraztov est encore utilisé et une combinaison des résultats obtenus durant les deux campagnes de prise de données est réalisée. Des événements du type $ee \to \tilde{e}_R\tilde{e}_L$ pour lesquels le $\tilde{e}_R$ est voisine en masse avec le $\tilde{\chi}_1^0$ ont été simulés. En effet, pour chaque énergie de centre de masse, environ 50 configurations de $(m(\tilde{\chi}_1^0), m(\tilde{e}_L))$ ont été considérées avec des masses de $\tilde{e}_L$ telles que $m(\tilde{e}_R) + m(\tilde{e}_L) < \sqrt{(}s)$. Des échantillons de 2000 événements chacun, ont été générés pour chaque configuration en utilisant SUSYGEN.

L'efficacité de notre sélection est montrée dans la figure 4.2 pour un $\tilde{e}_R$ de masse $70\,GeV$ en fonction de la masse de $\tilde{e}_L$ à $\sqrt{s} = 206\,GeV$.

La section efficace de production du processus $ee \to \tilde{e}_R\tilde{e}_L$ dépend, en plus des masses des électrons scalaires, des paramètres supersymétriques $tg\beta, \mu$ et $M_2$ en raison du couplage de l'électron scalaire au neutralino dans la voie t. En choisissant les paramètres qui donnent la section efficace la plus faible ($tg\beta$ entre 1,4 et 2, $\mu$ entre -50 et -200 ), nous pouvons, en l'absence d'un excès dans les données, exclure des configurations de masse dans le plan $(m(\tilde{e}_L), m(\tilde{e}_R))$. Dans la figure **??** nous montrons la zone d'exclusion obtenue en tenant compte de la combinaison des deux prises de données dans le plan précédent. La limite obtenue permet d'exclure beaucoup de configurations dans le plan $(m(\tilde{e}_L), m(\tilde{e}_R))$ et donc dans le plan $(m(\tilde{e}_L), m(\tilde{\chi}_1^0))$. Les limites les plus faibles sont obtenues pour des masses de $\tilde{e}_L$ $\tilde{e}_R$ voisines. Ceci vient de

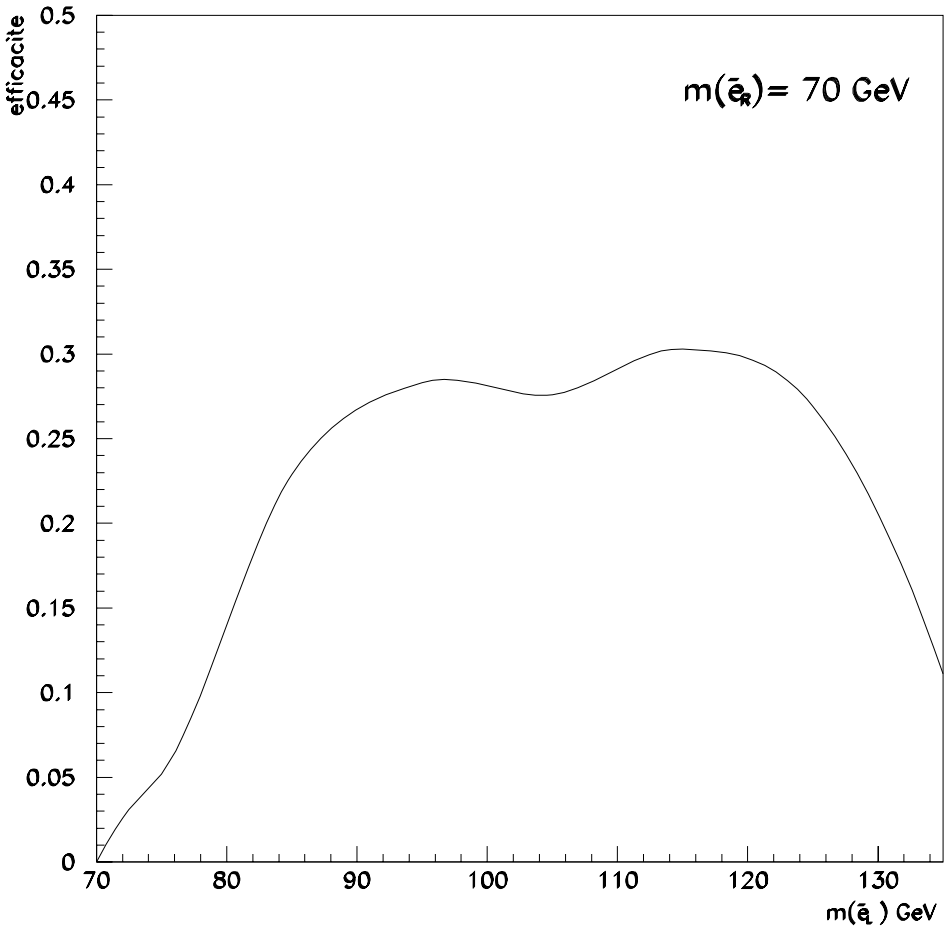



FIG. 4.2 – Efficacité de la sélection d'événements à électron unique du processus $ee \to \tilde{e}_R\tilde{e}_L$ pour un $\tilde{e}_R$ de masse $70\,GeV$ en fonction de la masse de $\tilde{e}_L$ à $\sqrt{s} = 206\,GeV$

la coupure sur l'impulsion transverse utilisée pour le rejet des événements de type $ee\gamma$.

En combinant les résultats obtenus ici avec ceux de la campagne de l'année 1998 ainsi qu'avec ceux des électrons acoplanaires, nous pouvons compléter l'étude des électrons scalaires. Nous pouvons plus précisément mettre une limite absolue sur la masse du $\tilde{e}_R$. Le cas ou les trois particules $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{e}_R$ et $\tilde{e}_L$ sont très voisines en masse peut être résolu en appliquant la même technique déjà utilisée dans le cas de la recherche des $\tilde{\chi}_1^\pm$ voisins en masse avec $\tilde{\chi}_1^0$ en faisant appel à la présence d'un photon émis dans la voie initiale [17]. Les résultats préliminaires conduisent à une exclusion absolue de la masse de $\tilde{e}_R$ de l'ordre de $75\,GeV$.

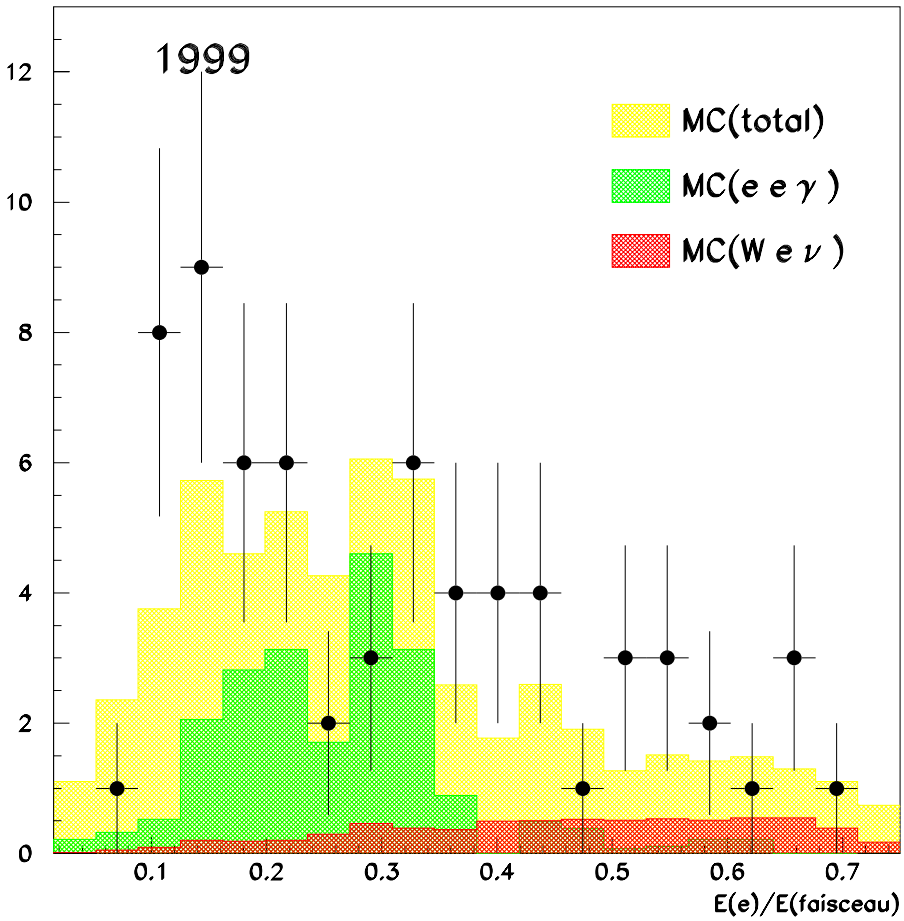



FIG. 4.3 – le spectre en énergie de l'électron rapportée à celle du faisceau pour la campagne de prise de données de l'année 1999

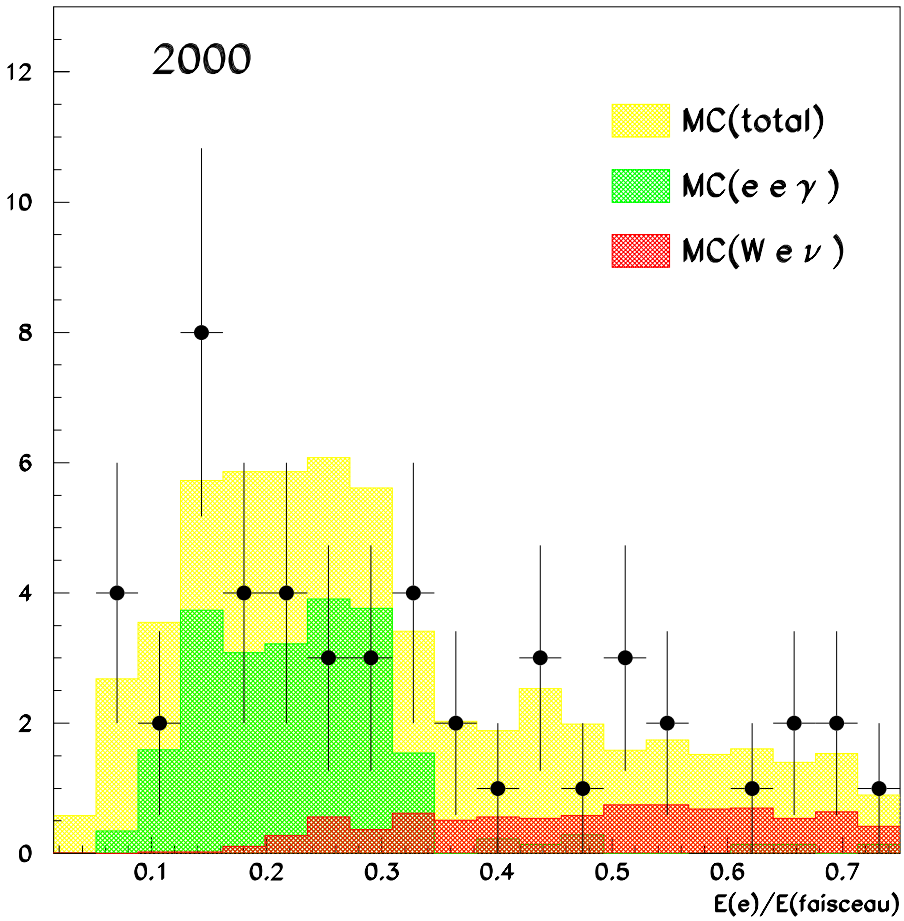



FIG. 4.4 – le spectre en énergie de l'électron rapportée à celle du faisceau pour la campagne de prise de données de l'année 2000.

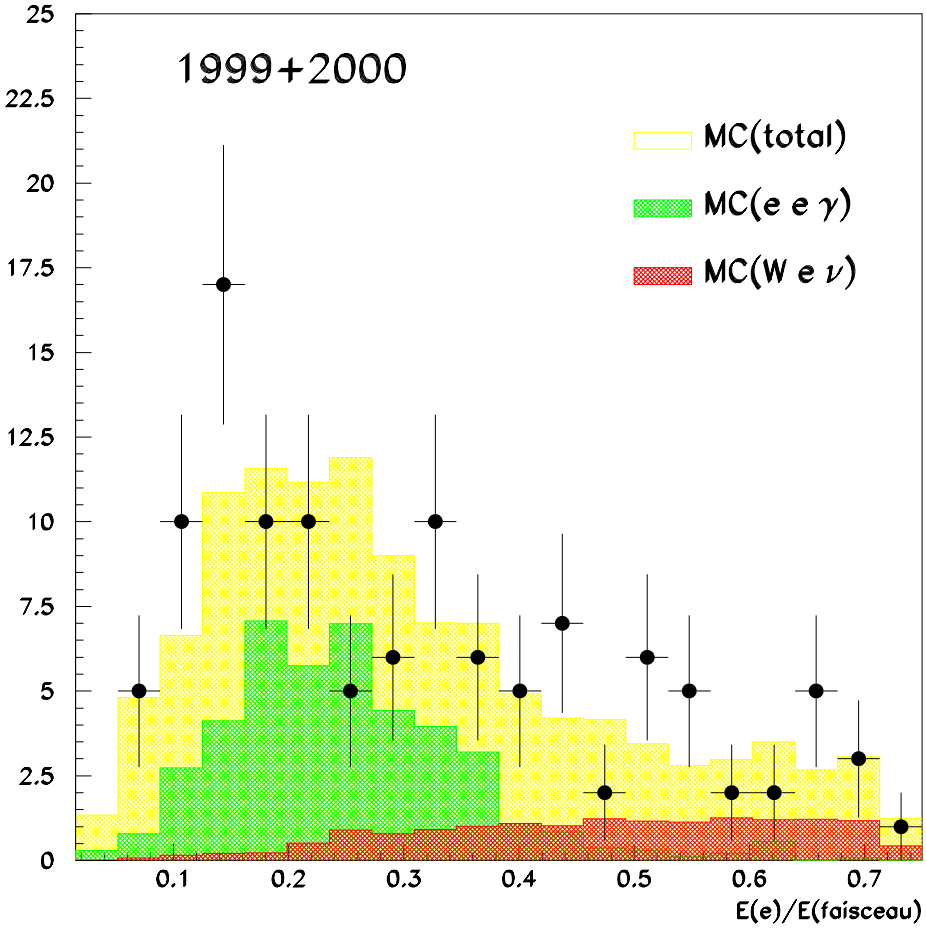



FIG. 4.5 – le spectre en énergie de l'électron raportée à celle du faisceau pour toutes les campganes de prise de données des années 1999 et 2000.

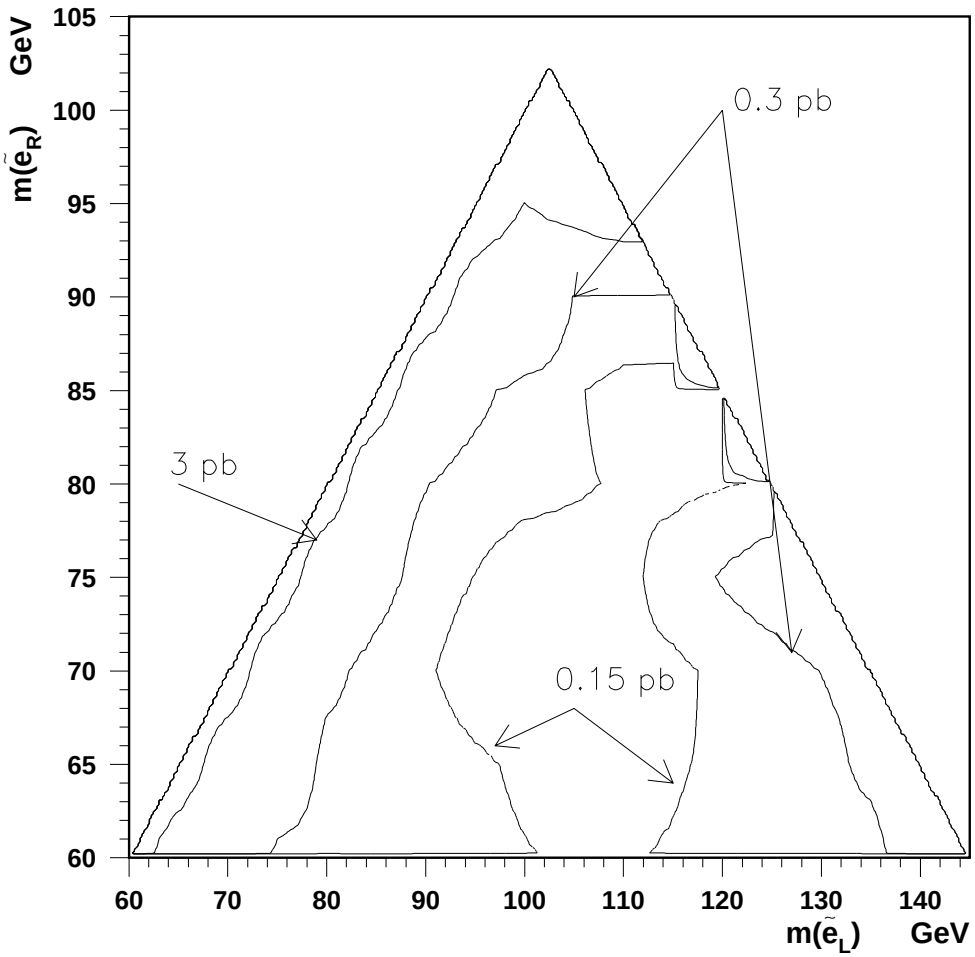



FIG. 4.6 – Limites expérimentales observées de la section efficace de la réaction $e^+e^- \to \tilde{e}_R\tilde{e}_L$ dans le plan $(m(\tilde{e}_L), m(\tilde{e}_R))$ en utilisant les données des années 1999 et 2000.

# Chapitre 5

# Les phases dans le Modèle SuperSymétrique Minimal

Ce travail a été réalisé en collaboration avec N. Ghodbane.

## 5.1 Les phases Supersymétriques

Nous avons vu que le MSSM est le modèle phénoménologique le plus utilisé dans la recherche des particules supersymétriques. L'inconvénient de ce modèle réside dans le nombre important des paramètres qu'il introduit. Ces paramètres sont nombreux pour permettre d'envisager tous les scénarios possibles en l'absence d'une théorie acceptable de brisure spontanée de la supersymétrie. Or, pendant longtemps, ces paramètres ont été restreints à prendre des valeurs réelles. Ce choix a été facilité pour deux raisons. D'une part, limiter les paramètres à être réels constitue une simplification appréciable dans la recherche expérimentale confrontée déjà à la manipulation d'un grand nombre de paramètres. D'autre part, des paramètres complexes sont des sources importantes de violation de CP et peuvent ainsi conduire à des prédictions théoriques en contradiction avec les résultats expérimentaux comme c'est le cas pour les moments électriques dipolaires de l'électron et du neutron. Or, de nouvelles estimations de ces moments [65], tenant compte des contributions jusqu'ici négligées, ont laissé la possibilité de réconcilier les résultats expérimentaux avec la présence des paramètres complexes dans le MSSM.

Face à un tel scénario, la recherche expérimentale ne peut continuer à ignorer la possibilité d'avoir des paramètres complexes dans le MSSM, d'autant plus que leurs conséquences sur la recherche des particules supersymétriques peuvent être importantes. Pour cette raison, nous avons participé à des études

phénoménologiques en vue de préparer les outils nécessaires à l'extension de la recherche expérimentale vers les nouveaux scénarios qu'impliquerait la présence des paramètres complexes.

Dans ce chapitre, nous passons en revue les différents paramètres du MSSM susceptibles d'être complexes. Nous expliquons par la suite pourquoi la présence des paramètres complexes a été mise de coté et les raisons pour les réintroduire. Dans la suite, nous développons le travail que nous avons effectué sur les phases dans les différents secteurs supersymétriques : le secteur des jauginos, celui des sfermions et le secteur du Higgs.

### 5.1.1 Les paramètres complexes du MSSM

Parmi les différents paramètres introduits dans le MSSM, certains sont naturellement complexes car aucune symétrie ne les contraint à prendre des valeurs réelles. Voici la liste de ces paramètres :
– $\mu$ provenant du terme $\mu H_1 H_2$ du superpotentiel,
– les $M_i, i = 1, 3$ dans les termes de masse des jauginos,
– les $A_j$ des couplages trilinéaires,
– $m_{12}^2 = -B\mu$ dans le terme $m_{12}^2 H_1 H_2$ du potentiel du Higgs,
– $m_{ij}, i \neq j$ des éléments non-diagonaux des matrices de masse des sfermions.
Toutes les phases mentionnées ci-dessus ne sont pas indépendantes. En effet, en l'absence des termes contenant ces paramètres, le MSSM possède deux symétries globales du type $U(1)$ : une R-symétrie et une P-Q symétrie [67]. Ces deux symétries imposent aux paramètres complexes en question, considérés comme des spurions brisant ces symétries [68], des charges particulières. Ces charges compensent celles des champs qui leur sont associés dans les termes précédents. Les observables physiques étant neutres vis-à-vis de ces deux symétries, seul un nombre limité de combinaisons des paramètres complexes est autorisé. Ces combinaisons sont de trois types : $M_i \mu (m_{12}^2)^*$, $A_j \mu (m_{12}^2)^*$ et $A_j^* M_i$. Il est clair que seulement deux des phases de ces trois termes sont indépendantes. Ceci permet d'éliminer deux des phases mentionnées auparavant.

Le choix pour lequel nous avons opté, a consisté à rendre la plus simple possible la reformulation des expressions déjà établies dans le cadre des paramètres réels. Il s'agit de fixer la phase du $m_{12}^2 = B\mu$ et du $M_2$ à 0. Bien entendu, d'autres choix sont possibles et doivent donner une description équivalente.

## 5.2 Les phases dans les secteurs du MSSM

Les phases des paramètres du MSSM peuvent constituer une source de la violation CP contribuant ainsi à l'explication de ce phénomène observé expérimentalement. Ainsi, depuis longtemps [66] ces phases ont été étudiées et leurs effets considérées. Parmi les conséquences de l'introduction des phases nous pouvons citer leurs contributions au moment dipolaire électrique de l'électron et du neutron.

En effet, la contribution des particules supersymétriques au moment électrique dipolaire peut être illustrée dans la figure 5.1. D'une façon schématique cette

contribution peut être mise sous la forme simple suivante :

$$d_f \approx (\frac{100GeV}{m_{\tilde{f}}})^2 \sin\Phi \times 10^{-23} e\, cm$$

où $\Phi$ représente une certaine combinaison des phases supersymétriques et $m_{\tilde{f}}$ une masse typique des particules supersymétriques contribuant au moment considéré. L'expression précédente doit être comparée à la limite expérimentale du moment dipolaire électrique de l'électron déduite des mesures faites en physique atomique [69] :

$$d_e^{exp} < 4,3 \times 10^{-27} ecm$$

L'expression du moment dipolaire électrique du neutron est une combinaison de ceux associés aux quarks $u, d$ et dont la limite expérimentale est [70] :

$$d_n^{exp} < 6,3 \times 10^{-26} e\, cm$$

La comparaison entre la prédiction théorique incluant les phases supersymétriques et la limite expérimentale montre que ces deux quantités sont compatibles si les masses supersymétriques sont élevées (au moins de l'ordre de 10 TeV) ou si les phases sont très faibles. Des masses supersymétriques dépassant le TeV créent à nouveau le fameux problème de réglage fin ("fine tunning") mentionné dans l'introduction. Afin de surmonter cette difficulté et de simplifier la phénoménologie du MSSM, des phases supersymétriques nulles ont été proposées. Ce choix des phases nulles est loin d'être satisfaisant car il n'est le produit d'aucune symétrie. Il constitue en fait un autre type de "fine tunning". Les prédictions théoriques des moments électriques dipolaires ont été modifiées récemment [65] en incluant des contributions supplémentaires venant des jauginos. Ces nouvelles contributions compensent une partie de celles déjà incluses dans les estimations précédentes. Ceci conduit à des scénarios où la présence des phases reste compatible avec des valeurs faibles des moments électriques dipolaires considérés et donc avec les limites expérimentales établies.

En résumé, les phases dans le MSSM peuvent exister. De ce fait, tout le travail phénoménologique effectué doit être refait afin de recenser les modifications que ces paramètres complexes introduisent. C'est une première étape avant de chercher d'éventuelles conséquences sur la recherche expérimentale par la suite.

Dans les sections suivantes nous donnons les nouvelles expressions des masses des particules supersymétriques et les modifications sur les sections efficaces dans les secteurs des jauginos, des sfermions et du Higgs.

### 5.2.1 Les phases dans le secteur des jauginos

#### Les charginos

Les masses des charginos sont sensibles à une seule phase. Il s'agit de $\Phi_\mu$ qui apparaît dans la matrice de masse des charginos en remplaçant $\mu$ par $|\mu|e^{i\Phi_\mu}$ :

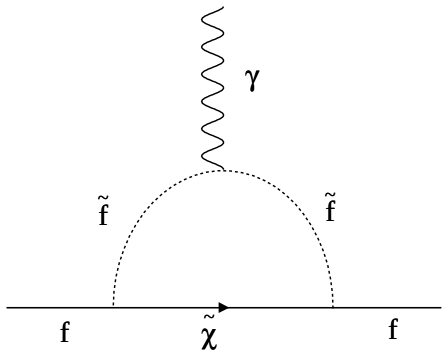



FIG. 5.1 – Diagramme de Feynman décrivant la contribution des particules supersymétriques au moment dipolaire électrique de l'électron.

$$\mathrm{M}_c = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}\, M_W \, \sin\beta \\ \sqrt{2}\, M_W \, \cos\beta & |\mu|\, e^{i\Phi_\mu} \end{pmatrix}$$

Il s'agit d'une matrice complexe qui se diagonalise à l'aide de deux matrices unitaires $U$ et $V$ telles que le produit matriciel $U^* M_c V^{-1}$ donne une matrice diagonale. Les deux matrices unitaires $U$ et $V$ peuvent être mises sous la forme suivante :

$$\mathrm{V} = \begin{pmatrix} cos\Phi_+ & e^{i\delta_+} \sin\Phi_+ \\ -e^{-i\delta_+} \sin\Phi_+ & cos\Phi_+ \end{pmatrix}$$

$$\mathrm{U} = \begin{pmatrix} cos\Phi_- & e^{i\delta_-} \sin\Phi_- \\ -e^{-i\delta_-} \sin\Phi_- & cos\Phi_- \end{pmatrix}$$

avec :

$$\sin\Phi_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \frac{M_2^2 - |\mu|^2 \pm 2M_W \cos 2\beta}{W})^{1/2}$$

où

$$W = ((M_2^2 - |\mu|^2)^2 + 4M_W^2(M_2^2 + |\mu|^2 + 2M_2|\mu|\cos(\Phi_\mu)\sin 2\beta + M_W^2 \cos^2 2\beta))^{1/2}$$

Les angles $\delta_\pm$ sont définis par :

$$tg\delta_+ = \frac{|\mu| \sin\Phi_\mu \cos\beta}{M_2 \sin\beta + |\mu| \sin\Phi_\mu \cos\beta}$$

$$tg\delta_- = \frac{-|\mu| \sin\Phi_\mu \sin\beta}{M_2 \cos\beta + |\mu| \cos\Phi_\mu \sin\beta}$$

La matrice $U^* M_c V^{-1}$ est diagonale mais n'est pas nécessairement réelle. Elle prend la forme générale suivante : $\mathrm{U}^* M_c V^{-1} = \begin{pmatrix} e^{i\gamma_1} M(\tilde{\chi}_1^+) & 0 \\ 0 & e^{i\gamma_2} M(\tilde{\chi}_2^+) \end{pmatrix}$

Les masses des charginos doivent être réelles et positives. Ceci peut être obtenu en introduisant une transformation unitaire supplémentaire définie par :

$V' = \begin{pmatrix} e^{i\gamma_1} & 0 \\ 0 & e^{i\gamma_2} \end{pmatrix} V$

Ainsi la matrice $U^* M_c V'^{-1} = diag(M(\tilde{\chi}_1^+), M(\tilde{\chi}_1^+))$ est une matrice diagonale dont les éléments réels et positifs $M(\tilde{\chi}_1^+), M(\tilde{\chi}_1^+)$ sont les masses des deux charginos. Dans la figure 5.2, nous montrons comment la phase $\Phi_\mu$ affecte la masse du chargino le plus léger pour des valeurs fixes de $M_2, tg\beta$ et $|\mu|$. La section efficace de production d'une paire de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ est aussi montrée.

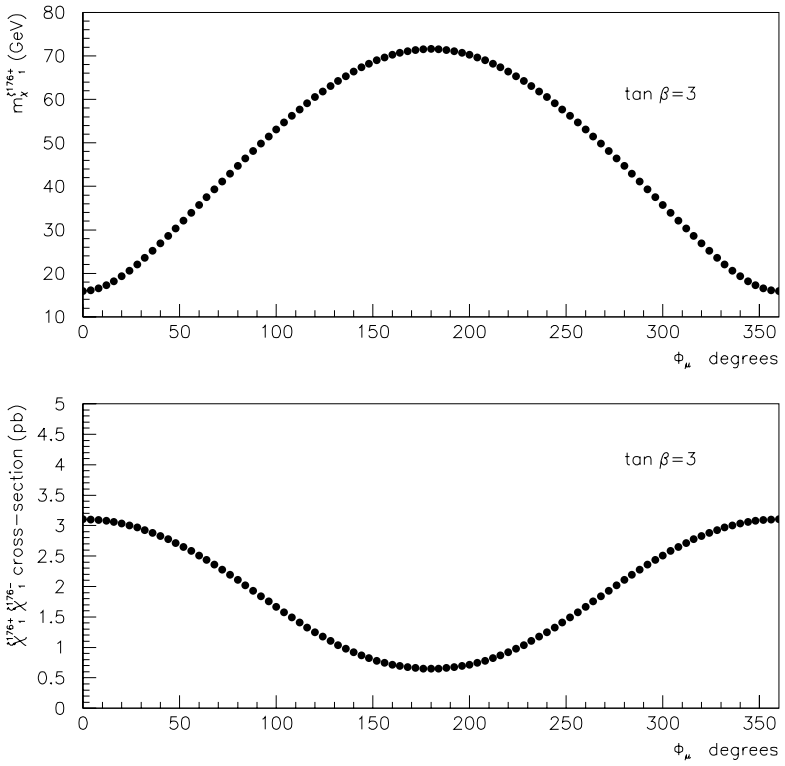



FIG. 5.2 – Evolution de la masse du chargino$\tilde{\chi}_1^+$ (en haut) et de la section efficace de production d'une paire $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (en bas) en fonction de $\Phi_\mu$ pour des valeurs fixes de $M_2 = 80\,GeV, \mu = 80\,GeV$ et $tg\beta$=3.

La variation de la section efficace de production d'une paire de charginos dans la figure précédente n'est pas due au changement des masses seulement. Elle est également le résultat de la modification des couplages du chargino au $Z$, au $\gamma$ et au sneutrino. En effet la production des charginos procède à travers les deux diagrammes montrés dans la figure 5.3

Les vertex impliquant les charginos dépendent des éléments matriciels $U_{ij}, V_{ij}$ qui, comme nous l'avons vu, sont des fonctions de la phase $\Phi_\mu$.

Les limites expérimentales établies par LEP en l'absence des phases ne seraient affectées par cette variation si les sections efficaces atteignent leur minima pour des valeurs de $\Phi_\mu$ égales à 0 ou à $\pi$ correspondant aux valeurs réelles positives ou négatives de $\mu$. La situation devient différente lorsque ce minimum est obtenu pour une valeur de $\Phi_\mu$ située entre 0 et $\pi$ car il s'agit d'une situation que l'analyse actuelle ne prévoit pas. Or, ce genre de scénario est possible comme le montre la figure 5.4 où pour un sneutrino de masse entre 45 et 50 $GeV$[1], la section efficace de production

[1]La limite minimal absolue sur la masse du sneutrino est obtenue à partir de la largeur invisible

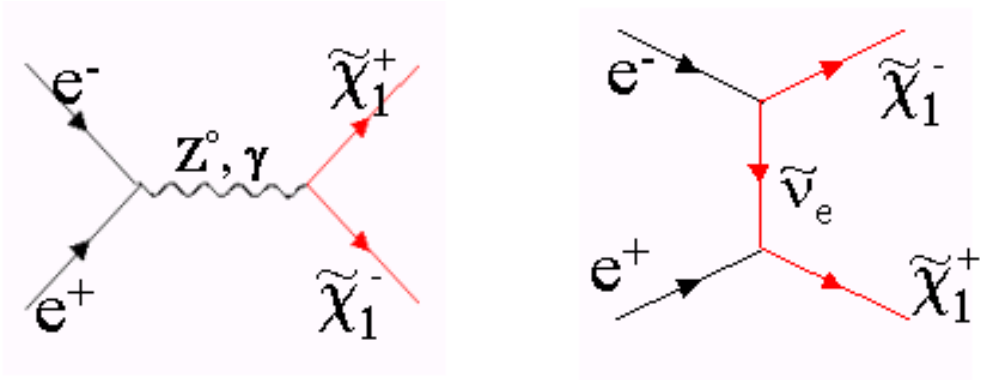



FIG. 5.3 – Les diagrammes de Feynman décrivant la production d'une paire de charginos à travers les deux canaux s et t.

de paire de charginos est minimale pour une valeur de $\Phi_\mu$ autour de 125°.

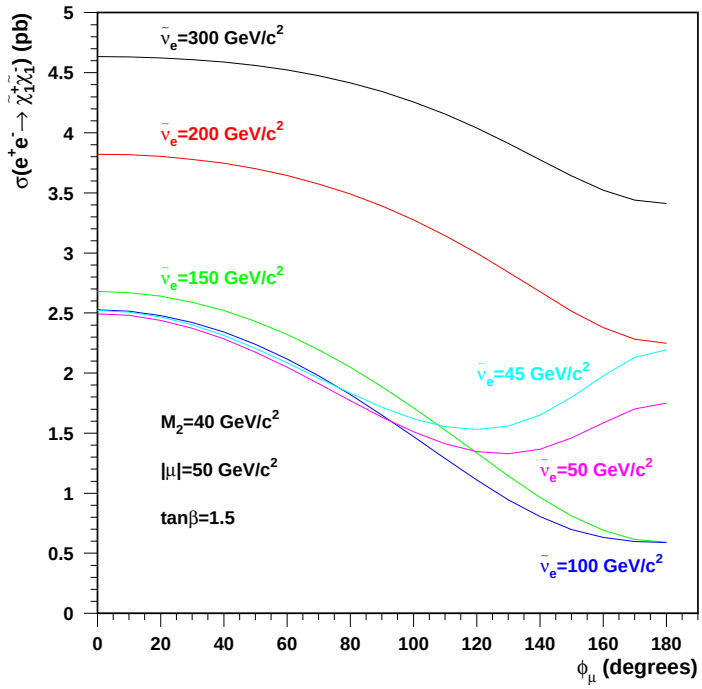



FIG. 5.4 – Evolution des sections efficaces de production d'une paire $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ pour différentes masses de $\tilde{\nu}$ en fonction de $\Phi_\mu$ à des valeurs fixes de $M_2$, $\mu$ et $tg\beta$.

Il est évident que ce genre de configuration pourrait modifier les limites actuelles obtenues dans le cadre du MSSM à paramètres réels. Il peut notamment rendre

de $Z$ à LEPI. Elle est de 41 $GeV$.

caduque la limite absolue sur la masse du chargino établie à LEPI dans ce modèle [2]. Il est, cependant, important de noter que l'introduction des phases doit être également accompagnée par l'utilisation d'autres contraintes expérimentales comme le moment dipolaire électrique. Ces contraintes permettraient de réduire les phases autorisées et limitent ainsi les modifications des limites actuellesc̃iteSavoy. Le travail mené en commun avec N.Ghodbane, S.Katsanevas and J.Rosiek a permis de montrer que la limite établie par LEPI sur la masse du chargino le plus léger est préservée en utilisant les contraintes du moment électrique dipolaire [72].

**Les neutralinos**

Deux phases apparaissent dans le secteur des neutralinos. Il s'agit de $\Phi_\mu$ et $\Phi_M$. En effet, la matrice de masse des neutalinos $M_n$ déjà vue dans l'introduction prend ici la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} |M_1|e^{i\Phi_M} & 0 & -\cos\beta\sin\theta_w M_Z & \sin\beta\sin\theta_w M_Z \\ 0 & M_2 & \cos\beta\cos\theta_w M_Z & -\sin\beta\cos\theta_w M_Z \\ -\cos\beta\sin\theta_w M_Z & \cos\beta\cos\theta_w M_Z & 0 & -|\mu|^{i\Phi_\mu} \\ \sin\beta\sin\theta_w M_Z & -\sin\beta\cos\theta_w M_Z & -|\mu|e^{i\Phi_\mu} & 0 \end{pmatrix}$$

Il s'agit maintenant d'une matrice symétrique mais complexe dont les valeurs propres sont obtenues en faisant une transformation unitaire à l'aide d'une matrice complexe $N$. La matrice diagonale est obtenue à partir de la matrice $M_n$ par la relation : $M_d = N^* M_n N^{-1}$
La diagonalisation d'une telle matrice se fait numériquement. Cependant, pour une matrice complexe de rang $4 \times 4$ telle que $M_n$, la stabilité numérique n'est pas facile à obtenir par les méthodes numériques utilisées. Afin d'éviter ce genre de problème numérique, nous avons cherché à diagonaliser la matrice réelle $M_n^* M_n$ puisqu'elle fait appel à la même matrice de passage N. En effet on a :

$$M_d^2 = M_d^* M_d = N M_n^* N^{*-1} N^* M_n N^{-1} = N M_n^* M_n N^{-1}$$

Ainsi la diagonalisation de $M_n^* M_n$ permet de déterminer la matrice $N$ et remonter ainsi à la matrice $M_d = N^* M_n N^{-1}$. Cette dernière est diagonale mais pas forcément réelle. Elle peut s'écrire sous la forme diagonale suivante :

$$M_d = N^* M_n N^{-1} = diag(e^{i\gamma_1} M(\tilde{\chi}_1^0), e^{i\gamma_2} M(\tilde{\chi}_2^0), e^{i\gamma_3} M(\tilde{\chi}_3^0), e^{i\gamma_4} M(\tilde{\chi}_4^0))$$

Comme pour les charginos, les masses des neutralinos doivent être réelles et positives. Une nouvelle transformation unitaire à l'aide de la matrice diagonale complexe $N' = diag(e^{i\gamma_1/2}, e^{i\gamma_2/2}, e^{i\gamma_3/2}, e^{i\gamma_4/2})N$ permet d'obtenir les masses des quatre neutralinos directement :

$$N'^* M_n N'^{-1} = diag(M(\tilde{\chi}_1^0), M(\tilde{\chi}_2^0), M(\tilde{\chi}_3^0), M(\tilde{\chi}_4^0))$$

Les figures 5.5, 5.6 montrent l'évolution de la masse des neutralinos en fonction de $\Phi_\mu$ et de $\Phi_M$ successivement pour des valeurs données de $M_2$, $\mu$ et $tg\beta$. La section efficace de production de $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ est aussi donnée dans les deux cas.

[2] La limite absolue sur la masse du chargino est obtenue à LEPI à partir de la largeur invisible de $Z$. Elle est de 45 GeV.

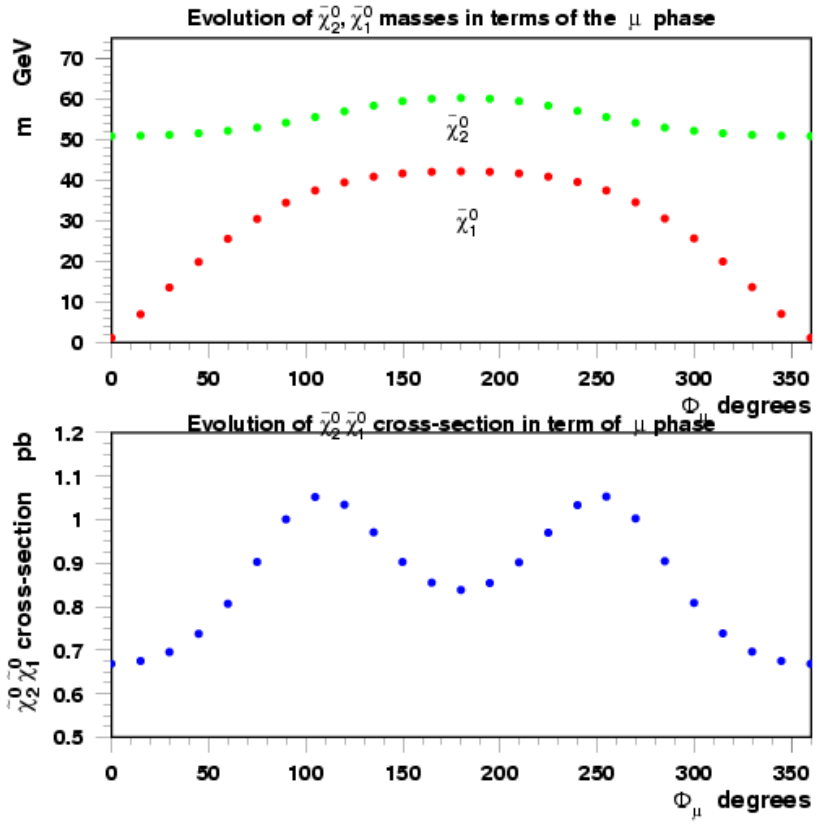



FIG. 5.5 – Evolution de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ (en haut) et de la section efficace de production d'une paire $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ (en bas) en fonction de $\Phi_\mu$ pour des valeurs fixes de $M_2 = 80\,GeV, \mu = 80\,GeV$ et $tg\beta$=3.

Afin d'illustrer le rôle des phases $\Phi_M, \Phi_\mu$ dans le secteur des neutralinos, nous allons détailler une partie du calcul conduisant à l'estimation de la section efficace de production de neutralinos. Les deux vertex responsables de la production des neutralinos sont présentés dans la figure 5.7.
Le premier vertex $Z\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ est représenté par l'opérateur :

$$O_1 = \gamma^\mu(C_L^1 P_L + C_R^1 P_R)$$

où $P_L(P_R)$ sont les projecteurs de gauche (droite) déjà rencontrés dans l'introduction.

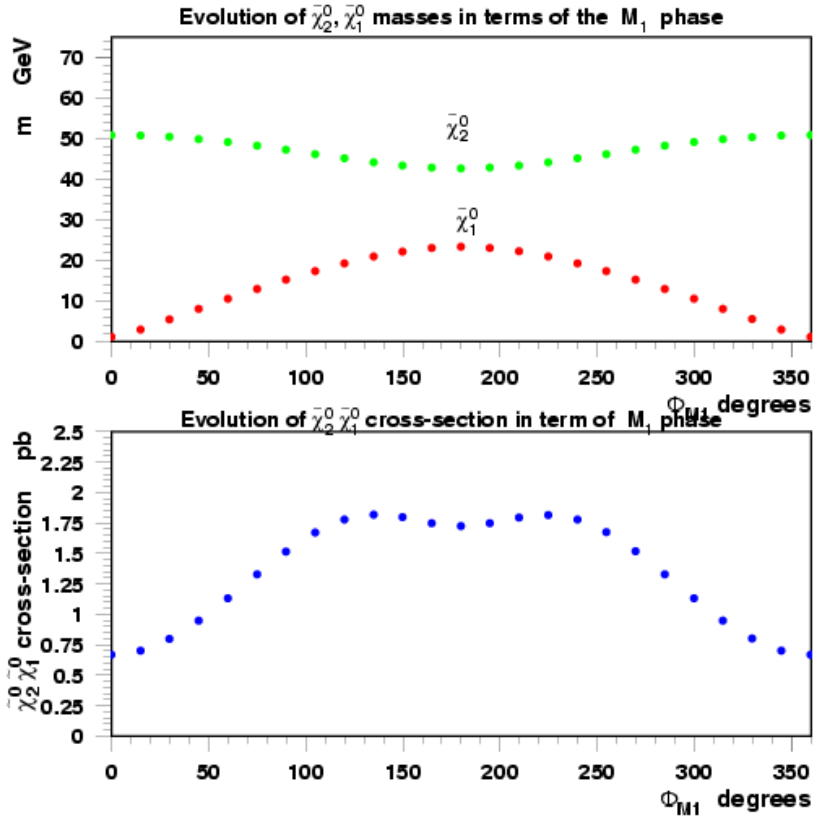



FIG. 5.6 – Evolution de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ (en haut) et de la section efficace de production d'une paire $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ (en bas) en fonction de $\Phi_M$ pour des valeurs fixes de $M_2 = 80\,GeV, \mu = 80\,GeV$ et $tg\beta$=3.

$C_L^1(C_R^1)$ sont des coefficients dont l'expression contient les éléments matriciels $N'_{ij}$ :

$$C_L^1 = \frac{ig}{2\cos\theta_w}(N'^*_{4i}N'_{4j} - N'^*_{3i}N'_{3j})$$

$$C_R^1 = \frac{-ig}{2\cos\theta_w}(N'_{4i}N'^*_{4j} - N'_{3i}N'^*_{3j})$$

$$g^2 = \frac{4\pi\alpha_{em}}{\sin^2\theta_W}$$

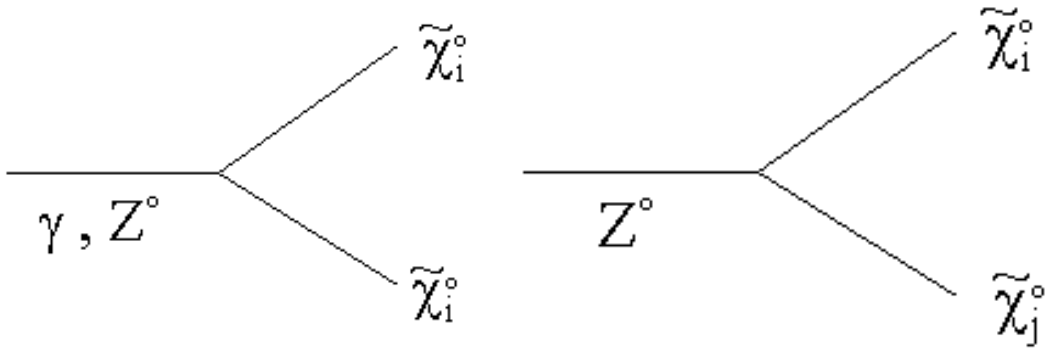



FIG. 5.7 – Les deux vertex de production de $\tilde{\chi}_i^0$.

Le deuxième vertex $e\tilde{e}\tilde{\chi}_i^0$ est représenté par l'opérateur :

$$O_2 = \gamma^\mu (C_L^2 P_L + C_R^2 P_R)$$

où $C_L^2$ et $(C_R^2)$ sont des coefficients contenant les éléments matriciels $N'_{ij}$ :

$$C_L^2 = \frac{ig}{\sqrt{2}\cos\theta_w} R_{i1}(N'_{1j}\sin\theta_W + N'_{1j}\cos\theta_W) - \frac{ig}{\sqrt{2}M_W\cos\theta_w} m_e R_{i2} N'_{3j}$$

$$C_R^2 = -\frac{i\sqrt{2}g\sin\theta_W}{\cos\theta_w} R_{i2} N'_{3j} - \frac{ig}{\sqrt{2}M_W\cos\theta_w} m_e R_{i1} N'^{*}_{3j}$$

$R_{i,j}\, i,j = 1,2$ sont les éléments de la matrice du mélange de sélectron. Cette matrice contient à son tour la phase associée à la constante trilinéaire $A_e$. Le calcul précédent donne une idée de la difficulté de toute tentative qui a pour objectif de mesurer à la fois les paramèteres SUSY et leurs phases dans le secteur des neutralinos à partir d'observations expérimentales. Ce n'est pas le cas dans le secteur des charginos qui serait très utile pour la détermination d'une partie des paramètres et leur phases, vue la relative simplicité de sa structure.

### 5.2.2 Les phases dans le secteur des sfermions

Nous avons vu dans l'introduction comment les fermions scalaires des deux types droit et gauche se mélangent pour donner naissance aux états propres de masse. L'introduction des phases ne modifie pas la structure de cette matrice mais la rend complexe. La nouvelle matrice peut s'exprimer comme avant :

$$\mathrm{M}_{sf}^2 = \begin{pmatrix} X_{11} & X_{12} \\ X_{12}^* & X_{22} \end{pmatrix}$$

Les éléments diagonaux de cette matrice ont les expressions suivantes :

$$X_{11} = M_L^2 + m_f^2 + M_Z^2(1/2 - Q\,\sin^2\theta_W)\cos 2\beta$$
$$X_{22} = M_R^2 + m_f^2 + M_Z^2 Q\,\sin^2\theta_W\cos 2\beta$$

où $m_f$ est la masse du partenaire fermionique en question et Q sa charge. Pour des fermions du type "up", l'élément non diagonal $X_{12}$ prend la forme suivante :

$$X_{12} = m_f(|A|e^{-i\Phi_A} - |\mu|e^{i\Phi_\mu})cotg\beta$$

tandis que pour ceux du type "down", cet élement prend la forme :

$$X_{12} = m_f(|A|e^{-i\Phi_A} - |\mu|e^{i\Phi_\mu})tg\beta$$

La matrice $M^2_{sf}$ se diagonalise en faisant appel à une matrice unitaire complexe $U$ décrite à l'aide des deux paramètres $\theta, \delta$ comme suit :

U= $\begin{pmatrix} cos\theta & e^{i\delta}sin\theta \\ -e^{i\delta}sin\theta & cos\theta \end{pmatrix}$

avec $\theta$ et $\delta$ définis par les expressions suivantes :

$$\cos\theta = (\frac{\Delta^{1/2} - (X_{11} - X_{22})}{2\Delta^{1/2}})^{1/2},\ \Delta = (X_{11} - X_{22})^2 + |X_{12}|^2$$

$$tg\delta = \frac{A\sin(\Phi_A) + \mu\sin(\Phi_\mu)f(\beta)}{A\cos(\Phi_A) - \mu\cos(\Phi_\mu)f(\beta)}$$

où $f(\beta) = cotg(\beta)(tg(\beta))$ pour les fermions du type "up" ("down"). Les masses des sfermions se déduisent aisément en diagonalisant la matrice $M^2_{sf}$. Un point important à évoquer ici concerne la nature de la dépendance des masses sur les phases. En effet, les masses dépendent seulement de la somme $\Phi_\mu + \Phi_A$ intervenant dans $|X_{12}|^2$. Il en est de même pour la section efficace de production des processus $e^+e^- \to \tilde{l}\tilde{l}$, $e^+e^- \to \tilde{q}\tilde{q}$. Ces sections efficaces dépendent uniquement des $|U_{ij}|^2$ dans lesquels l'angle $\delta$ disparaît. Les $|U_{ij}|^2$ sont donc des fonctions de l'angle $\theta$ uniquement dont la dépendance sur les phases passe par $|X_{12}|^2$.

Comme illustration de l'effet des phases dans le secteur des fermions scalaires, nous montrons dans la figure 5.8 l'évolution de la masse du $\tilde{t}_1$ en fonction de $\Phi_\mu + \Phi_A$ ainsi que celle de la section efficace de production d'une paire de $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ pour une énergie de centre de masse de $206\,GeV$.

### 5.2.3 Les phases dans le secteur du Higgs

Dans l'introduction, nous avons mentionné brièvement le secteur du Higgs dans le cadre du MSSM avec ses deux Higgs chargés $H^\pm$ et ses trois Higgs neutres dont deux scalaires $h^0, H^0$ et un pseudo-scalaire $A^0$. Dans ce secteur, les corrections radiatives jouent un rôle très important. En effet, sans elles, la masse du $h^0$ devrait être inférieure à celle du $Z$ [73], ce qui est déjà exclu expérimentalement. Parmi les méthodes les plus utilisées dans la prise en compte de ces corrections, il y a celles basées sur l'utilisation d'un potentiel effectif. Dans ces méthodes, les effets essentiels comme ceux dus au quark top et son partenaire supersymétrique sont pris en compte. Il existe une autre méthode plus récente [74] utilisant les relations du groupe de renormalisation avec des corrections à deux boucles. Cette méthode a été utilisée par Carena *et al.* [75] pour une meilleure estimation des masses des différents Higgs supersymétriques mais sans tenir compte des phases. L'introduction des phases ayant été faite dans les autres secteurs, il est devenu nécessaire de voir leurs effets dans ce secteur aussi. Notre démarche a consisté à reproduire le travail de Carena *et al* en utilisant la méthode mentionnée dans la référence [74] tout en introduisant les phases.

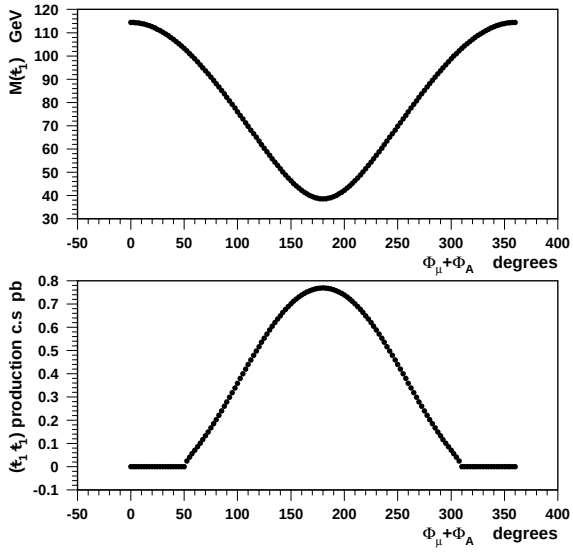



FIG. 5.8 – Evolution de la masse du $\tilde{t}_1$ (en haut) et de la section efficace de production d'une paire $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ à $\sqrt{s} = 206\,GeV$(en bas) en fonction de $\Phi_\mu + \Phi_A$ pour des valeurs fixes de $M_2 = 100\,GeV, \mu = 100\,GeV$, $tg\beta = 3, A_t = 180\,GeV$ et $m(t_R) = m(t_L) = 100GeV$

### Le potentiel du Higgs

En présence de la supersymétrie, le mécanisme du Higgs se construit comme dans le cas du SM par l'introduction, dans le lagrangien, d'un potentiel contenant les champs du Higgs d'une part et de l'interaction de ces champs avec la matière d'autre part. La supersymétrie implique la présence de deux doublets du Higgs au moins. C'est ce scénario minimal à deux doublets qui est considéré dans le cadre du MSSM. Alors, le potentiel du Higgs le plus général, dans ce cadre, peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned} V &= m_{11}^2\Phi_1^+\Phi_1 + m_{22}^2\Phi_2^+\Phi_2 - (m_{12}^2\Phi_1^+\Phi_2 + H.C) + \frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^+\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^+\Phi_2)^2 \\ &+ \lambda_3(\Phi_1^+\Phi_1)(\Phi_2^+\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^+\Phi_2)(\Phi_2^+\Phi_1) + \{\frac{1}{2}\lambda_5(\Phi_1^+\Phi_2)^2 \\ &+ [\lambda_6(\Phi_1^+\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^+\Phi_2)]\Phi_1^+\Phi_2 + HC\} \end{aligned}$$

Dans l'expression précédente, les $\Phi_1, \Phi_2$ sont les deux doublets des champs du Higgs complexes :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix}$$

Les paramètres $m_{11}^2, m_{22}^2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ doivent être réels pour conserver l'hermiticité du potentiel tandis que les autres paramètres $m_{12}^2$ ,$\lambda_4$, $\lambda_5$, $\lambda_6$, $\lambda_7$ peuvent être complexes a priori. Les $\lambda_i$ sont nuls en l'absence des corrections radiatives. En tenant compte

de ces dernières à l'ordre de deux boucles, nous avons estimé leur expressions à l'aide de la méthode décrite dans la référence [74] :

$$\begin{aligned}
\lambda_1 = &+ \frac{g_1^2+g_2^2}{4}\left(1-\frac{3}{8\pi^2}h_b^2 t\right)\\
&+ \frac{3}{8\pi^2}h_b^4\left[t+\frac{|X_b|}{2}+\frac{1}{16\pi^2}\left(\frac{3}{2}h_b^2+\frac{1}{2}h_t^2-8g_3^2\right)\left(|X_b|\,t+t^2\right)\right]\\
&- \frac{3}{96\pi^2}h_t^4\frac{|\mu|^4}{M_{susy}^4}\left[1+\frac{1}{16\pi^2}\left(9h_t^2-5h_b^2-16g_3^2\right)t\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_2 = &+ \frac{g_1^2+g_2^2}{4}\left(1-\frac{3}{8\pi^2}h_t^2 t\right)\\
&+ \frac{3}{8\pi^2}h_t^4\left[t+\frac{|X_t|}{2}+\frac{1}{16\pi^2}\left(\frac{3}{2}h_t^2+\frac{1}{2}h_b^2-8g_3^2\right)\left(|X_t|\,t+t^2\right)\right]\\
&- \frac{3}{96\pi^2}h_b^4\frac{|\mu|^4}{M_{susy}^4}\left[1+\frac{1}{16\pi^2}\left(9h_b^2-5h_t^2-16g_3^2\right)t\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_3 = &+ \frac{g_2^2-g_1^2}{4}\left(1-\frac{3}{16\pi^2}\left(h_t^2+h_b^2\right)t\right)\\
&+ \frac{6}{16\pi^2}h_t^2h_b^2\left[t+\frac{A_{tb}}{2}+\frac{1}{16\pi^2}\left(h_t^2+h_b^2-8g_3^2\right)\left(A_{tb}t+t^2\right)\right]\\
&+ \frac{3}{96\pi^2}h_t^4\left[3\frac{|\mu|^2}{M_{susy}^2}-\frac{|\mu|^2\,|A_t|^2}{M_{susy}^4}\right]\left[1+\frac{1}{16\pi^2}\left(6h_t^2-2h_b^2-16g_3^2\right)t\right]\\
&+ \frac{3}{96\pi^2}h_b^4\left[3\frac{|\mu|^2}{M_{susy}^2}-\frac{|\mu|^2\,|A_b|^2}{M_{susy}^4}\right]\left[1+\frac{1}{16\pi^2}\left(6h_b^2-2h_t^2-16g_3^2\right)t\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_4 = &- \frac{g_2^2}{2}\left(1-\frac{3}{16\pi^2}\left(h_t^2+h_b^2\right)t\right)\\
&- \frac{6}{16\pi^2}h_t^2h_b^2\left[t+\frac{A_{tb}}{2}+\frac{1}{16\pi^2}\left(h_t^2+h_b^2-8g_3^2\right)\left(A_{tb}t+t^2\right)\right]\\
&+ \frac{3}{96\pi^2}h_t^4\left[3\frac{|\mu|^2}{M_{susy}^2}-\frac{|\mu|^2\,|A_t|^2}{M_{susy}^4}\right]\left[1+\frac{1}{16\pi^2}\left(6h_t^2-2h_b^2-16g_3^2\right)t\right]\\
&+ \frac{3}{96\pi^2}h_b^4\left[3\frac{|\mu|^2}{M_{susy}^2}-\frac{|\mu|^2\,|A_b|^2}{M_{susy}^4}\right]\left[1+\frac{1}{16\pi^2}\left(6h_b^2-2h_t^2-16g_3^2\right)t\right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_5 = &- \frac{3}{96\pi^2}h_t^4\frac{\mu^2A_t^2}{M_{susy}^4}\left(1-\frac{1}{16\pi^2}\left(2h_b^2-6h_t^2+16g_3^2\right)t\right)\\
&- \frac{3}{96\pi^2}h_b^4\frac{\mu^2A_b^2}{M_{susy}^4}\left(1-\frac{1}{16\pi^2}\left(2h_t^2-6h_b^2+16g_3^2\right)t\right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\lambda_6 = &+ \frac{3}{96\pi^2}h_t^4\mu\frac{|\mu|^2 A_t}{M_{susy}^4}\left(1-\frac{1}{16\pi^2}\left(\frac{7}{2}h_b^2-\frac{15}{2}h_t^2+16g_3^2\right)t\right)\\ &+ \frac{3}{96\pi^2}h_b^4\frac{\mu}{M_{susy}}\left(\frac{|A_b|^2 A_b}{M_{susy}^3}-6\frac{A_b}{M_{susy}}\right)\left[1-\frac{1}{16\pi^2}\left(\frac{1}{2}h_t^2-\frac{9}{2}h_b^2+16g_3^2\right)t\right]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\lambda_7 = &+ \frac{3}{96\pi^2}h_b^4\mu\frac{|\mu|^2 A_b}{M_{susy}^4}\left(1-\frac{1}{16\pi^2}\left(\frac{7}{2}h_t^2-\frac{15}{2}h_b^2+16g_3^2\right)t\right)\\ &+ \frac{3}{96\pi^2}h_t^4\frac{\mu}{M_{susy}}\left(\frac{|A_t|^2 A_t}{M_{susy}^3}-6\frac{A_t}{M_{susy}}\right)\left[1-\frac{1}{16\pi^2}\left(\frac{1}{2}h_b^2-\frac{9}{2}h_t^2+16g_3^2\right)t\right]\end{aligned}$$

${g_1}^3$, $g_2$ et $g_3$ sont les trois constantes de couplage associés au groupe $U(1)\times SU(2)\times SU(3)$ et estimées à l'échelle électrofaible($M_Z$). $h_b, h_t$ sont les constantes de couplage de Yukawa associées aux quarks b et t. Leur valeur dépend bien entendu de la masse du quark associé et de $tg\beta$ mais également des valeurs prises par les champs neutres du Higgs dans le vide $v_1$ et $v_2$ :

$$h_t = \frac{\sqrt{2}m_t}{v\sin\beta}\ ,\ h_b = \frac{\sqrt{2}m_b}{v\cos\beta}$$
$$v^2 = v_1^2 + v_2^2$$

La valeur de $v$ est déduite comme dans le modèle standard à partir de la masse de $W^\pm$ : $M_W = g_2 v/2$.
Les autres paramètres $X_t$, $X_b$ et $A_{tb}$ sont définis par :

$$\begin{aligned}t &= log\frac{M_{susy}^2}{m_{top}^2}\\ |X_t| &= 2\frac{|A_t|^2}{M_{susy}^2}\left(1-\frac{|A_t|^2}{12M_{susy}^2}\right)\\ |X_b| &= 2\frac{|A_t|^2}{M_{susy}^2}\left(1-\frac{|A_t|^2}{12M_{susy}^2}\right)\\ A_{tb} &= \frac{1}{6}\left[-6\frac{|\mu|^2}{M_{susy}^2}-\frac{\left||\mu|^2-A_b^* A_t\right|^2}{M_{susy}^4}+3\frac{|A_t+A_b|^2}{M_{susy}^2}\right]\end{aligned}$$

La valeur de $M_{susy}$ est celle de la référence [75] :

$$M_{susy}^2 = (M^2(\tilde{t}_L)+M^2(\tilde{t}_R))/2$$

Les expressions des $\lambda_i$ coincident avec celles de la référence [75] pour des phases nulles. La présence des phases rendent $\lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ complexes. Notons que les expressions ont été trouvées d'une façon indépendente par les auteurs de la référence [76].

[3] $g_1 = \sqrt{5/3}g'$

**Les masses des Higgs**

Le paramètre $m_{12}^2$ est complexe a priori. Cependant, nous pouvons, grâce à la PQ-symmétrie, effectuer une rotation des champs du Higgs qui permet de rendre ce paramètre réel. Avec cette rotation il est possible d'imposer à une des deux VEV d'être réelle, ce qui permet d'écrire les deux doublets du Higgs sous la forme suivante [77] :

$$< \Phi_1 >= \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ (v_1 + \phi_{11}^0 + i\phi_{12}^0))/\sqrt{(2)} \end{pmatrix} \ , \ < \Phi_2 >= exp(i\theta) \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ (v_2 + \phi_{21}^0 + i\phi_{22}^0)/\sqrt{(2)} \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Dans cette représentation $v_1$ et $v_2$ sont réels et liés par la relation :

$$tg\beta = \frac{v_1}{v_2}$$

L'étape suivante consiste à minimiser le potentiel du Higgs par rapport aux quatre degrés de liberté $\phi_{11}^0, \phi_{22}^0, \phi_{12}^0$ et $\phi_{21}^0$. Les minimisations par rapport à $\phi_{12}^0$ et $\phi_{21}^0$ étant équivalentes, seules trois équations sont utiles :

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_{11}^0} = 0, \ \frac{\partial V}{\partial \phi_{22}^0} = 0, \ \frac{\partial V}{\partial \phi_{12}^0} = 0$$

Les deux premières équations permettent d'exprimer $m_{11}^2$ et $m_{22}^2$ à l'aide de $m_{12}^2$ et de $\theta$. En injectant les expressions de $m_{11}^2$ et de $m_{22}^2$ dans la troisième équation nous obtenons une équation à l'ordre 4 en $sin\theta$ avec $m_{12}^2$ comme paramètre. La résolution de cette dernière équation conduit à plusieurs solutions en $\theta$. Seule la solution réelle correspondant à la valeur la plus faible est retenue. Le choix de cette solution a été motivé, entre autres, par le souci de limiter la violation de CP dans le secteur du Higgs [4].

Une fois la valeur de $\theta$ trouvée, les masses des différents Higgs s'obtiennent en diagonalisant la matrice de masse dont les éléments sont déterminés par les formules suivantes [78] :

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \quad (5.2)$$

Ainsi dans la base $\{\phi_{11}, \phi_{22}, \phi_{12}, \phi_{21}\}$, les éléments de la matrice de masse des Higgs neutres possèdent les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} M_{11}^2 &= m_{12}^2 \cos\theta tg\beta + \lambda_1 v^2 \cos^2\beta \\ &+ \frac{1}{2}\Re\lambda_5 v^2 \sin^2\beta(1 + 2\sin^2\theta) \\ &+ \frac{3}{2}v^2 \cos\theta \sin\beta \cos\beta \left((2 - tg\beta)\Re\lambda_6 + \Im\lambda_6\right) \\ &- \frac{1}{2}(\Re\lambda_7 \cos\theta - \Im\lambda_7 \sin\theta)v^2 \sin\beta \end{aligned}$$

[4] Mais ceci ne constitue pas une raison suffisante pour abanadonner les autres solutions lorsqu'elles existent.

$$
\begin{aligned}
M_{12}^2 &= -m_{12}^2 \cos\theta + (\lambda_3+\lambda_4) v^2 \cos\beta \sin\beta \\
&+ v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_5 \cos 2\theta - \Im\lambda_5 \sin 2\theta\right) \\
&+ \frac{3}{2} v^2 \cos^2\beta \left(\Re\lambda_6 \cos\theta - \Im\lambda_6 \sin\theta\right) \\
&+ \frac{3}{2} v^2 \sin^2\beta \left(\Re\lambda_7 \cos\theta - \Im\lambda_7 \sin\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{13}^2 &= -\frac{1}{2} v^2 \sin^2\beta \left(\Re\lambda_5 \sin 2\theta - \Im\lambda_5 \cos 2\theta\right) \\
&+ v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_6 \sin\theta + \Im\lambda_6 \cos\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{14}^2 &= m_{12}^2 \sin\theta + v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_5 \sin 2\theta - \Im\lambda_5 \cos 2\theta\right) \\
&- \frac{3}{2} v^2 \cos^2\beta \left(\Re\lambda_6 \sin\theta + \Im\lambda_6 \cos\theta\right) \\
&- \frac{1}{2} v^2 \sin^2\beta \left(\Re\lambda_7 \sin\theta + \Im\lambda_7 \cos\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{22}^2 &= m_{12}^2 \cos^{-1}\beta + \lambda_2 v^2 \sin^2\beta + \frac{1}{2}\Re\lambda_5 v^2 \cos^2\beta \\
&- \frac{1}{2} v^2 \cos^{2\,-1}\beta \left(\Re\lambda_6 \cos\theta - \Im\lambda_6 \sin\theta\right) \\
&- \frac{3}{2} v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_7 \cos\theta - \Im\lambda_7 \sin\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{23}^2 &= -m_{12}^2 \sin\theta + v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_5 \sin 2\theta + \Im\lambda_5 \cos 2\theta\right) \\
&+ \frac{1}{2} v^2 \cos^2\beta \left(\Re\lambda_6 \sin\theta + \Im\lambda_6 \cos\theta\right) \\
&+ \frac{3}{2} v^2 \sin^2\beta \left(\Re\lambda_7 \sin\theta + \Im\lambda_7 \cos\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{24}^2 &= -\frac{1}{2} v^2 \cos^2\beta \left(\Re\lambda_5 \sin 2\theta + \Im\lambda_5 \cos 2\theta\right) \\
&- v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_7 \sin\theta + \Im\lambda_7 \cos\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{33}^2 &= m_{12}^2 \cos\beta - v^2 \sin^2\beta \left(\Re\lambda_5 \cos 2\theta - \Im\lambda_5 \sin 2\theta\right) \\
&- \frac{1}{2} v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_6 \cos\theta - \Im\lambda_6 \sin\theta\right) \\
&- \frac{1}{2} v^2 \sin^2\beta \left(\Re\lambda_7 \cos\theta - \Im\lambda_7 \sin\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{34}^2 &= -m_{12}^2 \cos\theta + v^2 \cos\beta \sin\beta \left(\Re\lambda_5 \cos 2\theta - \Im\lambda_5 \sin 2\theta\right) \\
&+ \frac{1}{2} v^2 \cos^2\beta \left(\Re\lambda_6 \cos\theta - \Im\lambda_6 \sin\theta\right) \\
&+ \frac{1}{2} v^2 \cos^2\beta \left(\Re\lambda_7 \cos\theta - \Im\lambda_7 \sin\theta\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
M_{44}^2 &= m_{12}^2 \cos^{-1}\beta + v^2 \cos^2\beta(\Re\lambda_5 \cos 2\theta + \Im\lambda_5 \sin 2\theta) \\
&- \frac{1}{2} v^2 \cos^{2\ -1}\beta(\Re\lambda_6 \cos\theta - \Im\lambda_6 \sin\theta) \\
&- \frac{1}{2} v^2 \cos\beta \sin\beta(\Re\lambda_7 \cos\theta - \Im\lambda_7 \sin\theta)
\end{aligned}
$$

En l'absence des phases, les états propres sont divisés en états CP-pairs $(h^0, H^0)$ et en états CP-impairs $(G, A)$. $G$ étant le boson de Goldstone de masse nulle qui, une fois absorbée, donnera sa masse au boson $Z$.
Avec les phases la situation est différente car la matrice de masse ne peut plus se réduire en deux matrices de $2 \times 2$ comme avant. Il est intéressant de noter que le mécanisme donnant la masse au boson $Z$ est préservé ici. En effet, un des états propres de la nouvelle matrice correspond à un état de masse nulle. Cet état est celui du boson de Goldstone $G = \cos\beta\Phi_{12}^0 + \sin\beta\Phi_{22}^0$. La matrice de masse peut être ainsi réduite à une matrice $3 \times 3$ dans la base $\Phi_{11}, \Phi_{21}, \cos\beta\Phi_{22}^0 - \sin\beta\Phi_{12}^0$. Les états propres de cette matrice $h_1^0, h_2^0, h_3^0$ correspondent à des états massifs. Contrairement au cas sans phase, ces états ne sont plus des états propres de CP. Notons ici qu'en l'absence des phases, l'angle $\theta$ s'annule et nous retrouvons le scénario habituel. Ceci permet de considérer l'angle $\theta = \theta_{cp}$ comme un paramètre de la mesure du mélange CP. Nous avons vérifié que cet angle $\theta_{cp}$ reste faible (inférieur à quelques degrés) pour de larges domaines des paramètres SUSY. La figure 5.9 montre l'évolution de l'angle $\theta_{cp}$ en fonction de $\Phi_A + \Phi_\mu$ pour des couplages trilinéaires identiques[5] $A_t = A_b$.
Mentionnons ici que dans le cas habituel, les paramètres décrivant le secteur du Higgs sont $tg\beta$ et $M_A$. Dans le cas présent, $M_A$ n'a plus de signification physique. Cependant, nous pouvons continuer à utiliser $M_A$ qui coïncide avec la masse de $h_2^0$ pour des phases nulles. Ceci nous permet de relier $M_A$ au paramètre $m_{12}^2$ qui constitue le veritable paramètre par la relation suivante :

$$
M_A^2 = \frac{m_{12}^2}{\sin\beta\cos\beta} - \frac{1}{2} v^2 (2\Re\lambda_5 + \Re\lambda_6 cotg\beta + \Re\lambda_7 tg\beta) \tag{5.3}
$$

De la même façon, la matrice de masse des Higgs chargés s'obtient à partir du potentiel du Higgs. Cette matrice peut se réduire à deux matrices $2 \times 2$ identiques. Chacune de ces deux matrices possède un état propre non massif (boson de Goldstone) permettant de donner la masse au boson $W$. L'autre état est massif et la valeur propre qui lui est associée est la masse du Higgs chargé :

$$
\begin{aligned}
M_{H^\pm}^2 &= m_{11}^2 + m_{22}^2 + \frac{1}{2}(\lambda_1 \cos\beta^2 2 + \lambda_2 \sin\beta^2 + \lambda_3)\, v^2 \\
&+ ((\Re\lambda_6 + \Re\lambda_7)\cos\theta - (\Im\lambda_6 + \Im\lambda_7)\sin\theta)\sin\beta\cos\beta\, v^2
\end{aligned} \tag{5.4}
$$

La présence de la partie imaginaire de $\lambda_6$ et de $\lambda_7$ montre clairement l'effet des phases sur la masse du Higgs chargé.

En plus du changement de la nature des Higgs neutres, les phases affectent également leur masses comme celles des Higgs chargés. L'effet sur la masse est particulièrement

[5]Dans ce cas, c'est la somme des deux phases $\Phi_A + \Phi_\mu$ qui constitue le véritable paramètre.

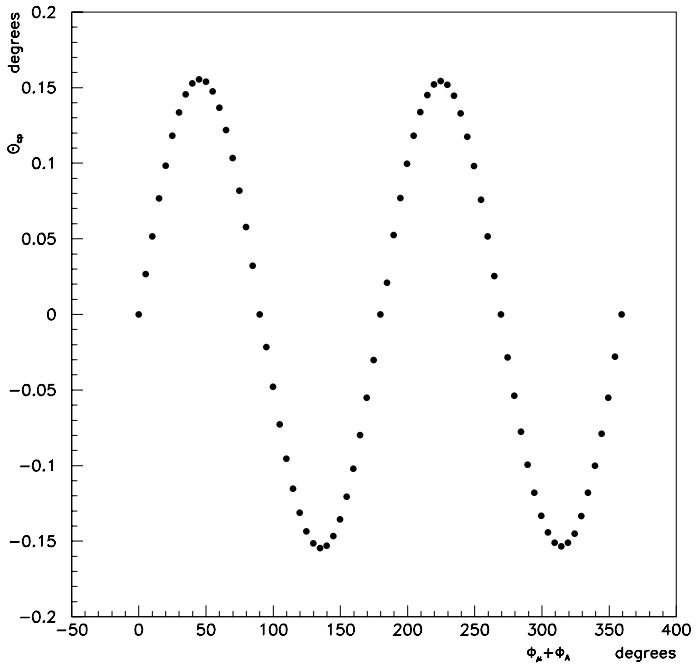



FIG. 5.9 – Evolution de l'angle $\theta_{cp}$ en fonction de $\Phi_\mu + \Phi_A$ pour des valeurs fixes de $M_2 = 80\,GeV, \mu = 80\,GeV$, $tg\beta = 3, A_t = 100\,GeV$et $M_A = 100\,GeV$

important pour le $h_1^0$ dont la masse peut être modifiée, comme le montre la figure 5.10, par plus de 5% par rapport à sa masse en l'absence des phases. Cette dernière coïncide avec la masse de $h^0$ habituel. Concernant les autres Higgs, la déviation de leur masse est moins importante. La figure 5.10 donne une idée de la variation des masses des différents Higgs en fonction de $\Phi_\mu + \Phi_A$.

### La production du Higgs

L'introduction des phases affecte les masses des Higgs mais également leur production à travers la modification de leurs couplages. Parmi les conséquences de ces modifications, citons l'ouverture de nouveaux canaux comme $e^+e^- \to Zh_2^0$ et $e^+e^- \to h_1^0 h_3^0$. Ces deux derniers rappellent en effet les canaux $e^+e^- \to ZA$ et $e^+e^- \to h^0 H^0$. Ces deux modes sont interdits dans le cadre du MSSM sans phase car ils violent CP [73]. En effet, les phases conduisent à un mélange entre les états CP-pairs et CP-impairs. Ainsi $h_2^0$ n'est plus un état CP-impair comme l'est $A$ et $h_1^0, h_3^0$ ne sont plus des états CP-pair comme $h^0$ et $H^0$.

Parmi les canaux qui sont les plus utilisés dans le cadre du MSSM pour la recherche du Higgs $h^0$ est le processus appelé "strahlung" : $e^+e^- \to Zh^0$. Avec les phases ce processus est remplacé par le processus $e^+e^- \to Zh_1^0$. La différence des sections efficaces de ces deux processus, pour des $h^0$ et $h_1^0$ possédant la même masse, peut s'écrire à l'aide de la formule suivante :

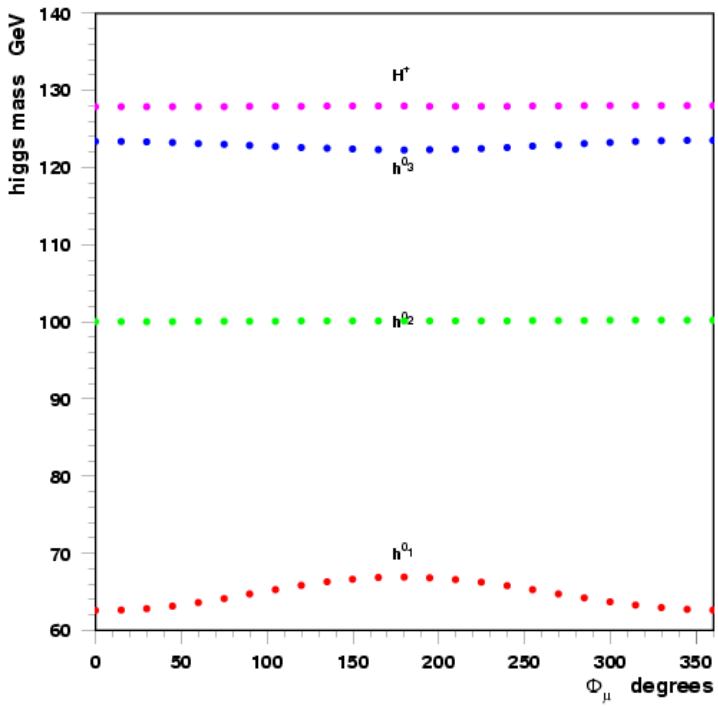



FIG. 5.10 – Evolution des masses des Higgs supersymétrique en fonction de $\Phi_\mu$ pour des valeurs fixes de $M_2 = 80\,GeV, \mu = 80\,GeV$, $tg\beta = 3, A_t = 100\,GeV$et $M_A = 100\,GeV$

$$\sigma(e^+e^- \to z^\circ h_1^0) = F_{susy}^2 \sigma(e^+e^- \to z^\circ h^0) \tag{5.5}$$

avec

$$F_{susy} = \frac{\cos\beta Z_{12} + \sin\beta Z_{22}}{\sin(\beta - \alpha)}$$

où $Z_{ij}\, i,j = 1,3$ sont les éléments de la matrice de passage entre la matrice de masse au carré décrite auparavant dans la base $\{\Phi_{11}, \Phi_{21}, \cos\beta\Phi_{22}^0 - \sin\beta\Phi_{12}^0\}$ et le carré de la matrice diagonale $diag(m(h_1^0), m(h_2^0), m(h_3^0))$ :

$$M_D^2 = Z^t M^2 Z,\ h_i^0 = Z_{ij}\Psi_j,\ \Psi_j = \Phi_{11}, \Phi_{21}, \cos\beta\Phi_{22}^0 - \sin\beta\Phi_{12}^0$$

L'angle $\alpha$ est le même introduit dans le secteur du Higgs à deux doublets. En l'absence des phases, $\alpha$ est défini par les relations : $\sin\alpha = Z_{11}, \cos\alpha = Z_{12}$.

Dans la figure 5.11, la variation de la section efficace de $e^+e^- \to z^\circ h_1^0$ ainsi que la variation de la masse de $h_1^0$ sont tracées en fonction de $\Phi_A + \Phi_\mu$.

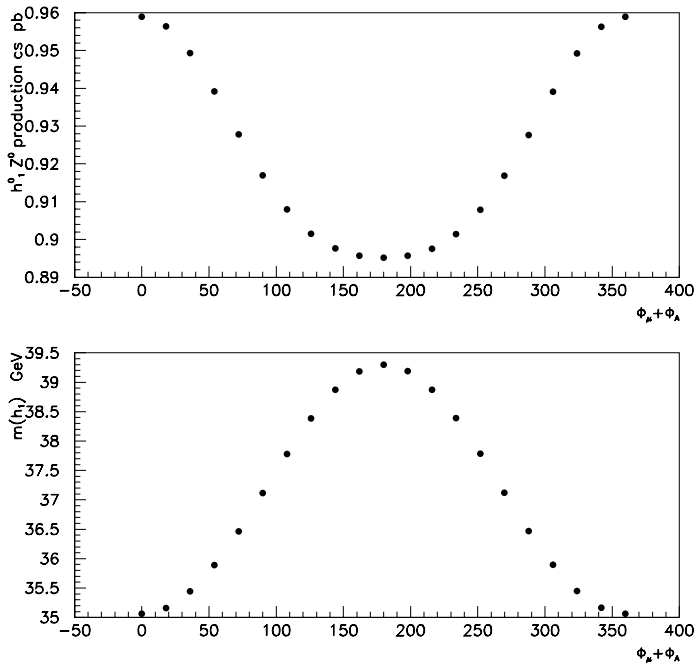



FIG. 5.11 – Evolution de la section efficace de $ee \to z^\circ h_1^0$ en haut et de la masse de $h_1^0$ en bas en fonction de $\Phi_\mu + \Phi_A$ pour des valeurs fixes de $M_2 = 100\,GeV, \mu = 100\,GeV$, $tg\beta = 2, A_t = 100\,GeV$et $M_A = 100\,GeV$

Concernant la production des autres Higgs, le tableau 5.1 donne la modification des couplages pour les différents processus en faisant le parallèle entre les scénarios sans et avec phases.

## 5.3 Conclusion

La présence des phases dans le MSSM peut avoir des conséquences importantes sur la recherche des particules supersymétriques. Les conclusions obtenues sur l'absence de ces dernières à basse énergie ne sont valables que pour des paramètres réels. La plupart de ces conclusions peuvent ainsi être modifiées si ces parmaètres sont complexes. Nous avons étudié au niveau phénoménologique les modifications possibles sur les masses et les productions des particules supersymétriques à LEP. Nous avons incorporé les résultats de ce travail dans la dernière version de SUSYGEN [79]. Ceci constitue un outil permettant de revisiter les différentes conclusions du LEP et de

| vertex(sans phases) | couplage | vertex(avec phase) | couplage |
|---|---|---|---|
| Z Z $h^0$ | $\sin(\beta-\alpha)$ | Z Z $h_1^0$ | $Z_{11}\cos\beta + Z_{21}sin\beta$ |
| Z Z A | 0 | Z Z $h_2^0$ | $Z_{12}\cos\beta + Z_{22}sin\beta$ |
| Z Z $H^0$ | $\cos(\beta-\alpha)$ | Z Z $h_3^0$ | $Z_{13}\cos\beta + Z_{23}sin\beta$ |
| Z $h^0 A$ | $\cos(\beta-\alpha)$ | Z $h_1^0 h_2^0$ | $Z_{11}Z_{32} - Z_{21}Z_{31}$ |
| Z $H^0 A$ | $\sin(\beta-\alpha)$ | Z $h_3^0 h_2^0$ | $Z_{13}Z_{32} - Z_{21}Z_{33}$ |
| Z $h^0 H^0$ | 0 | Z $h_1^0 h_3^0$ | $Z_{11}Z_{33} - Z_{13}Z_{31}$ |

TAB. 5.1 – Comparaison entre les couplages des Higgs sans et avec phases.

donner la possibilité pour les expériences futures de prendre en compte dès le départ la nature complexe des paramètres du MSSM.

# Table des matières


**1 La SUperSYmétrie et le Modèle Standard** **1**

1.1 Le Modèle Standard . . . . . 1
1.2 La Supersymétrie . . . . . 3
1.2.1 La SuperSymétrie Globale . . . . . 3
1.2.2 Modèle de Wess-Zumino . . . . . 5
1.3 La brisure de la supersymétrie . . . . . 8
1.3.1 La Super-Gravité . . . . . 10
1.3.2 GMSB . . . . . 13
1.3.3 Modèle Standard Supersymétrique Minimal . . . . . 14
1.4 Les secteurs du MSSM . . . . . 17
1.4.1 La brisure radiative . . . . . 17
1.4.2 Secteur des jauginos-higgsinos : charginos et neutralinos . . . . 18
1.4.3 Secteur des fermions scalaires . . . . . 19

**2 Le détecteur L3** **21**

2.1 Présentation générale . . . . . 21
2.1.1 Sous-détecteurs . . . . . 21
2.1.2 L'aimant et le tube de support . . . . . 24
2.1.3 Le système de coordonnées . . . . . 24
2.2 Les détecteurs de traces . . . . . 25
2.2.1 Les détecteurs internes . . . . . 25
2.2.2 Les chambres à muons . . . . . 29
2.3 Les calorimètres . . . . . 30
2.3.1 Le calorimètre hadronique . . . . . 30
2.3.2 Le calorimètre électromagnétique . . . . . 32
2.3.3 Les EGAP . . . . . 34
2.4 Détecteurs à bas angles . . . . . 35
2.4.1 Les moniteurs de luminosité . . . . . 35
2.4.2 Les ALR . . . . . 35
2.5 Déclenchement . . . . . 36
2.5.1 Déclenchement niveau 1 . . . . . 36
2.5.2 Le déclenchement "énergie" . . . . . 37
2.5.3 Déclenchement niveaux 2 et 3 . . . . . 37

**3 SUperSYmétrie dans les événements radiatifs 38**
3.1 Introduction . . . 38
3.1.1 Les événements radiatifs dans le SM . . . 39
3.1.2 $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$ . . . 40
3.1.3 $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ . . . 43
3.2 Données expérimentales et contrôle du détecteur . . . 44
3.2.1 Contrôle des détecteurs à l'aide des électrons uniques . . . 46
3.2.2 Etude des photons convertis . . . 48
3.2.3 Etude du système de déclenchement "énergie" . . . 50
3.2.4 Etude de la contamination des événements radiatifs par les cosmiques . . . 52
3.3 Recherche expérimentale d'événements à un et deux photons . . . 56
3.3.1 Evénements à photon unique . . . 57
3.3.2 Evénements à deux photons . . . 64
3.4 Implication sur les modèles supersymétriques . . . 71
3.4.1 Evénements radiatifs dans le MSSM . . . 71
3.4.2 Evénements radiatifs dans le GMSB . . . 73
3.4.3 La supersymétrie dans les événements radiatifs . . . 73
3.5 Conclusion . . . 76

**4 Recherche des électrons scalaires dans le cadre du MSSM 81**
4.0.1 Electrons acoplanaires . . . 81
4.0.2 Recherche d'électrons scalaires dans les événements à électron unique . . . 83
4.0.3 La supersymétrie dans les événements à électron unique . . . 85

**5 Les phases dans le Modèle SuperSymétrique Minimal 91**
5.1 Les phases Supersymétriques . . . 91
5.1.1 Les paramètres complexes du MSSM . . . 92
5.2 Les phases dans les secteurs du MSSM . . . 92
5.2.1 Les phases dans le secteur des jauginos . . . 93
5.2.2 Les phases dans le secteur des sfermions . . . 100
5.2.3 Les phases dans le secteur du Higgs . . . 101
5.3 Conclusion . . . 110

# Bibliographie


[1] P. Aurenche *The Standard Model of particle physics* in *Symmetries in physics* ed. by F. Gieres *et al.* Editions Frontières (1997).

[2] P. Fayet, Nucl. Phys. **90B**(1975)104.

[3] Y. A. Golfand, E. S. Likhtman, JETP Lett. **13** (1971) 323 ; (5.5)

D. V. Volkov, V. P. Akulov, Phys. Lett. **46B** (1973) 109 ; (5.6)

J. Wess,B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39 ; B78 (1974) 1 ; Phys. Lett. **B49** (1974) 52.

[4] J. Wess, J. Bagger (1992), *Supersymmetry and Supergravity*, second edition (Princeton University Press, Princeton).

[5] R. Arnowitt, Pran Nath *Superymmetry and supergravity phenomenology and Grand Unification*, SSCL-Preprint-503, CTP-TAMU-52/93.

[6] P. Fayet, J. Iliopoulos, PLB **51** 461 (1974).

[7] P. Fayet *Introduction to Supersymetric Theories of Particles and Interactions* ; Proc. Erice Workshop (1992), ed. by Cifarelli and Khoze (World Scientific, 1993) p. 1.

[8] H. E. Haber, S. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75.

[9] H. P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1.

[10] P. Fayet, Nucl. Phys. **B90** (1975) 104 ; (5.7)

A. Salam, J. Strathdee, Nucl. Phys. **B87** (1975) 85.

[11] J. P. Derendinger *A lecture on Supersymmetry and Supergravity* in *Symmetries in physics* ed. by F. Gieres *et al.* Editions Frontières (1997).

[12] M. Dine, A. E. Nelson, Y. Shirman, Phys. Rev. **D 51** (1995) 1362 ; (5.8)

M. Dine, A. E. Nelson, Y Nir, Y. Shirman, Phys. Rev. **D 53** (1996) 2658.

[13] L. Girardello, M.T. Grisaru, Nucl. Phys. **B 194** (1982) 2939

[14] L. E. Ibáñez, C. Lopez, Phys. Lett. **B126**(1983)54 ; (5.9)

L. E. Ibáñez, C. Lopez, C. Muñoz, Nucl. Phys.**B256** (1985) 218.

[15] F. M. Bourzumati *Mass spectra of supersymmetric particles and experimental bounds* in *Phenomenological aspects of supersymmetry* ed. by W. Hollik et al (Springer-Verlag).

[16] U. Amaldi, W. de Boer and H. Furstenau, Phys. Lett. **B260** (1991) 447.

[17] G.Grenier, rapport de thèse, UCBL(2000).

[18] L3 Collaboration, B. Adeva *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 35.

[19] I.C. Brock *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 381** (1996) 236.

[20] M. Chemarin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 349** (1994) 345.

[21] M. Acciarri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 351** (1994) 300.

[22] G. Basti *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 374** (1996) 293.

[23] A. Adam *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 383** (1996) 342.

[24] O. Adriani *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 302** (1991) 53.

[25] G. Chiefari *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 277** (1989) 187; (5.10)
S. Lanzano *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 335.

[26] K. Deiters *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 323** (1992) 162.

[27] Alexei Klimentov, *The L3 Uranium Hadron Calorimeter*, VIII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, *Lisbon, June 13-19, 1999.*

[28] C. Caso *et al.*, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. **C 3** (1998) 1.

[29] M. Cavalli S. Forza *et al.* Proceedings of the international conference on instrumentation for colliding beam physics : February 17-23, 1982, slac, stanford, calif. SLAC-0250 p 216.

[30] J.P. Burq *et al.*, Rapport d'activité IPN Lyon (1993) 1; (5.11)
M. Chemarin *et al.*, Rapport d'activité IPN Lyon (1995) 4.

[31] Alain Masserot. *Mise en œuvre et intégration dans l'expérience L3 d'un déclenchement de deuxième niveau avec assemblage de l'événement, développé autour d'un réseau de routeurs dynamiques C104 et de Transputers T9000.* PhD thesis, Université de Savoie, Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules, 1995.

[32] R. Bizzarri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 283** (1989) 799; (5.12)
R. Bizzarri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 317** (1992) 463; (5.13)
R. Bagnaia *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 323** (1992) 528; (5.14)
R. Bagnaia *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 324** (1993) 101.

[33] P. Bene *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 306** (1991) 150; (5.15)
L. Tauscher *et al.*, L3 note 2016, 1996.

[34] T. Dai and M. Fukushima, *Level-1 Muon Trigger Schematics*, L3 note 668, 1989.

[35] Y. Bertsch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 340** (1994) 309; (5.16)
S.P. Beingessner *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 340** (1994) 322.

[36] C. Dionisi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 336** (1993) 78.

[37] L3 Collab., O. Adriani *et al.*, Phys. Lett. **B292** (1992) 463.

[38] K. J. F. Gaemers *et al.* Phys. Rev. **D19** (1979) 1605; (5.17)
G. Barbiellini *et al.* Phys. Lett **B106** (1981) 414.

[39] F. A. Berends et al., Nucl. Phys. **B301** (1988) 583 ; (5.18)

O. Nicrosini, L. Trentadue, Nucl. Phys. **B318** (1989) 1.

[40] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **79** (1994) 503, CERT-TH. 7112/93.

[41] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.

[42] R. Miquel, C. Maña, M. Martinez, Z. Phys. **C48** (1990) 309.

[43] G. Montagna *et al.*, Nucl. Phys. **B452** (1995) 161.

[44] G. Montagna al., Nucl. Phys. **541**(1999)31.

[45] L3 Collab. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. bf B471(1999)280.

[46] The `TEEGG` version 7.1, (5.19)

D. Karlen, Nucl. Phys. **B 289** (1987) 23.

[47] La simulation du détecteur L3 est fondée sur GEANT Version 3.15. (5.20)

Voir R. Brun *et al.*, "GEANT 3", CERN DD/EE/84-1 (Revised), Septembre 1987.

[48] Voir les présentations des différentes collaborations à LEP à partir de www.cern.ch.

[49] S. Jadach *et al.*, Phys. Rev. **D65** 073030.

[50] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B 186** (1981) 22.

[51] P. Fayet, Phys. Lett. **117B** (1982) 460 ; **175B** (1986) 471.

[52] S. Ambrosanio, B. Mele, Phys. Rev. **D 55** (1997) 1399.

[53] S. Ambrosanio *et al.* Phys. rev. **D 55** (1997) 1372 ; (5.21)

S. Ambrosanio *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3498.

[54] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D 54** (1996) 166.

[55] G. J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. **D 57** (1998) 3873.

[56] SUSYGEN version 2.2, (5.22)

S. Katsanevas, P. Morawitz, Comp. Phys. Comm. **112** (1998) 227.

[57] V. F. Obraztsov, Nucl. Instrum. Methods **A316** (1992) 388.

[58] J.F. Grivaz and F. Le Diberder. *Complementary analyses and acceptance optimization in new particle searches.* Preprint Lal 92-37 (June 1992).

[59] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1791.

[60] A. Bartel *et al.*, Z. Phys **C30** (1986) 441.

[61] voir http//lepsusy.web.cern.web.ch/lepsusy

[62] S. Jadach *et al.*, Phys. Lett. **B 390** (1997) 298.

[63] F. A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B253** (1985) 421.

[64] F. A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B426** (1994) 334 ; Comp. Phys. Comm.**83** (1994) 141.

[65] T. Falk, K.A. Olive, Phys. Lett. **B439** (1998) 71 ; Phys. Lett. **B375** (1996) 196 ; (5.23)

T. Ibrahim, P. Nath, Phys. Lett. **B418** (1998)98.

[66] J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. **B114** (1982) ; (5.24)

J. Polchinski *et al.*, Phys. Lett. **B125** (1983) 393.

[67] P. Peccei, H. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1440.

[68] S. Dimopoulos, S. Thomas, Nucl. Phys. **B465** (1996) 23.

[69] E. Commins et al., Phys. Rev. **A50** (1994) 2960 ; (5.25)

K. Abdullah et al., Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 234.

[70] P. G. Harris et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 904.

[71] S. Pokorski, J. Rosiek and C. Savoy, Nucl. Phys.**B570** (2000) 81.

[72] N. Ghodbane *et al.*, TUM-HEP-395/00, LYCEN2000-169, arXiv :hep-ph/0012031 ; (accepté pour publication dans Nucl. Phys. B).

[73] J. Kalinowski *The Higgs sector of the minimal supersymmetric model* in *Phenomenological aspects of supersymmetry* ed. by W. Hollik et al (Springer-Verlag).

[74] H. E. Haber, R. Hampfling, Phys. Rev **D48** (1993) 4280.

[75] M. Carena et al., Phys. Lett. **B355** (1995) 209.

[76] A. Pilaftsis, C. Wagner, Nucl. Phys. **B553** (1999) 3.

[77] D. A. Demir, Phys. Rev **D60** (1999) 055006.

[78] J. F. Gunion, H. E. Haber, Nucl. Phys. **B272** (1986) 1.

[79] version 3.00 voir http//lyoinfo.in2p3.fr/susygen3.html

arXiv:hep-ex/0205088 v1 28 May 2002

# MSSM, Msugra and the LSP at LEPII

I.Laktineh
*Institut de Physique Nucléaire de Lyon*



More than one year after the end of LEPII, many analysis activities are still going on to translate the negative search results of the four LEP experiments into solid limits on cross-sections and masses of SUSY particles. Many analyses based on the MSSM and Msugra models are presented in this paper. Preliminary results including the limit on the mass of the lightest supersymmetric particle (LSP) within the RP conservation hypothesis are also given.

## 1 INTRODUCTION

SUSY [1] is an appealing theory since it solves many of the Standard Model (SM) problems while conserving its successful features. In SUSY each boson (fermion) of the SM, has a new fermionic (bosonic) partner with the same mass. Absence of experimental observation of partners having the same mass led to the conclusion that SUSY is broken. There is no clear indication how this is done. However, few scenarios were proposed to explain the way this breaking is propagated to the electroweak scale. In one of these scenarios, called the supergravity scenario, the breaking is mediated by gravitation interaction. The minimal supersymmetric extension of the Standard Model inspired by the previous scenario is called the MSSM. Although this model contains many parameters, only few of them are relevant for SUSY particle searches and can be summarized by the gaugino mass terms $M_i$ $(i = 1, 3)$, the scalar fermion masses $m_i$, the trilinear coupling constants $A_i$, the ratio of the V.E.V of the two Higgs doublets $tan\beta$ and the mixing Higgs parameter $\mu$. The number of these parameters is reduced when the unification relations are assumed. In this case, the gaugino mass terms are all identical $(m_{1/2})$ at the GUT scale as well as the sfermion masses $(m_0)$ and the trilinear coupling constants $(A)$. Using the Renormalization Group Equations[2] (RGE) , the gaugino mass terms are related to each other at low energy scale by the relations $M_1 : M_2 : M_3 = 1 : 1.95 : 6.64$ [a].

The Msugra is even a more restricted model with only four parameters: $m_0, m_{1/2}, A, tan\beta$ and the sign of $\mu$. In this model the electroweak breaking is induced by the SUSY breaking which explains the absence of $\mu$ as a parameter.

In the two previous SUSY models (MSSM, Msugra), the lightest neutralino[b] is the lightest

[a] In this case the MSSM is commonly called the constrained MSSM.

[b] Neutralinos are linear combinations of supersymmetric partners of $\gamma$, $Z$ and Higgs field neutral components.

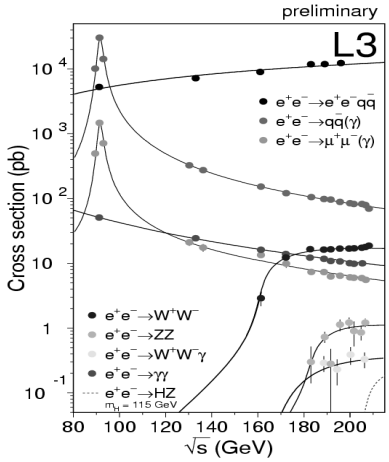



Figure 1: Comparison between data and SM prediction for different physics processes.

supersymmetric particle **(LSP)** for most of SUSY parameters. The lightest neutralino is therefore considered as the LSP for all the SUSY searches within the MSSM and Msugra models studied by the LEP experiments.

Each of the four LEP experiments (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) has accumulated an average luminosity of about 660 $pb^{-1}$ at center of mass energies going from 189 to 208 GeV. This important luminosity has allowed to test many phenomenological aspects of the mentioned SUSY models. The absence of a significant deviation with respect to the SM prediction has then led to set limits on the SUSY parameters as well as SUSY particle masses.

This paper is organized as follows. In the first section we give a short description of the different SM backgrounds associated to SUSY experimental searches. In the second section the scalar fermion searches and their preliminary results are shown. Chargino and neutralino searches are quoted in the third section. In the fourth section details concerning the LSP mass lower limit are given. All the analyses presented in this paper are done within the R-Parity[c] conservation(RPC) hypothesis.

## 2 SM CONTRIBUTION

Searching for SUSY particles at LEP within RPC framework is characterized by looking for events with missing energy. This is due to the production in the RPC hypothesis, in the final state, of two stable LSP particles escaping the detector. This makes the difference between the produced SUSY particle mass and the LSP one ($\Delta m = m(SUSY) - m(LSP)$) an important parameter for the experimental searches since the nature of the SM background depends strongly on it. At low $\Delta m$, the main contribution to the background of RPC-MSSM events is the two-photon physics in which the two electrons exchange two photons which collide giving birth to low energy particles whereas the two electrons go undetected in the vacuum tube. At intermediate and high values of $\Delta m$, physics processes like 2-fermion and 4-fermion final states such as $WW$, $ZZ$, $We\nu$ and $f\bar{f}$, are the dominant ones. Since the new physics events should manifest themselves as an excess with respect to the SM physics events, the prediction of these SM events must be under control. This is indeed the case as can be shown in figure 1 where the cross section of the different SM processes are measured and compared to the predicted ones.

[c]This parity leads to a stable LSP.

## 3 SFERMION SEARCHES

SUSY partners of the SM fermions are scalars. There are two SUSY partners, named left and right, for each SM fermion. Left and right sfermions of each family have the same quantum numbers and can thus mix with each other giving rise to new mass eigenstates through the following matrix: $\begin{pmatrix} m_{f_{\tilde{L}}} & m_f(A-\mu\, f(\beta)) \\ m_f(A-\mu\, f(\beta) & m_{f_{\tilde{R}}} \end{pmatrix}$ where $m_{f_{\tilde{L}}}(m_{f_{\tilde{R}}})$ is the mass of the left (right) sfermion and $m_f$ is its fermion partner mass and $f = \tan(\beta)(\cot(\beta))$ for down(up)-like fermion respectively. The new mass eigenstates can be written as: $\tilde{f}_{1(2)} = \tilde{f}_L \cos\theta + (-)\tilde{f}_R \sin\theta$ with $\theta$ being the mixing angle. Since the mixing is proportional to the partner fermion mass, only mixing in the third generation $(\tilde{\tau}, \tilde{b}, \tilde{t})$ is of interest. Both sleptons and squarks, SUSY partners of leptons and quarks respectively, have been searched by the LEP experiments.

### *3.1 SLEPTONS*

Assuming the same scalar mass $m_0$ at GUT scale, masses of the different scalar leptons at the electroweak scale can be predicted through the RGE equations. The masses of charged left and right sleptons are given by:

$$m(\tilde{l}_L) = m_0^2 + 0.77M_2^2 - 0.27m_Z^2 cos(2\beta)\ ,\ m(\tilde{l}_R) = m_0^2 + 0.22M_2^2 - 0.23m_Z^2 cos(2\beta)$$

The scalar sneutrino mass is given by the formula: $m(\tilde{\nu}) = m_0^2 + 0.77M_2^2 + 0.5m_Z^2 cos(2\beta)$.
For values of $tan\beta > 1$ [d], right slepton is lighter than the left one. This determines the search strategy of scalar leptons like selectrons and smuons by looking first for the right sfermions, the more probably accessible at LEP.

**SMUON**: In addition to the missing energy, the signature of scalar muon $\tilde{\mu}$ pair production is characterized by the presence in the detector of two acoplanar muons. These muons result from the decay of the scalar muons: $\tilde{\mu} \to \mu + \chi_1^0$. The comparison between data and SM prediction at the different center of mass energies shows good agreement. LEP SUSY working group [3] has combined the four experiments results to set a lower limit on the right smuon pair production cross-section in the plane $(m(\tilde{\mu}_R), m(\tilde{\chi}_1^0))$. The smuon pair production which takes place through the s-channel does not depend on SUSY parameters directly. It depends only on smuon mass. This allows to determine an exclusion area in the previous plane. A preliminary result shows that for $m(\tilde{\chi}_1^0)$ less than $40\,GeV$, LEP experiments exclude smuon mass up to $96.4\,GeV$ at 95 % CL.

**STAU:** Scalar tau $\tilde{\tau}$ pair production at LEP is searched by looking for two low multiplicity jets corresponding to the two produced taus from the stau decay:$\tilde{\tau} \to \tau + \chi_1^0$. The notion of jet is extended here to take into consideration the leptonic decay of the tau. The difference with respect to the scalar muon case comes from the possibility of important mixing between left and right staus which may result into light stau $(\tilde{\tau}_1)$. The mixing effect can be very important with respect to the pair production cross-section. Indeed for a mixing angle of $\theta_\tau = 46°$, $\tilde{\tau}_1$ decouples from $Z$ leading to a minimal scalar tau pair production. As in the scalar muon case, the absence of significant deviation with respect to SM prediction has been translated by the LEP SUSY working group into a lower limit on the $\tilde{\tau}_1$ mass in the decoupling mixing scenario. For $m(\chi_1^0) < 40\,GeV$ LEP excludes scalar tau mass up to $87.1\,GeV$ at 95%CL.

**SELECTRON, SNEUTRINO:** The scalar electron $\tilde{e}$ pair production proceeds not only through the s-channel as for the previous sleptons but also through the t-channel. In this

[d] which is the case if Higgs negative searches are included.

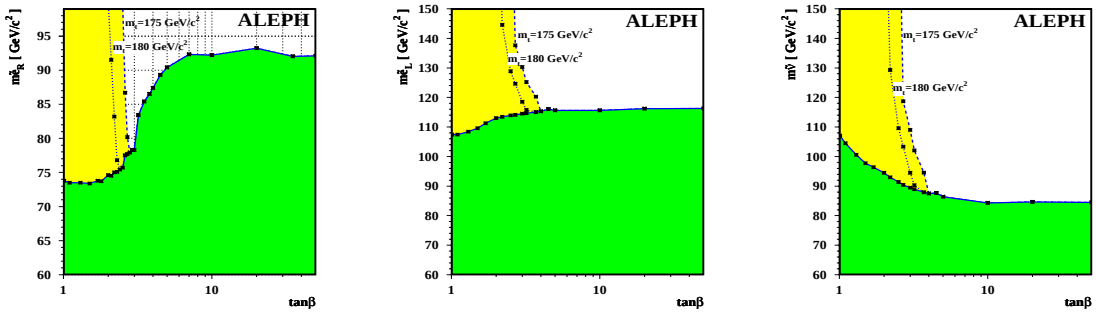



Figure 2: Mass exclusion plots versus $\tan\beta$ for 1) $\tilde{e}_R$ mass. 2) $\tilde{e}_L$ mass. 3) S $\tilde{\nu}$ mass. The influence of Higgs negative search is also added.

case the dependence on SUSY parameters is direct through the $e\tilde{e}\tilde{\chi}_1^0$ coupling. The lowest pair production cross-sections are obtained for $tan\beta \approx \sqrt{2}$ and negative values of $\mu$(-50 to -200). The absence of data excess with respect to SM prediction in the $\tilde{e}_R$ pair production, characterized by two acoplanar electrons can be used, as before, to set a lower limit on the selectron mass. As for the other sleptons, when the right selectron is degenerate in mass with the lightest neutralino, the detection efficiency is very low and $\tilde{e}$ pair production may not be experimentally accessible through the two acoplanar electrons search. However, in contrast with the other scalar leptons, selectrons production is not restricted to $\tilde{e}_R\tilde{e}_R$ or $\tilde{e}_L\tilde{e}_L$ but also includes, through the t-channel, the $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$ production. This additional contribution can be very helpful in the degenerate scenario as long as the $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$ is kinematically accessible. In this case the two acoplanar electrons search can be replaced by looking for a single electron coming from the $\tilde{e}_L$ decay and possibly accompanied by another soft electron resulting from the $\tilde{e}_R$ decay.

Adding information from single electron analysis, the scalar electron exclusion can be extended. Figure 2 shows preliminary results from ALEPH [4] using both single and two acoplanar electrons searches. Right selectron masses lower than $73\,GeV$ are excluded at 95%CL . When unification relations are assumed, negative searches of right selecton as well as those in the gaugino sector can be translated into exclusion in the SUSY parameters space $m_0, m_{1/2}, tan\beta$. This can be then used to set limits on left selectron and sneutrino masses. In this way ALEPH excludes left selectron masses lower than $107\,GeV$ and sneutrino masses lower than $83\,GeV$ at 95%CL . In addition, negative standard Higgs searches can be interpreted within SUSY context and translated into exclusion on $tan\beta$ leading to increase the previous mass limits by few GeV as shown on the same figure 2.

### *3.2 SQUARKS*

Squarks are expected to be heavier than sleptons because of their additional interaction through QCD with gluinos[e]. Among the different scalar quarks, stop $\tilde{t}_1$ and sbottom $\tilde{b}_1$ have been intensely studied at LEP. This is related to the fact that under mixing hypothesis, those two squarks can be light enough to be produced at LEP.

**STOP:** $\tilde{t}_1$ pair production has been searched within many scenarios corresponding to its relative mass with respect to other SUSY particles it may decay in. When $m(\tilde{t}_1) - m(\tilde{\nu})) > m(b) \approx 5\,GeV$, the $\tilde{t}_1$ decays principally through: $\tilde{t}_1 \rightarrow bl\tilde{\nu}$. In this case the stop pair production is searched by selecting events with two jets, two leptons and missing energy since the sneutrino decays into a neutralino and a neutrino both escaping detection. Negative results within this

[e]Gluinos are expected to be heavier than the other gauginos within the MSSM.

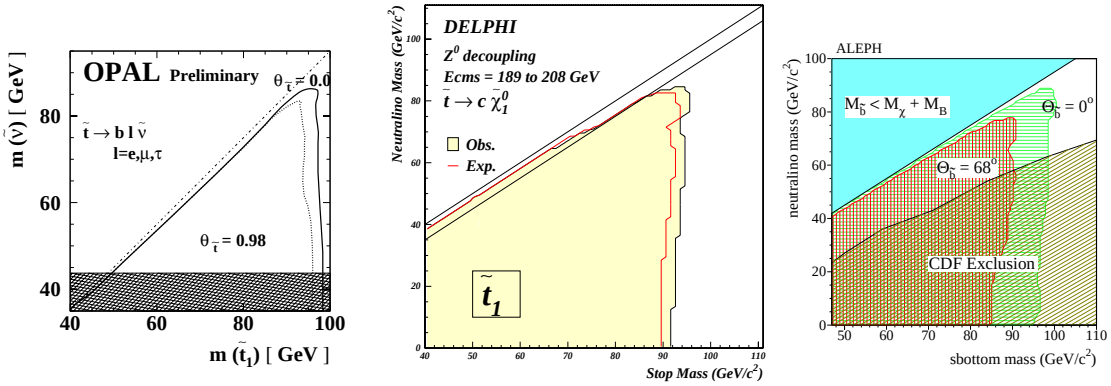



Figure 3: 1) $\tilde{t}_1$ mass exclusion area using $\tilde{t}_1 \to bl\tilde{\nu}$ from OPAL. 2) $\tilde{t}_1$ mass exclusion area using $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$ from DELPHI. 3) $\tilde{b}_1$ mass exclusion area from ALEPH.

scenario is shown by OPAL [4] as an exclusion contour on the $\tilde{t}_1$ mass in figure 3. When the previous channel is kinematically forbidden, stop decays through the less favored two FCNC processes: $\tilde{t}_1 \to u\chi_1^0$, $\tilde{t}_1 \to c\chi_1^0$. The second is dominant when the mass difference $\Delta m = m(\tilde{t}_1) - m(\chi_1^0) > m(c) \approx 1.5\, GeV$ and absent otherwise. The nature of the decay in the two previous cases leads probably $\tilde{t}_1$ to hadronize before decaying. This gives birth to different experimental signatures. Systematic studies with different hadronization scenarios were performed by the different LEP experiments. Absence of new signature is then transformed into an exclusion area in the plane $(m(\tilde{t}_1), m(\chi_1^0))$ as shown by DELPHI [4] in figure 3 with the conservative choice of a mixing angle of $\theta_{\tilde{t}} = 56°$ corresponding to the decoupling scenario. New stop decay channel namely $\tilde{t}_1 \to f\bar{f}'\chi_1^0$ proceeding through 4-body decay was recently studied by ALEPH in order to increase the sensitivity in the corridor region where $\tilde{t}_1$ is mass degenerate not only with $\chi_1^0$ but also with $\chi_1^{\pm}$.

**SBOTTOM:** The main decay process of $\tilde{b}_1$ when the mass difference $\Delta m = m(\tilde{b}_1) - m(\chi_1^0) > m(b)$, is $\tilde{b}_1 \to b\chi_1^0$ The sbottom pair production can be therefore investigated by looking for events with two acoplanar b-tagged jets and missing energy. The LEP experiments reported no excess in this channel setting as previously an exclusion area in the plane $(m(\tilde{b}_1), m(\chi_1^0))$ corresponding to the decoupling scenario with a mixing angle of $\theta_{\tilde{b}} = 68°$ as shown by ALEPH in figure 3.

## 4 GAUGINO SEARCHES

In SUSY the gaugino sector is made of charginos $\chi_1^{\pm}, \chi_2^{\pm}$ and neutralinos $\chi_i^0 (i = 1, 4)$. The first are charged mass eigenstates obtained as linear combinations of supersymmetric partners of $W^{\pm}$ bosons and the charged higgsinos. The neutralinos are neutral mass eigenstates. They are linear combinations of supersymmetric partner of the photon, the $Z$ boson and the two neutral higgsinos. Higgsinos are supersymmetric partners of the Higgs two doublet field components. Charginos and neutralinos are called gaugino-like(higgsino-like) when the gaugino(higgsino) components are larger than the higgsino(gaugino) ones respectively.

### *4.1 CHARGINOS*

Only the lightest chargino $\chi_1^{\pm}$ is likely to be produced at LEP. Search strategy of this chargino is determined according to the mass difference $\Delta m = m(\chi_1^{\pm}) - m(\chi_1^0)$. At high values of $\Delta m (> 4\, GeV)$ the chargino decays immediately after its production whereas at low $\Delta m (< 4\, GeV)$ its

decay can be delayed. This leads to different topologies when looking for charginos:

**1-High $\Delta m$ chargino searches:**
Each of the two charginos produced at the primary vertex decays either hadronically $\chi_1^{\pm} \to \chi_1^0 q\bar{q}'$ or leptonically $\chi_1^{\pm} \to \chi_1^0 l\nu$. Charginos production has therefore three kinds of topology: jets, jets+leptons and only leptons. All of these topologies have been studied by the LEP experiments. The good agreement betwen data and the SM prediction in the four LEP experiments allows to constrain the SUSY parameters involved in the chargino production. The chargino pair production proceeds through s and t-channel. The t-channel contribution leads to a destructive interference and hence to a decrease of the cross-section. This decrease can be very high for low $\tilde{\nu}$ masses[f] and negligible for high ones. Collecting the four LEP experiments chargino search results for ($\Delta m > 4\,GeV$), the SUSY working group at LEP set a preliminary lower limit on the chargino mass of $103.5\,GeV$ in case of sneutrino mass exceeding $300\,GeV$ [3]. The negative results in the neutralino sector can also be used to increase the lower limit on the chargino mass since it constrains the SUSY parameters and in some regions this leads to a chargino mass excluded up to more than $6\,GeV$ beyond the kinematic limit as shown by ALEPH [4].

**2-Low $\Delta m$ chargino searches:**
Three scenarios are essentially investigated by the LEP experiments. They depend on the value of $\Delta m$ and on the chargino decay length:
**a- Quasi-stable charginos topology:** This scenario occurs when the mass difference is lower than the pion mass. In this case the two charginos may not decay inside the detector, giving rise to two stable heavy muon-like particles. Absence of excess of this kind of events has been translated into chargino mass limit at very low $\Delta m$ as shown by OPAL[4].
**b- Kink and secondary vertices topology:** Here the $\Delta m$ is large enough to allow the chargino decay inside the detector but not at the primary vertex. This gives birth in large TPC detectors as those of DELPHI and ALEPH to events with kink. Systematic study of this kind of events has been done but no excess is observed.
**c-ISR topology:** In this case the chargino decays promptly. However the decay products are too soft to be detected and the event may not be triggered. Using an initial state radiation photon (ISR) can overcome this difficulty when the photon energy is large enough to trigger the event. A drawback of this technique is the low number of events due to the ISR requirement. Another difficulty is related to the main background contribution to this SUSY scenario which is the 2-photon physics not well simulated in this domain of very low energy. This increases the systematic uncertainty related to this scenario. The nature of the chargino is important here. Higgsino-like chargino with low $\Delta m$ is natural in the constrained MSSM model whereas for gaugino-like one relation between $M_1$ and $M_2$ should be relaxed. No excess was observed for this topology.

Combining results for both low and high $\Delta m$ leads to set an absolute lower limit on the chargino mass within the CMSSM as stated by L3 [4] experiment which excludes the chargino mass up to $85.9\,GeV$ at 95 % CL as shown in figure 4.

### *4.2 NEUTRALINOS*

The neutralino sector is very rich due to the presence of four different neutralinos. Almost all the combinations of neutralino pair production including the different decaying scenarios have been considered by the LEP experiments. Still, the most interesting one is the $\chi_1^0\chi_2^0$ production because it is the most probable in term of accessibility at LEP since the $\chi_1^0\chi_1^0$ goes undetected[g]. The various scenarios of $\chi_2^0$ decay are studied. They include hadronic, leptonic and even radiative

[f] The t-channel proceeds through the exchange of a sneutrino.
[g] Using ISR $\gamma$ is helpless because of the very low cross-section of this process.

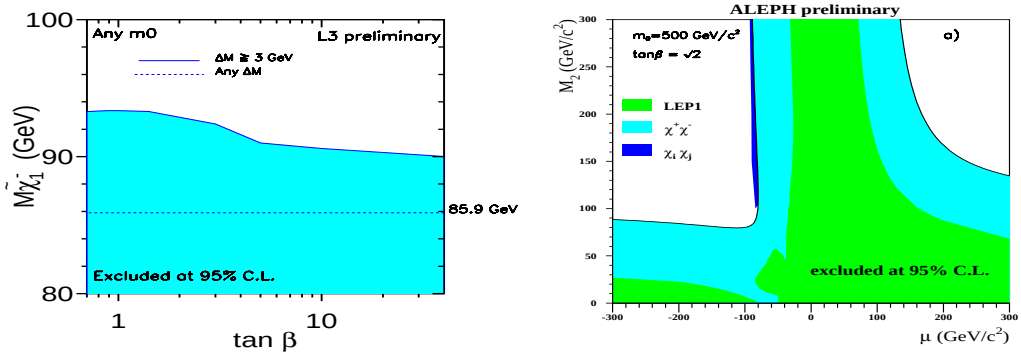



Figure 4: 1) Preliminary absolute mass limit on chargino mass from L3. 2) Exclusion region in the plane $(M_2, \mu)$ set by ALEPH using chargino and neutralino negative searches.

decay[h] $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0\gamma$. The other pair productions like $\chi_i^0, \chi_j^0$ $(i,j > 2)$ with multi-jet and mutli-lepton as well as mixed leptons-jets final states have also been considered. Events with tau cascades resulting from $\chi_2^0$ decay: $\chi_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}\tau$ have been studied carefully due to their importance in the LSP search as will be explained later. In all these channels the data show no significant deviation from the expected contribution of the Standard Model. The neutralino and chargino negative results are summed up to constrain the SUSY parameter space reducing considerably their domain. Figure 4 shows how negative results from ALEPH are translated into exclusion region in the $(M_2, \mu)$ plane.

## 5 LSP

So far the SUSY searches within the MSSM framework have been sterile. The accumulated negative results either in the sfermion sector or in the gaugino one allow to constrain the SUSY parameters space. Since the LSP is the lightest neutralino for almost the entire SUSY parameter space, the lower limit that will be set on its mass will be the same for the LSP. $\chi_1^0$ mass depends on $M_2, tan\beta, \mu$ and hence constraints on these parameters will lead to a constraint on the LSP mass. This is achieved by determining for different values of $tan\beta$, the exclusion region in the plane $(M_2, \mu)$ and then setting a lower limit on the LSP mass determined by these three parameters. Unfortunately, determining the exclusion zone in the plane $(M_2, \mu)$ for a fixed value of $\tan\beta$ is not straightforward. It should take into account the different values of the other SUSY parameters $(m_0\ ,\ A)$ since they affect branching ratios and masses of sfermions and therefore may change dramatically the SUSY events topology. For example, low value of $m_0$ will lead to small mass sneutrino reducing the exclusion region from chargino negative searches. This scenario can become even worse when the sneutrino is slightly heavier than a chargino degenerate in mass with the lightest neutralino (the so-called corridor problem). $A$ parameter effect can be also very important since it affects $\tilde{\tau}$, $\tilde{t}$, and $\tilde{b}$ masses. If $A_\tau$ is such that $\tilde{\tau}$ is almost degenerate in mass with $\chi_1^0$, search for two acoplanar taus can become inefficient and needs to be completed by taus cascade configurations resulting from $\chi_2^0$ decay as mentioned in the previous section. These complications have pushed to use negative SUSY search results of all the possible decay scenarios in order to cover as much as possible those inaccessible regions. Considering all these configurations, the lower LSP mass limit may be expressed as a function of $\tan\beta$ with an absolute minimum obtained for $\tan\beta = 1$ as can be shown from the preliminary result from DELPHI in figure 5 where different values of $m_0$ and $A$ are considered. Negative standard Higgs search at LEP was interpreted in the frame of the MSSM Higgs sector leading

[h] Radiative decay may occur when the two neutralinos $\chi_2^0, \chi_1^0$ are of opposite natures.

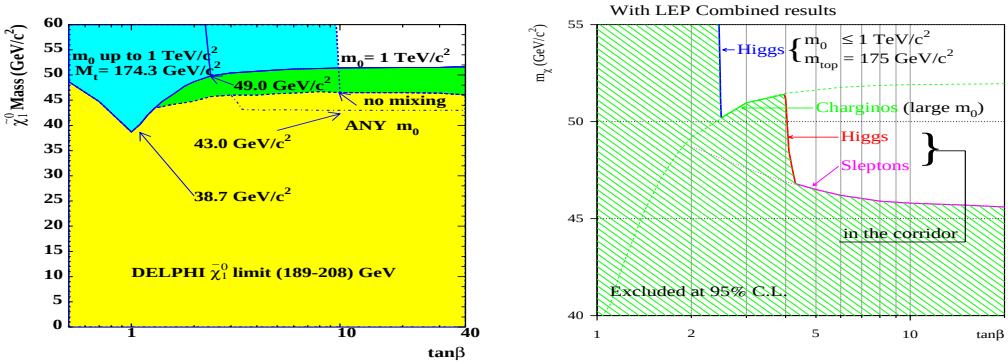



Figure 5: 1) Preliminary LSP lower limit as function of tan $\beta$ established by DELPHI. 2) LSP lower limit set by SUSY working group within the MSSM model.

to exclude low tan $\beta$ values. This shifts upward the LSP lowest value by few GeV depending on the top mass. Indeed the Higgs exclusion analysis depends strongly on the top mass value through radiative corrections. Increasing $m(top)$ from 175 to 180 $GeV$ results in reducing the LSP mass limit by about 1 $GeV$. SUSY working group at LEP has started to merge results from the four experiments to set a LEP limit on the LSP. A preliminary result is presented in figure 5 where the Higgs negative results are used in a conservative way[i]. The limit on the LSP is about 45 $GeV$ at 95 % CL established at high values of tan $\beta$. Using Msugra, the same group has set a lower limit of 52.2 $GeV$ in the absence of the trilinear coupling ($A = 0$).

## 6 CONCLUSION

The LEP experiments have been looking for SUSY particles up to the kinematic limits for most of them. Many MSSM scenarios have been investigated but no new physics manifestation is observed. Preliminary limits on parameters, cross-sections and particles masses have been set and much more precise results will come soon. An important result is the exclusion of the LSP mass up to more than 40 $GeV$ without including the negative Higgs results. This is a huge improvement of our knowledge with respect to the situation before LEPII.


## Acknowledgments

I would like to thank J.J.Blaising, M.Chemarin, G.Coignet, J.Fay, J.P Martin and S.Rosier-Lees for useful discussions in preparing this conference.


## References


1. For a SUSY review: H.P.Nilles,"Supersymmetry, Supergravity And Particles Physics", Phys. Rep. 100(1984)1; H.E.Haber and G.L.Kane, "The Search For Supersymmetry: Probing Physics Beyond The Standard Model", Phys.Rep 117(1985)75.
2. L.E Ibáñeza, C.Lopez and C.Muñoz, Nucl.Phys. B256(1985)218.
3. http//lepsusy.web.cern.web.ch/lepsusy.
4. All the preliminary results quoted in this paper can be obtained from the four LEP experiments web pages accessible from: http://greybook.cern.ch.


[i] using ALEPH results which represents the lowest limit on Higgs

# Un recueil des travaux sur

# la préparation de l'expérience OPERA

Imad Laktineh

# INTRODUCTION

Dans cette partie, après un rappel rapide de la physique de neutrino, le projet de l'expérience OPERA est présenté sous sa forme actuelle qui est le résultat du travail effectué par toute la collaboration. Cette présentation est suivie par quelques notes qui résument une partie du travail que j'ai effectué au sein de cette collaboration.

# 1 Les oscillations de neutrinos

## 1.1 La physique des neutrinos

L'étude de la désintégration $\beta$ au début du $XX^{\circ}$ siècle, avec l'observation d'un spectre continu des électrons émis, a permis de déceler l'existence des neutrinos. En effet, après avoir beaucoup hésité, allant jusqu'au point d'accepter la violation du principe de conservation de l'énergie et de l'impulsion, Pauli a fini, en 1930, par proposer l'existence d'une nouvelle particule neutre très difficilement détectable. Le neutrino, qui doit son nom à Fermi, est ainsi né. Ce neutrino est resté néanmoins une particule hypothétique jusqu'à ce que F. Reines et C. Cowan donnent la preuve expérimentale de son existence en 1956. On connaît actuellement 3 saveurs de neutrinos: le neutrino électronique $\nu_e$, le neutrino muonique $\nu_\mu$ et le neutrino tau $\nu_\tau$. A chaque neutrino on associe un antineutrino. Les résultats des mesures de la largeur invisible du $Z$ à LEP au CERN (cf figure 1) ont montré qu'il n'y a que 3 familles possibles de neutrinos légers [1].

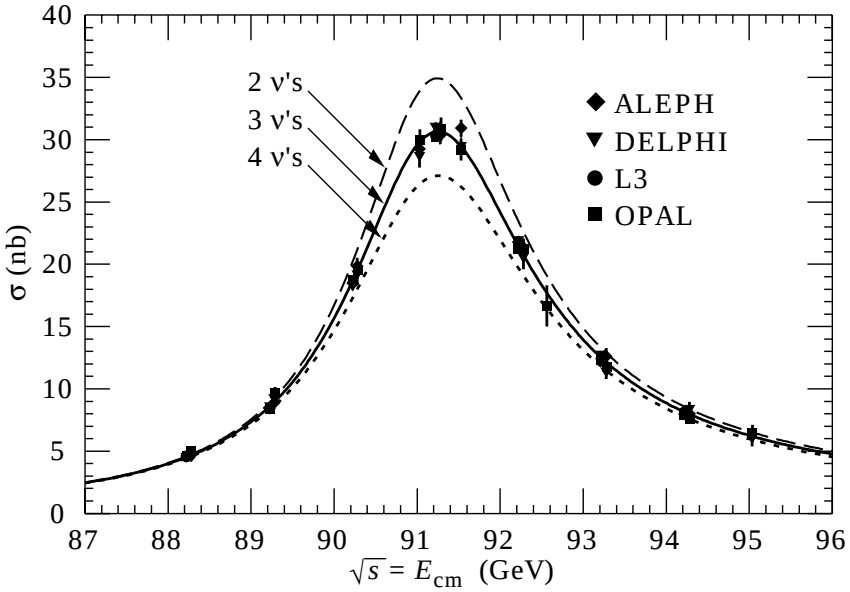



Figure 1: Largeur invisible du $Z$ et nombre de familles de neutrinos.

Dans le Modèle Standard (SM), les neutrinos sont présentées comme des particules sans masse ayant une seule chiralité (au lieu de deux pour des particules massives de spin 1/2). Il est également postulé dans ce modèle que les trois nombres leptoniques $L_e$, $L_\mu$, $L_\tau$ sont conservés dans toutes les interactions. Comme les neutrinos possèdent les mêmes nombres leptoniques que leur partenaires chargés, ceci interdit tout changement de saveur et ainsi toute oscillation possible entre les différentes saveurs de neutrinos. Pourtant, depuis que Pontecorvo (1958) a proposée l'idée d'oscillation du neutrino, les physiciens essaient de la mettre en évidence malgré l'absence de telle possibilité dans le SM. La motivation dans cette démarche,

[1] Avec une masse $\preceq \frac{(m_Z)}{2}$.

réside dans le déficit observé sur Terre des neutrinos solaires. Ce déficit a été observé dans différentes expériences à commencer par celle de Davis. Ces efforts ont été couronnés par le succès récemment avec les résultats obtenus par l'expérience Super-Kamiokande[1] . Cette expérience a permis de confirmer le déficit des neutrinos solaires. Elle a surtout mis en évidence l'oscillation des neutrinos muoniques produits dans l'atmosphère.

Avant de décrire le projet de l'expérience OPERA et les motivations qui nous ont conduits à la proposer, il est intéressant de dire quelques mots sur les résultats de Super-Kamokande et leurs interprétations dans le cadre des oscillations de neutrinos. Ceci nous permettra de mieux situer la place de l'expérience OPERA dans la recherche associée aux neutrinos.

## 1.2 Oscillations de neutrinos dans le vide

### 1.2.1 Mécanisme des oscillations

Les oscillations des neutrinos peuvent avoir lieu si les états de saveur de ces derniers diffèrent des états propres de masse. En effet, dans ce cas, chaque état de saveur ($\nu_e$, $\nu_\mu$ et $\nu_\tau$) peut être écrit comme une combinaison linéaire des 3 états propres de masse $\nu_1$, $\nu_2$ et $\nu_3$ [2] [3]:

$$\nu_{l_j} = \sum_i U_{l_j i} \nu_i$$

où U est une matrice $3 \times 3$ unitaire c'est à dire:

$$U_{l_j i} U^*_{l_k i} = \delta_{l_j l_k}$$

Cette matrice, appelé MNS [4], ressemble à la matrice CKM dans le secteur des quarks. Il est plus pédagogique de remplacer cette matrice à trois saveurs par une autre à deux saveurs afin d'illustrer le méchanisme de l'oscillation[2]. Dans ce cas, la matrice U peut s'écrire:

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

($\theta$ est appelé angle de mélange)

Si les deux états de saveur qui nous interessent sont le $\nu_\mu$ et le $\nu_\tau$ alors on peut les écrire à l'aide des états de masse $\nu_1$ et $\nu_2$ comme suit:

$$|\nu_\mu\rangle = \cos(\theta)|\nu_1\rangle + \sin(\theta)|\nu_2\rangle$$

$$|\nu_\tau\rangle = -\sin(\theta)|\nu_1\rangle + \cos(\theta)|\nu_2\rangle$$

L'évolution de ces états peut être décrite à l'aide de l'équation de Schrödinger:

[2]Ceci est d'autant plus vrai que les résultats expérimntaux concernant les neutrinos atmosphériques vont dans le sens d'une oscillation entre les $\nu_\mu$ et les $\nu_\tau$.

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t}|\nu_i(0)\rangle \qquad E_i = \sqrt{\vec{p}^2 + m_i^2}$$

Si à l'instant initial le neutrino est du type muonique ($|\nu(0)\rangle = |\nu_\mu\rangle$) alors à l'instant t on a:

$$|\nu(t)\rangle = e^{-iE_1 t}|\nu_1\rangle + e^{-iE_2 t}|\nu_2\rangle$$

La probabilité pour que ce neutrino se comporte comme un $\nu_\tau$ est:

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau; t) = |\langle \nu_\tau | \nu(t)\rangle|^2$$

En faisant l'approximation (réaliste) que les masses des neutrinos sont très faibles, on peut remplacer $E_1 - E_2$ par $\frac{m_1^2 - m_2^2}{2p}$ pour aboutir à la formule connue de la probabilité d'oscillation :

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau; L) = \sin^2(2\theta) sin^2[\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(km)}{E_\nu(GeV)}]$$

L est la longueur parcourue par le neutrino pendant le temps t.

On voit dans la formule précédente que la probabilité dépend de l'angle de mélange en $\sin^2(2\theta)$, de la longueur parcourue par le neutrinos et de l'énergie. Les paramètres $\sin^2(2\theta)$ et $\Delta m^2$ ne sont pas connus et doivent donc être ajustés par l'expérience [5] si l'oscillation est l'explication des observations expérimentales mentionnées ci-dessus.

### 1.2.2 Les résultats de Super-Kamiokande

L'expérience Super-Kamiokande a étudié les neutrinos solaires mais également les neutrinos atmosphériques. Le détecteur est constitué d'une très grande masse d'eau ultra-pure. En la traversant, les particules chargées de haute énergie émettent de la lumière Cherenkov qui est récupérée tout autour du détecteur par des photo-multiplicateurs. Les neutrinos atmosphériques sont créés dans la haute atmosphère par interaction des rayons cosmiques donnant des pions qui se désintègrent comme suit:

$$\pi \to \mu + \nu_\mu \quad , \quad \mu \to e + \nu_\mu + \nu_e$$

Dans cette expérience, on observe les neutrinos atmosphériques venant de toutes les directions, c'est à dire des neutrinos qui ont traversé différentes distances suivant leur lieu de production (d'un côté ou l'autre de la Terre). Dans le cas d'absence d'oscillation de neutrinos, l'angle zénital $\theta_z$ observé correpondant à la détection d'électrons et de muons doit satisfaire les relations de symétries suivantes:

$$N_l(\cos(\theta_z)) = N_l(-\cos(\theta_z)) \quad (l = e, \mu)$$

L'expérience SK a observé un bon accord avec cette prévision pour les électrons. En revanche, on observe une asymétrie significative pour les muons d'énergie supérieure à $1,3\,GeV$. Or, l'angle $\theta_z$ dépend de la distance parcourue par les neutrinos, ce qui

conduit à penser que les neutrinos muoniques ont oscillé vers d'autres types de neutrinos que le neutrino électronique. Afin de réduire les incertitudes systématiques, le rapport:

$$(\frac{N_e}{N_\mu})_{data}/(\frac{N_e}{N_\mu})_{MC}$$

a été mesuré. Le résultat obtenu confirme l'asymétrie.

SK a également mesuré le rapport du nombre de muons venant du haut du détecteur (neutrinos qui ont parcouru la plus courte distance) et du nombre de muons venant du bas. Le résultat trouvé est:

$$(\frac{haut}{bas})_\mu = 0.54 \pm 0.04 \pm 0.01^3$$

Ces résultats ainsi que d'autres obtenus par SK suggèrent que les neutrinos muoniques oscillent vers les neutrinos taus. Les meilleurs ajustements sont $\Delta m^2 = 2.5.10^{-3}\, eV^2$ et $\sin^2(2\theta) = 1$. On voit sur la figure 2 la zone authorisée par Super-Kamiokande. C'est cette zone que va tester l'expérience OPERA.

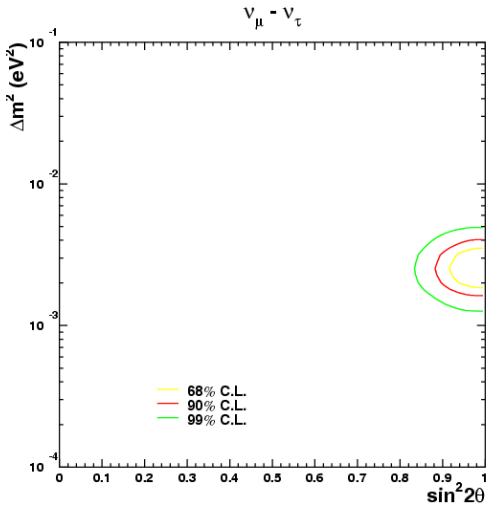



Figure 2: Zones autorisées pour l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ par Super-Kamiokande.

## 1.3 Interactions des neutrinos avec la matière

Pour mieux comprendre comment les neutrinos peuvent être détectés dans les dispositifs expérimentaux comme celui d'OPERA, rappelons ici les différentes interactions possibles d'un neutrino avec la matière. Les interactions des neutrinos procèdent de deux manières: la première est celle qui a lieu par l'intermédiaire des courants chargés (CC) donnant un lepton en voie de sortie. La deuxième se

[3] pour "haut" on entend des angles correpondant à $500\,km \leq L \leq 13000\,km$ et pour "bas" $20\,km \leq L \leq 500\,km$.

fait par courant neutre (NC) donnant un neutrino de même saveur dans la voie finale. Les interactions des deux types peuvent être regroupés essentiellement en deux catégories:

1. les processus quasi-élastiques : dans ces processus, le nucléon avec lequel interagit le neutrino change de nature pour les CC, ou reste de même nature pour les NC. Les énergies transférées sont de l'ordre de la dizaine de MeV;

2. les processus profondément inélastiques ("Deep Inelastic Scattering", DIS): ces processus sont prépondérants dans l'expérience qui nous intéresse ici (neutrinos d'énergie supérieure à $1\,GeV$). En voie de sortie, on observe une gerbe hadronique résultant de la cassure du noyau.

# 2 Le projet OPERA

Dans cette partie, nous allons évoquer les différentes caractéristiques de l'expérience: son principe, la nature de son faisceau et son détecteur.

## 2.1 Présentation de l'expérience[4]

L'expérience OPERA (Oscillation Project with Emulsion $\tau$-Racking Apparatus) est une expérience d'apparition [6]. Son but est double:

- Tout d'abord elle a pour objectif de prouver directement l'oscillation de $\nu_\mu$ en $\nu_\tau$ par apparition du $\tau$ lors de l'interaction par courant chargé (CC) d'un neutrino tau dans le plomb du détecteur.

- Ensuite elle permettra de confirmer la zone authorisée en $sin(2\theta)$ et $\Delta m^2$ par l'expérience Super Kamiokande.

Pour cela, on attend donc l'observation directe de l'apparition de $\nu_\tau$ dans un faisceau initialement pur en $\nu_\mu$. On détaillera plus loin le procédé de production d'un tel faisceau. Le bruit de fond attendu dans cet expérience étant très faible, l'observation de quelques neutrinos $\nu_\tau$ suffira. L'expérience va utiliser la technique de détections par des émulsions qui a déjà été employée dans les expériences CHORUS au CERN et DONUT [7] à Fermilab (USA), cette dernière ayant permis notamment la première détection du neutrino tau en 2000.

Si le neutrino interagissant dans la cible du détecteur est un neutrino tau, il peut donner un tau par courant chargé. Vue la masse élevée du tau ($1,77\,GeV$), cela suppose que l'énergie du neutrino incident doit être grande pour que la production du tau soit significative. En effet, $3,5\,GeV$ est l'énergie seuil de production du tau dans cette interaction. On comprend tout de suite pourquoi, dans cette expérience d'apparition du tau, le faisceau doit avoir une grande énergie (l'énergie moyenne du faisceau est de $17\,GeV$). Ensuite le tau , qui a un temps de vie de $290 \times 10^{-15} s$, se désintègre selons plusieurs canaux et tout particulièrement en muon selon ($BR = 17,37 \pm 0,07\,\%$):

[4] Cette présentation a été réalisée en collaboration avec P. Royole-Degieux.

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \, \overline{\nu}_\mu \, \nu_\tau$$

Les deux neutrinos ne laissant pas de trace dans les émulsions, cette désintégration appararaît comme une ligne brisée appelée un coude ("kink"). C'est ce coude que l'on cherchera pour essayer d'identifier un événement $\nu_\tau$. Mais on va s'intéresser aussi aux autres interactions des neutrinos avec la cible. La plupart des neutrinos détectés seront des $\nu_\mu$, la probabilité d'oscillation étant de $2,6\%$ environ (dans la zone que nous testons: $\sin^2(2\theta) \simeq 1$ et $\Delta m^2 \simeq 3 \times 10^{-3} eV^2$ $L = 732\, km$ et $E \simeq 17\, GeV$). L'ensemble des évenements CC (Courant Chargé) et NC (Courants Neutres) pour les 2 saveurs $\nu_\mu$ et $\nu_\tau$ représentent environ 30 événements soit environ 30 briques à scanner par jour.

Pour les paramètres d'oscillation mentionnés auparavant, on attend en tout 11 événements $\nu_\tau - CC$ en 4 ans pour un bruit de fond de 0.75. L'expérience devrait démarrer en 2006.

Nous allons décrire succinctement comment réaliser pour le projet OPERA un faisceau très énergétique, assez bien focalisé et surtout le plus pur possible en saveur muonique.

## 2.2 Le faisceau CNGS

L'expérience OPERA fait partie de ce qu'on appelle les projets sur faisceau à longue distance ou "Long Base Line Project" et c'est le seul projet actuellement approuvé[5] qui se veut une expérience d'apparition. Le faisceau CNGS (CERN Neutrino to Gran-Sasso) sera, comme son nom l'indique, produit au CERN et envoyé au Gran-Sasso sur une distance de $732\, km$. La figure 3 montre une coupe de la Terre mettant en évidence le trajet du faisceau. Les neutrinos interagissant très peu avec la matière, le faisceau n'est pas dévié.

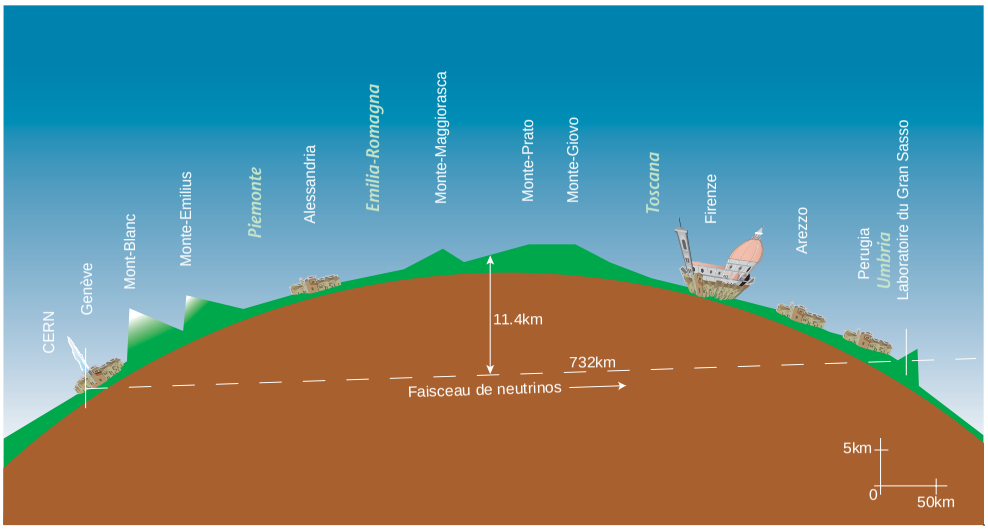



Figure 3: Coupe transversale de la Terre et faisceau de neutrinos CNGS.

[5] L'expérience ICARUS tentra également de montrer l'apparition des neutrinos $\nu_\tau$ et $\nu_e$ mais elle n'est pas encore approuvée.

### 2.2.1 Réalisation du faisceau

Le principe consiste à extraire tout d'abord des protons du supersynchrotron (SPS) du CERN à $400\,GeV$ (cf. figure 4) pour ensuite les envoyer sur une cible en graphite. La désintégration donne des pions $\pi^+, \pi^-$ et des kaons $K^+, K^-$. Les désintégrations de ces mésons donne principalement [8]:

$$\pi^+ \to \mu^+ \, \nu_\mu \quad (99.98770 \pm 0.00004\%)$$
$$\pi^- \to \mu^- \, \overline{\nu_\mu} \quad (99.98770 \pm 0.00004\%)$$
$$K^+ \to \mu^+ \, \nu_\mu \quad (63.51 \pm 0.18\%)$$
$$K^- \to \mu^- \, \overline{\nu_\mu} \quad (63.51 \pm 0.18\%)$$

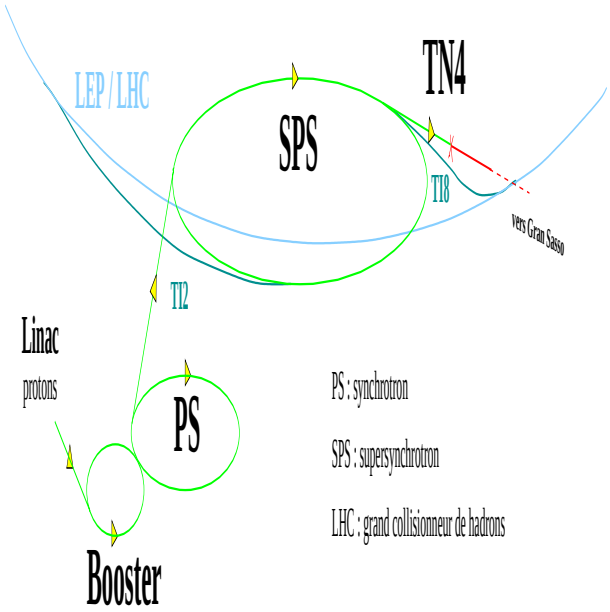



Figure 4: Extraction de protons pour le CNGS depuis le SPS

S'il on veut un faisceau pur en $\nu_\mu$, il va falloir focaliser magnétiquement les $\pi^+$ et $K^+$ par des cornes ("Horn" et "Reflector"). Ceci est illustré par la figure 5.
Ensuite les $\pi^+$ et $K^+$ se désintègrent comme prévu et pour cela on les dirige dans un tunnel de désintégration. Les $\nu_\mu$ produits sont dans la direction des mésons. Il y a encore en aval un absorbeur pour ne laisser passer que les neutrinos (tous les mésons ne se sont pas désintégrés). Celui-ci est composé de 3 mètres de graphite et de 15 mètres de fer. Les muons restants sont stoppés par la terre et le roc environnants. On place enfin un détecteur de muons pour mieux connaître les caractéristiques du faisceau. Tout ceci est résumé sur le schéma de la figure 6.

### 2.2.2 Caractéristiques du faisceau

Tout d'abord, comme l'indique la figure 7, la distribution des $\nu_\mu$ au Gran-Sasso est piquée autour de $17\,GeV$ et est pratiquement nulle au-dessus de $30\,GeV$. On voit

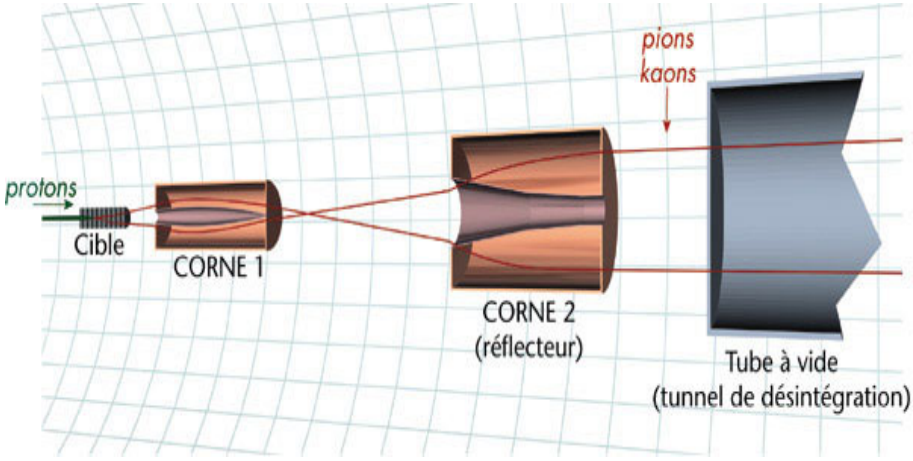



Figure 5: Système de focalisation des $\pi^+$ et $K^+$

aussi que la densité de $\nu_\mu$ varie peu sur un diamètre d'environ $1\,km$. La contamination du faisceau en autres saveurs est surtout due aux $\bar{\nu}_\mu$ qui viennent de la mauvaise défocalisation de quelques $\pi^-$ et $K^-$. Il y aussi une petite contamination en $\nu_e$ et $\bar{\nu}_e$, le nombre de $\nu_\tau$ initialement présents dans le faisceau étant tout à fait négligeable.

## 2.3 Le détecteur

### 2.3.1 Structure du détecteur

Le détecteur OPERA, sous sa version actuelle, se compose de deux supermodules, chacun comprenant 31 modules (plan de briques et trajectographe) et un spectromètre à muons. On peut en avoir un aperçu sur la figure 8.

L'élément de base de l'expérience OPERA est la brique composée de: 56 feuilles de plomb (1mm) chacune suivie par un film d'émulsion (50 $\mu m$ de couche d'émulsion + 200 $\mu m$ de base plastique + 50 $\mu m$ de couche d'émulsion). L'ensemble est conditionné dans un papier recouvert en surface d'une fine couche d'aluminium. Cet emballage permet de protéger les émulsions d'une contamination chimique éventuelle qui nuirait à leur sensibilité. De plus, les briques sont emballées sous vide. Tout ceci implique que la pression (moins de 0,1 atmosphère) et l'humidité intérieures sont maintenues stables. On voit sur la figure 9 une photographie de cet emballage "Origami".

On ajoute derrière chaque brique une feuille d'émulsion supplémentaire interchangeable appelée "Changeable Sheet" (CS). Elle est emballée séparément de la brique pour pouvoir être développée indépendament. En fait, les CS seront scannées toujours en premier et du résultat de ce scan dépendera l'éventuel scan de toute la brique, ce qui représente un gain de temps. La figure 10 montre la structure schématique d'une brique. Il faut cependant enlever la dernière base de plastique et la dernière feuille d'émulsion (SS ou Special Sheet) qui ne sont plus d'actualité et les remplacer par les CS (cf figure 15).

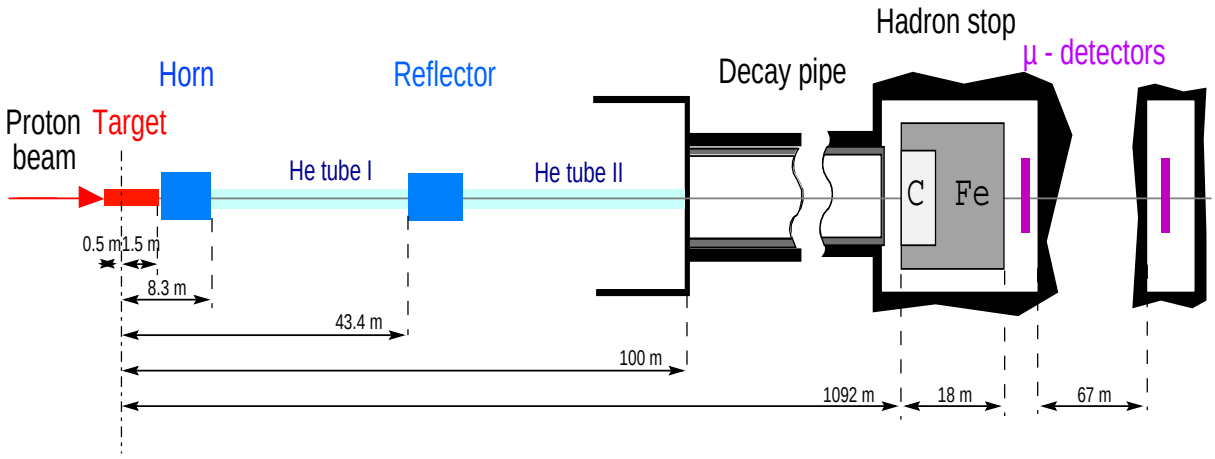



Figure 6: Réalisation du faisceau CNGS.

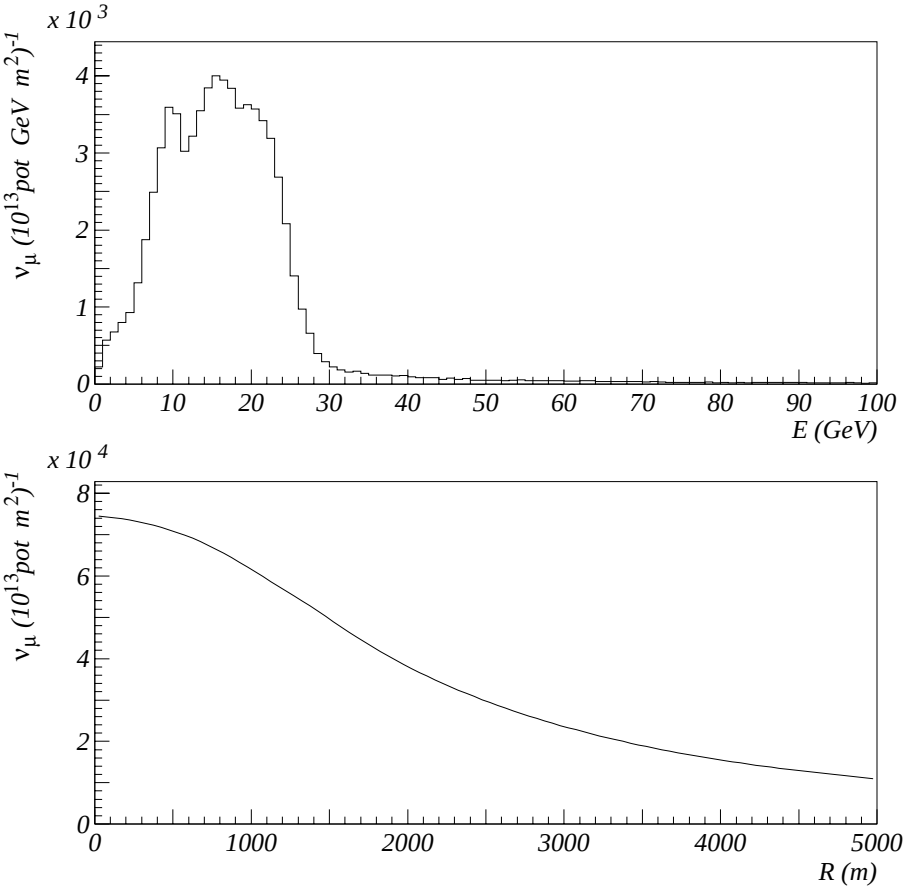



Figure 7: Figure du haut : distribution en énergie des $\nu_\mu$ au Gran-Sasso (sans oscillation). Figure du bas : distribution radiale des $\nu_\mu$ au Gran-Sasso.

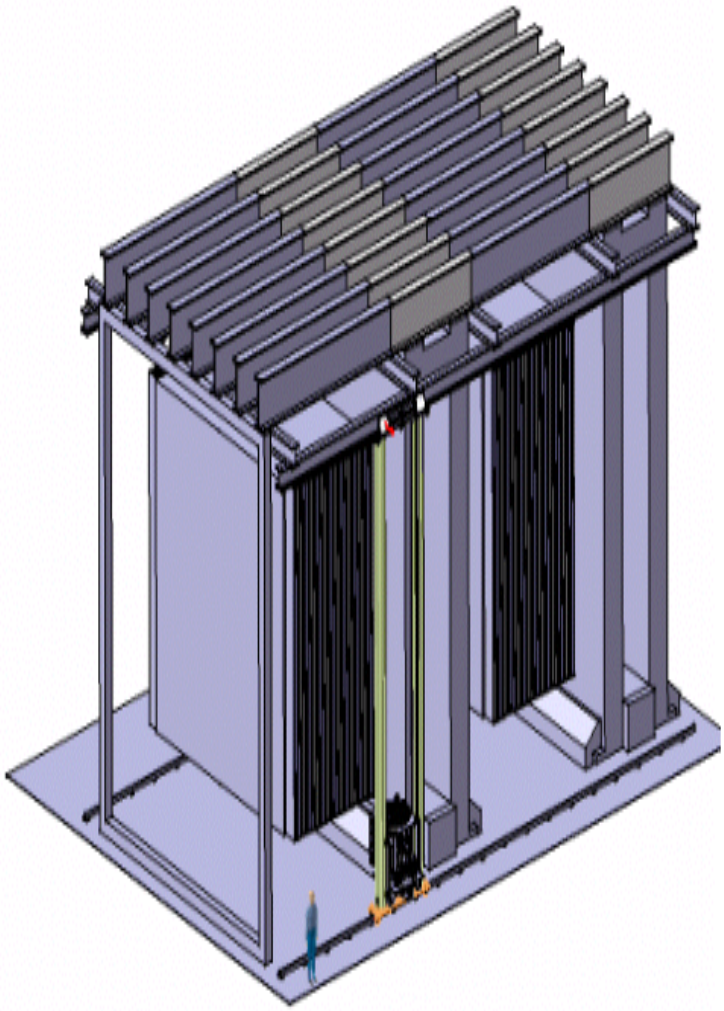


Figure 8: Vue générale du détecteur OPERA.

### 2.3.2 La cible

Les briques sont assemblées en murs et ce sont ces murs qui constitueront la cible. Les différentes caractéristiques de cette cible sont réunies dans le tableau 1.
Chaque brique pèse $8,3\,kg$ et a pour dimension transverse $10,2 \times 12,7\,cm^2$. La profondeur totale, compte tenu des dimensions des feuilles citées plus haut, est d'environ $7,5\,cm$ pour chaque brique. Le choix des dimensions des briques a reposé principalement sur un compromis entre deux critères: l'efficacité de détection et le coût de fabrication. En effet, plus les briques sont larges plus les effets de bords sont négligeables. Cependant, des aspects technologiques comme la planéité des feuilles d'émulsions et la nécessisté de dvélopper rapidement ces feuilles après le signalement de l'interaction qui ont favorisé cette taille correspondant à une seule interaction par

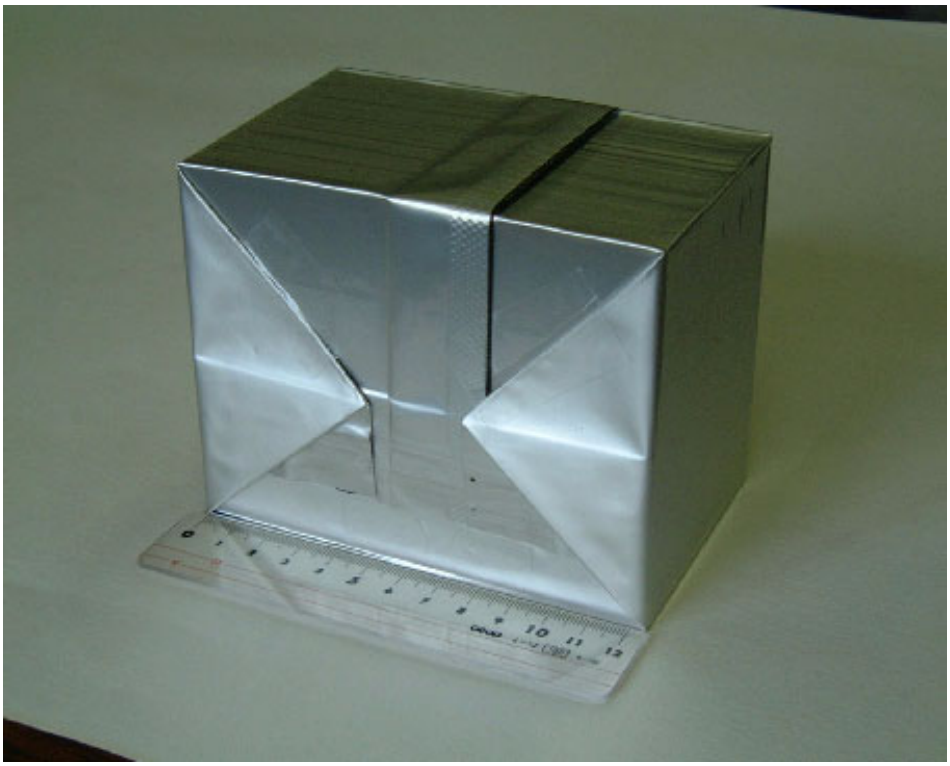


Figure 9: Photographie d'une brique du détecteur OPERA.

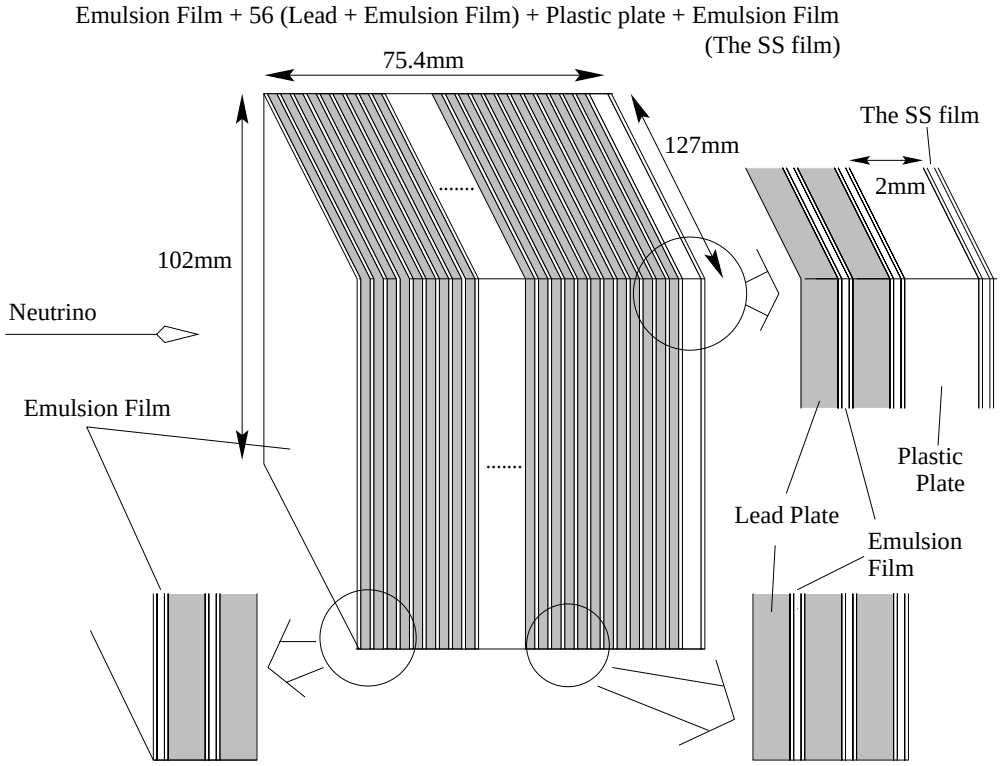



Figure 10: Structure schématique d'une brique ECC du détecteur OPERA.

| | |
|---|---|
| Dimensions | $\sim 671$(H) $\times$ 675(V) $\times$ 375(L) $cm^3$ |
| Epaisseur d'une cellule | 1,3 mm |
| Nombre de cellules par brique | 56 |
| Taille d'une brique | 12,7(H) $\times$ 10,2(V) $\times$ 7,5(L) $cm^3$ |
| Poids d'une brique | 8,3 kg |
| Nombre de briques par mur | 3264 |
| Nombre de modules par super module | 31 |
| Nombre de briques par super module | 101184 |
| Surface totale des émulsions par super module | $\sim 76000\ m^2$ |
| Poids de la cible d'un super module | 842 tonnes |

Table 1: Caractéristiques de la cible d'un supermodule du détecteur OPERA.

brique.

### 2.3.3 Les détecteurs électroniques ("Target Tracker" ou TT)

Les trajectographes (TT) sont placés derrière chaque mur de briques [9]. On les utilise pour déterminer la brique où a eu lieu l'interaction neutrino et également donner une indication plus précise sur la position du vertex en utilisant des algorithmes de "tracking" comme celui des muons. Ceci permettra de ne pas scanner toute la brique (cf. chapitre suivant). Sur la figure 11, on voit une simulation d'un événement tau qui se désintègre en muon.

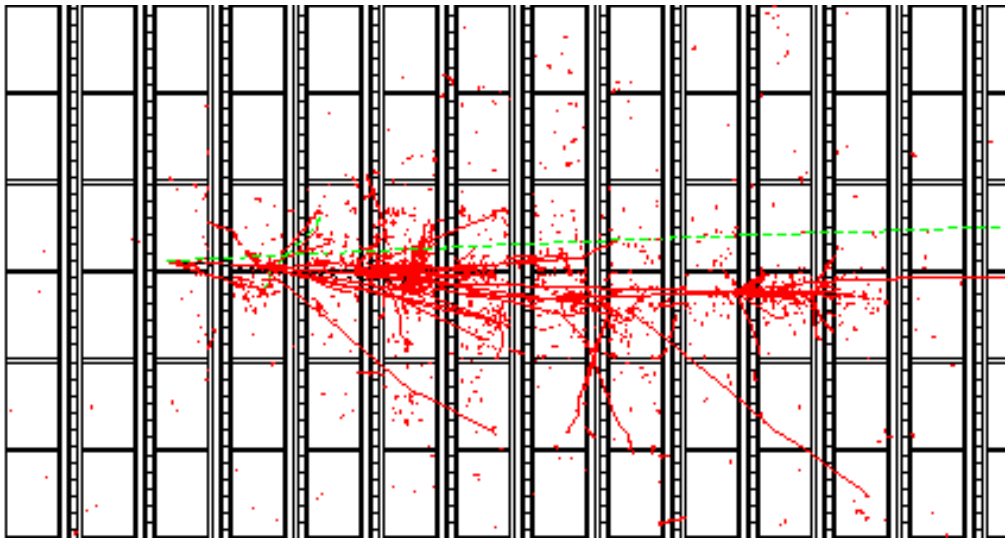


Figure 11: Simulation d'un événement $\tau \to \mu$ dans la cible. La vue est transverse et le faisceau vient de la gauche. Le premier vertex s'est produit dans le troisième mur de briques. On voit la trace du muon (la plus longue) s'échappant vers la droite de la figure.

La granularité des trajectographes sera de $2.5cm$. Les trajectographes vont recouvrir une surface d'environ $3000\ m^2$ pour chaque direction X et Y. La technologie choisie

est la configuration en murs de scintillateurs plastique. Un plan de trajectographe contient un réseau de 256 barreaux de scintillateurs dans lesquels sont introduites des fibres reliées à des têtes de lecture sur les deux extrémités. On place 2 plans perpendiculaires en aval de chaque mur cible. La figure 12 montre un schéma des plans d'un trajectographe.

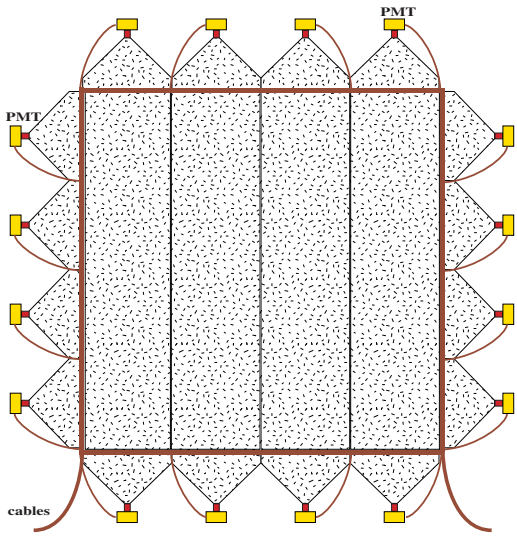



Figure 12: Schéma des plans du trajectographe.

Quand une particule chargée pénètre dans le TT, elle ionise le milieu et les photo-électrons sont transmis le long des fibres vers le Tube de PhotoMultiplicateurs (PMT). Les différentes caractéristiques des trajectographes sont:

- division transverse: barreaux de 2.5 $cm$ de largeur et de 1 $cm$ d'épaisseur,
- résolution en énergie: $0.65/\sqrt{E} + 0.16$
- stabilité: durée de vie bien supérieure à la durée de l'expérience (4 ans)

### 2.3.4 Les spectromètres à muons

L'objectif du spectromètre est de remonter à l'énergie du muon [6] en mesurant le déplacement de la trace qui lui est associée. Il permet également de connaître précisément la trajectoire du muon.
Le spectromètre à muons qui sera utilisé dans OPERA est constitué d'un aimant dipolaire, fait de deux murs de fer. Chaque mur est composé de 12 feuilles de fer de 5 $cm$ d'épaisseur, alternées avec des plan de RPC (Resistive Plate Chamber). On fait circuler un courant de 1200 $A$ dans des bobines situées aux deux extrémités des feuilles pour magnétiser le fer et on obtient ainsi un champ magnétique de 1.55 $T$, les lignes de champ étant opposées dans les deux murs.

Pour mesurer le déplacement des particules chargées, on utilise des RPC combinées avec des tubes à dérive de haute précision appelés "Precision Tracker". La

[6] Surtout celui issu de la désintégration d'un tau.

figure 13 montre l'aimant dipolaire et la figure 14 met en évidence un plan de tubes à dérive des "Precision Trackers" La résolution est d'environ $5\,mm$ dans la direction de déflexion.

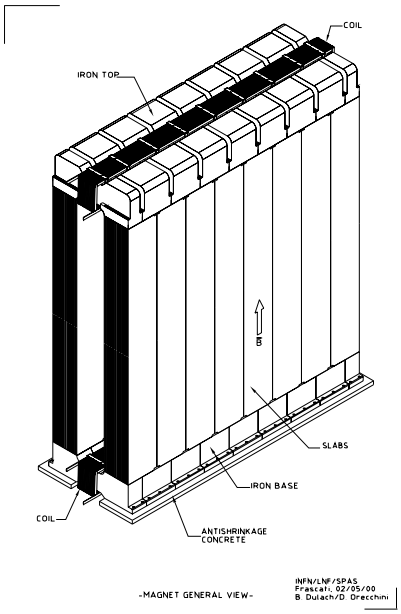



Figure 13: Vue schématique de l'aimant dipolaire.

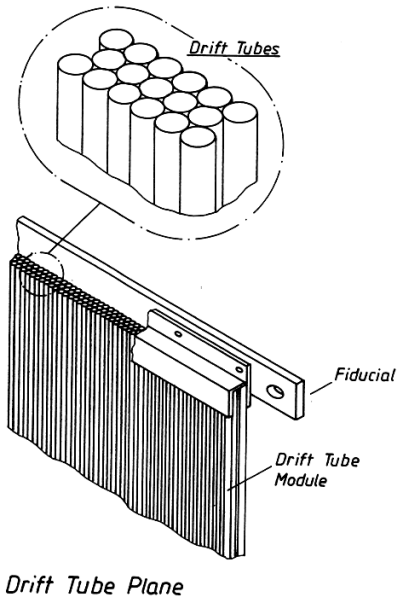



Figure 14: Détail d'un plan de tubes à dérive. On peut distinguer les trois couches de tube, décalées les unes par rapport aux autres.

# 3 Recherche des événements “neutrinos” dans OPERA

Dans cette partie nous allons comprendre comment les émulsions de la cible du détecteur OPERA permettent de détecter les traces de particules chargées. Puis nous décrirons comment on choisit les briques à développer et la procédure de lecture de ces émulsions, le "scanning".

## 3.1 Détection des particules chargées à l'aide des émulsions nucléaires dans OPERA

Les émulsions sont composées pour moitié de cristaux d'halogénure d'argent et pour l'autre de gélatine [10]. Le principe de formation d'une image sur une émulsion est le même que celui utilisé en photographie, les différences entre les deux étant principalement l'épaisseur de couches utilisées et le rapport argent/gélatine. Le processus est le suivant: quand des photons sont absorbés par l'émulsion, les électrons du cristal sont susceptibles de passer de leur bande de conduction à leur bande de valence. Ces électrons peuvent alors se déplacer librement jusqu'à ce qu'ils soient capturés dans un puit de potentiel dû par exemple à des défauts dans le cristal. Ces électrons vont attirer quelques ions d'argent interstitiels et ainsi des agrégats d'argent vont pouvoir se former. Quand une particule chargée arrive sur la cible, ce processus est déclenché par les photons provenant de l'ionisation de la particule. Mais les puits de potentiels sont peu profonds ce qui fait qu'avec le temps on observe un processus de “fading”: l'image latente du passage de la particule chargée disparaît. C'est pourquoi il ne faut pas trop tarder à développer les émulsions. Le “fading” augmente avec l'humidité et la température [10].

Dans le projet OPERA, on retarde ce processus en emballant soigneusement les briques à l'abri de l'humidité et sous un vide partiel. Mais on peut aussi l'utiliser pour ce qu'on appelle le “refreshing”: les émulsions seront ainsi "nettoyées" avant d'être introduites dans le détecteur pour s'affranchir de la contamination induite pendant leur transport.

Le développement est l'étape qui permet de convertir l'image latente en une image stable. Pour cela il faut introduire un réducteur. En donnant ses électrons, il induit une réaction chimique qui fixe d'autres atomes d'argent qui s'accumulent en grains. En fait, ce n'est pas si simple car au cours du développement il y a apparition de grains aléatoirement répartis, qui forment ce qu'on appelle le brouillard (“fog”), qu'il faudra éliminer lors de l'étude des traces (contribution au bruit de fond).

Après le développement, qui est suivi par une fixation et un nettoyage pour enlever les cristaux non développés, la gélatine est transparente. On enduit les émulsions de glycérine et on les place dans un film transparent en plastique. Les feuilles sont alors rendues rigides et prêtes pour le “scanning”: On va reconnaître avec un microscope le chemin suivi par les particules chargées en observant les grains d'argent.

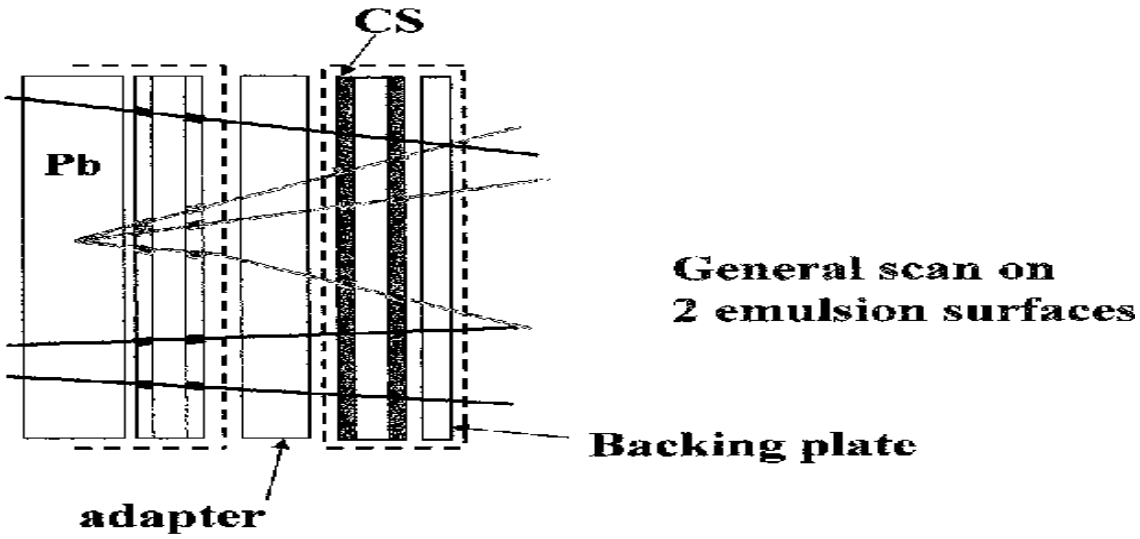



Figure 15: Structure d'une brique avec une "Changeable Sheet".

## 3.2 Rôles des "Changeable Sheets"

### 3.2.1 Position des " Changeable Sheets" dans la cible d'OPERA

On va placer une feuille d'émulsion supplémentaire derrière chaque brique, appelée feuille interchangeable ("Changeable Sheets" ou CS) [11] (cf figure 15), emballée séparément de la brique de façon à pouvoir être développée à part (cf. figure 16).

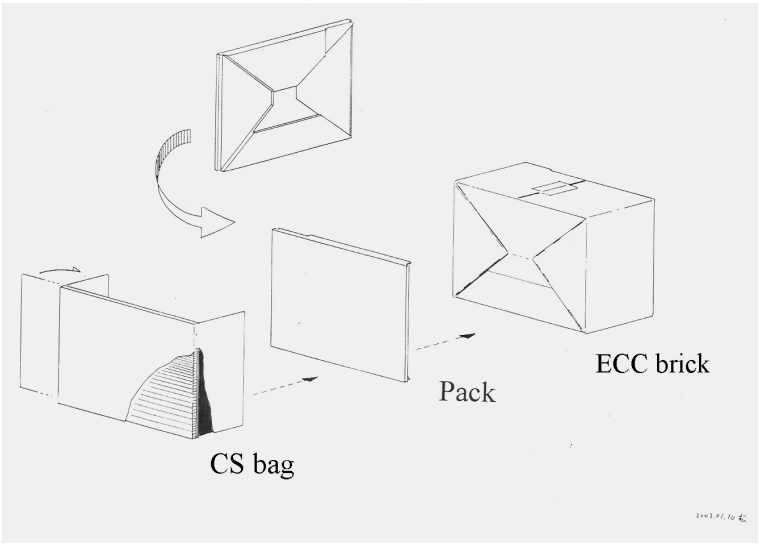



Figure 16: Procédure d'emballage des " Changeable Sheet" et de collage sur les briques

Pendant l'exposition au faisceau CNGS, les briques seront retirées de leur mur suivant l'indication des CS. A chaque fois que les informations des trajectographes indiqueront qu'une brique est susceptible d'avoir été le lieu d'une interaction neutrino (de saveur alors inconnue), on retire la brique ainsi que la CS correspondante. La brique est alors mise de côté en attendant le scan de la CS. Selon le résultat, la brique sera soit exposée aux rayons cosmiques, soit replaçée dans le mur cible.

### 3.2.2 Analyse des "Changeable Sheets" [11]

On scanne une région autour de la position prédite par les trajectographes une surface de $5 \times 5\,cm^2$ si c'est un évenement Courant Chargé (CC) qui est prévu et $12 \times 12\,cm^2$ si c'est un évenement Courant Neutre (NC). L'intérêt des CS est de limiter le "scanning" de briques qui ne contiendraient aucune information sur le vertex recherché (augmentation de l'efficacité de localisation du vertex), et surtout de faire ainsi gagner du temps (la vitesse de scan est d'environ $20\,cm^2/h$). On peut scanner plus d'une CS si l'analyse de la première n'a pas identifié de vertex ou si le trajectographe désigne une zone à analyser située sur 2 briques.

## 3.3 Procédure de scan

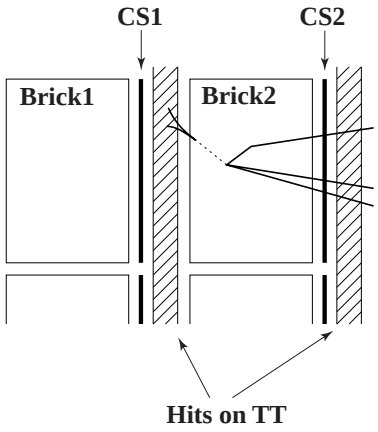



Figure 17: Association des CS et des TT.

Pour résumer, on donne sur la figure 17, dans le cas d'un événement Courant Chargé (CC), la procédure pour analyser les briques [11] :

1. On scanne CS1
2. S'il y a une trace dans la brique 1 satisfaisant $|\theta_{CS} - \theta_\mu| < 20\,mrad$, on arrête le scan de CS et on commence le scan de la brique 1
3. Sinon, on scanne CS2
4. S'il y a un candidat, on arrête le scan de CS2 et on commence le scan de la brique 2.

Le choix de la première feuille est déterminé à l'aide des algorithmes basés sur les informations fournies par les détecteurs électroniques. Le choix éventuelle de la deuxième feuille dépendra des même informations mais également des informations obtenues du scan de la première feuille. Avant de scanner une brique, on l'expose à des rayons cosmiques pour aligner les différentes feuilles lors de la reconstitution. On différencie les cosmiques des autres traces en comparant la brique aux CS qui justement n'ont pas été exposées.

# 4 Travaux effectués pour la préparation d'OPERA

Dans ce qui suit, nous présentons les travaux effectués dans la préparation d'OPERA. La première note décrit le travail de calibration de l'énergie recueillie dans les scintillateurs. La reconstruction de l'énergie est un élément important dans les études de l'oscillation du neutrino. Elle est notamment utile dans la séparation entre événements de type CC et ceux de type NC, présentée dans la deuxième note. Cette dernière permet d'utiliser le rapport $R_{NC}/R_{CC}$ dans la détermination des paramètres de l'oscillation. Dans les deux dernières notes, la localisation de la brique dans laquelle l'interaction du neutrino a eu lieu, a été étudiée. Un algorithme basé sur la méthode de la tansformée de Hough a permis d'améliorer l'efficacité de cette localisation de plus de 5% par rapport aux méthodes classiques jusqu'ici utilisées. Nous avons entamé des études sur la construction des traces dans les émulsions. Ces études qui semblent prometteuses seront mises à l'épreuve bientôt avec l'installation d'un laboratoire de "scanning" à Lyon. Ces derniers travaux n'ont pas encore été traduits en notes mais nous avons voulu les mentionner pour montrer l'intérêt que nous portons aux études des émulsions nucléaires. Ces dernières constituent un élément essentiel dans la réalisation des objetifs d'OPERA.

# References


[1] S.M. Bilenky, *On the status of neutrino mixing and oscillations*, Rapport aux XVI Rencontres de Physique de La Vallée d'Aoste, La Thuile, Vallée d'Aoste (Italie), 3-9 Mars 2002 (hep-ph/0202047).

[2] R.D. Peccei, *Neutrino physics*, AIP Conf. Proc. **490** (1999) 80-124 (hep-ph/9906509).

[3] Ecole d'été de physique des particules, *Le neutrino et ses mystères*, Laboratoire de Physique de Montpellier, 24° session, 14-18 septembre 1992.

[4] Z. Maki, N. Nakagawa, S. Sakakata, Prog. Theo. Phys. **28** (1962) 870.

[5] S.M. Bilenky et al., *Phenomenology of Neutrino Oscillation*, Prog. Part. Nucl. Phys. **43** (1999) 1 (hep-ph/9812360)

[6] M. Guler *et al.*, *"Experiment Proposal. OPERA: An appareance experiment to search for $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam"* , CERN/SPSC 200-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, 10 juillet 2000

[7] DONUT Collaboration, *"Detection and analysis of tau neutrino interactions in DONUT Emulsion Target* , 4 février 2002

[8] *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal, Volume 15, Number 1-4, 2000

[9] Thèse de G. Moret, 2002, IPN Lyon

[10] B. Van de Vyver, *Nuclear emulsion and automatic scanning* IIHE (VUB-UBL), Belgique, 22 juin 2001

[11] G. Rosa, *The Changeable Sheet detector in OPERA*, CERN/SPSC 2002-021 SPSC/M687 , LNGS-EXP 30/2001 add.3/02, 14 Mai 2002

# Contents

**1 Les oscillations de neutrinos** **1**
1.1 La physique des neutrinos . . . . . 1
1.2 Oscillations de neutrinos dans le vide . . . . . 2
1.2.1 Mécanisme des oscillations . . . . . 2
1.2.2 Les résultats de Super-Kamiokande . . . . . 3
1.3 Interactions des neutrinos avec la matière . . . . . 4

**2 Le projet OPERA** **5**
5
2.2 Le faisceau CNGS . . . . . 6
2.2.1 Réalisation du faisceau . . . . . 7
2.2.2 Caractéristiques du faisceau . . . . . 7
2.3 Le détecteur . . . . . 8
2.3.1 Structure du détecteur . . . . . 8
2.3.2 La cible . . . . . 10
2.3.3 Les détecteurs électroniques ("Target Tracker" ou TT) . . . . 12
2.3.4 Les spectromètres à muons . . . . . 13

**3 Recherche des événements "neutrinos" dans OPERA** **15**
3.1 Détection des particules chargées à l'aide des émulsions nucléaires dans OPERA . . . . . 15
3.2 Rôles des "Changeable Sheets" . . . . . 16
3.2.1 Position des " Changeable Sheets" dans la cible d'OPERA . . 16
3.2.2 Analyse des "Changeable Sheets" [11] . . . . . 17
3.3 Procédure de scan . . . . . 17

**4 Travaux effectués pour la préparation d'OPERA** **18**

**OPERA Collaboration**




OPERA Internal note
29 April, 2000

# Energy Shower Measurements : simulation studies of the hadronic energy response

**Analysis Working Group**

**P.Jonsson, I.Laktineh**
jonssonp@in2p3.fr , Laktineh@in2p3.fr

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I
F-69622 Villeurbanne cedex

**Abstract**

The measurement of hadronic energy showers was studied for different configurations of an OPERA supermodule equipped with scintillator detectors. The studies were made with Monte Carlo simulations of charged pions and neutrino interactions. The different detector geometries studied included spacer and compact emulsion bricks and scintillator strip widths between 1 and 4 cm. The energy measurement and reconstruction was compared for analog and digital readout of the scintillators. The comparison between the different detector options was made based on two fundamental quantities: energy resolution and linearity. The results favour compact emulsion bricks, a 2 cm scintillator width and an analog readout.

# 1 Introduction

The baseline option for OPERA, described in the progress report[1], consists of a target of lead bricks interleaved by scintillator trackers. The detector target can therefore be regarded as a sampling calorimeter for hadronic showers. The measurement of the energy of hadronic showers, originating from neutrino interactions, may aid analysis, vertex finding and beam monitoring. This note discusses the possibility of measuring the hadronic energy for a few different detector configurations.

# 2 Event simulation

All studies in this note are based on simulated events from the AIDA-ADORE package. The photodetector response was set to 6 photo electrons per m.i.p, corresponding to an energy deposit of 1.8 MeV per scintillator strip. A poisson distribution was then used to generate the number of photoelectrons for each energy deposit. The different detector configurations studied were:

- scintillator widths of 1, 2 and 4 cm
- spacer and compact bricks
- analog and digital readout

In the analog readout mode an ADC was connected to each channel and hence the energy deposits were available for analysis, whereas for the digital readout only the information on whether or not a scintillator strip was hit, was used. The activation threshold for each channel was set to 1 photo electron equivalent both for the analog and digital readout. This threshold was considered to be uniform and stable, as was the energy response of all of the channels.

# 3 Energy Reconstruction

The relation between the reconstructed hadronic energy and the measured deposits in the scintillators can be written as:

$$E_{rec} = \gamma(x,y,z)(c_t \sum_{i=1}^{n^t_{strip}} ADC^t_i + c_s \sum_{i=1}^{n^s_{strip}} ADC^s_i + c_0) \quad (1)$$

where $E_{rec}$ is the reconstructed hadronic energy; $\gamma(x,y,z)$ is a position dependent correction factor; $c_t, c_s$ and $c_0$ are calibration constants; $ADC^t_i$ is the measured energy deposit in target strip $i$ and $ADC^s_i$ is the measured energy deposit in spectrometer strip $i$. In the corresponding equation for the digital readout, the values of $ADC^t_i$ and $ADC^s_i$ are simply replaced by 1 for all scintillator strips above the threshold.

# 4 Pion Calibration

In order to obtain the constants: $c_t, c_s$ and $c_0$ of equation 1, a calibration of the detector was performed with single charged pions, simulated with random vertices throughout the

lead target of the OPERA supermodule. This procedure was intended to mimic the effect of a real calibration of an OPERA supermodule with a pion testbeam, neglecting channel to channel nonuniformities. The pion energies were selected to match the expected range of hadronic energies from the NGS beam. Therefore 1000 events were simulated for each of the pion energies: 1, 2, 3.5, 5, 8, 11, 15 and 30 GeV. With the help of the known pion energy, $E_\pi$, the following function was minimized:

$$f = (E_\pi - (c_t \sum_{i=1}^{n^t_{strip}} ADC^t_i + c_s \sum_{i=1}^{n^s_{strip}} ADC^s_i + c_0))^2 \quad (2)$$

thereby achieving the constants $c_t, c_s$ and $c_0$ from equation 1. The corresponding constants for the digital readout was obtained in an equivalent manner.

Figure 1 shows the dependence of the reconstructed pion energy on the vertex coordinates of the interaction. Since no significant effect was observed, the position dependent factor $\gamma(x, y, z)$ in equation 1 was set equal to 1 for all events.

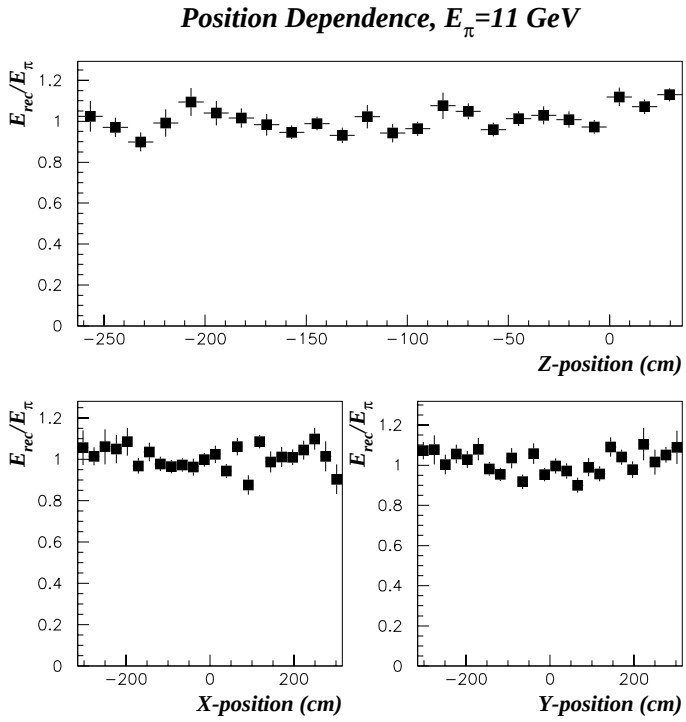



Figure 1: The position dependence of the reconstructed hadronic energy for 11 GeV pions.

Figure 2 shows the reconstructed energy for 11 GeV pions with 2 cm wide scintillator strips and compact emulsion bricks. Notice the slightly better performance of the analog readout.

Figure 3 shows the energy dependence of the reconstructed energy for 2 cm wide scintillator strips. The linearity of the reconstructed energy is within $\pm 5\%$ for the analog readout and within $\pm 30\%$ for the digital readout. The difference in spread between the analog and digital solution is approximately a factor of 1.3.

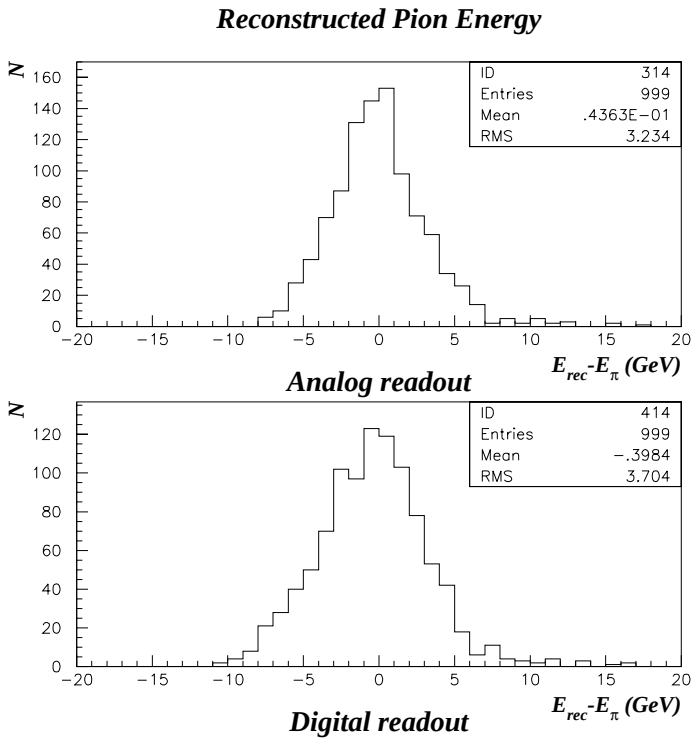



Figure 2: The reconstructed hadronic energy of 11 GeV pions for an analog and a digital readout.

# 5 Neutrino events

Neutrinos interactions with matter proceed through two channels: the charged current and the neutral current channels. In the former a charged lepton carrying the same lepton number as the incoming neutrino is produced while in the neutral current another neutrino with the same leptonic number is produced.

For $\nu_\mu$ neutral current events the deposit energy results from the hadronic part only while in the charged current events the produced muon contributes to the total energy deposit. For $\nu_\tau$ the neutral current channel is identical to that of the $\nu_\mu$ while for the charged current the situation is more complicated due to the different channels of the produced $\tau$ decay. However, excepting the neutrinos resulting from the $\tau$ decay, the remaining part of the $\nu_\tau$ charged events can be tagged as charged-like when the $\tau$'s decay into muons and neutral-like in the opposite case.

As mentioned in the OPERA progress report[1], the hadronic shower in neutrion inetractions looks like the one produced by interacting pions in the detecor. This allows us to use the calibration constants obtained from pion studies to find out the hadronic part of the neutrino interaction. A sample of 2000 $\nu_\mu$ neutral current events were simulated in the same conditions as the ones presented in the previous section. The energy found using our calibration algorithm was then compared to the real deposit energy. Figure 4 shows a good agreement between the two energies once the analog treatment is applied. The resolution is about 3.5 GeV over the NGS beam energy. The digital treatment gives also a rather good agreement but some non-linearity behaviour specially at low and high

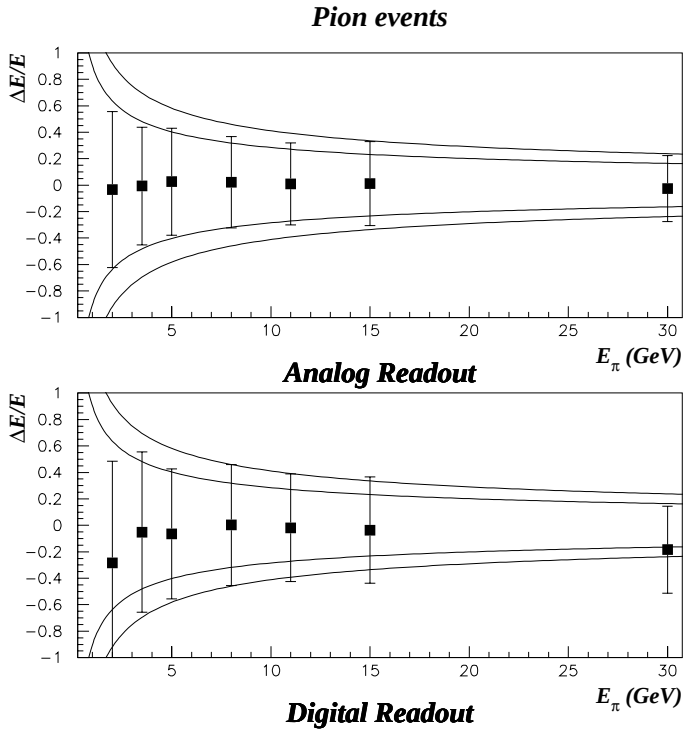



Figure 3: The energy dependence of the reconstructed energy for analog and digital readout with 2 cm wide scintillators and compact emulsion bricks. The error bars show the spread of the $\frac{\Delta E}{E}$ distribution and the superimposed functions show the limits of $\frac{90\%}{\sqrt{E}}$ and $\frac{130\%}{\sqrt{E}}$.

energy is still present.

Another sample of 2000 $\nu_\mu$ charged current events was studied. In this case the presence of muon in the detector and its contribution to the deposit energy in the scintillators should be singled out since our calibration algorithm applies to the hadronic shower only. This was achieved by considering the muon as a m.i.p. and subtracting the equivalent of 1.8 MeV in each touched scintillator plane in both target and spectrometer scintillators. The obtained result shows almost the same agreement observed in the neutral current (Figure 5).

# 6 Beam monitoring

The interesting results of energy calibration obtained in the hadronic sector can be used to measure the incoming neutrino energy. This is an important measurement for the beam energy monitoring. It can be used also to investigate the oscillation parameters since the neutral and charged currents events will be affected differently.

To obtain the neutrino energy we proceed in two ways dependent on the charged-like or neutral-like nature of the event. For charged-like events the muon energy can be measured using the spectrometer performance with a resolution of the order of $\frac{\delta p}{p} = 20 - 30\%$ unless the muon is soft enough to be stopped inside the detector in which case the energy

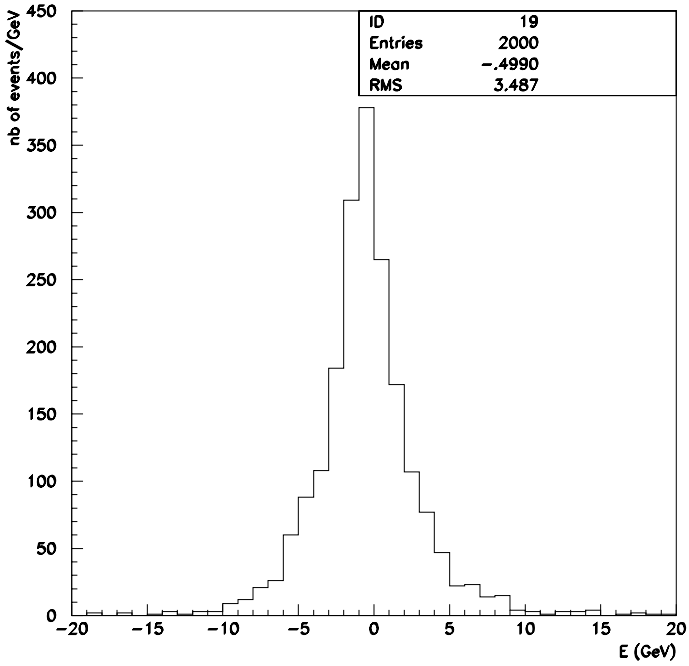



Figure 4: The difference between reconstrcuted and real hadronic energy for $\nu_\mu$ neutral current events.

resolution is much better. In order to study the neutrino energy the muon contribution was taken from simulation and convoluted with a gaussion distribution taking into account the resolution of the muon energy measurement. The muon energy estimated in this way was then added to the hadronic energy obtained as mentioned in the last section. Comparison of reconstructed and real energies for $\nu_\mu$ charged current events shows that the shape of the neutrino energy is rather well reproduced and a relative resolution of 19% is obtained (Figure 6).

for $\nu_\mu$ neutral current the absence of information from the escaping neutrino makes the incoming neutrino measurement a delicate one. However, from simulation we can obtain an averge estimate of the outgoing neutrino energy using the hadronic energy part. This estimate was used to find the outgoing neutrino energy using the hadronic energy obtained with our calibration estimate. The result shows that the relative resolution is about 34% which is twice the one obtained for the charged current events. This poor resolution in the neutral current, we think, can be improved on by additional information like the hadronic shower momentum measurment.

# 7 Results

The results obtained in this analysis show the possibility of a good measurement of the hadronic energy produced in the neutrinos interaction using both the target and spectrometer detctor. The performance of the spectrometer can also be used to obtain the muon energy. This allows a good measurement of the neutrino energy in the charged

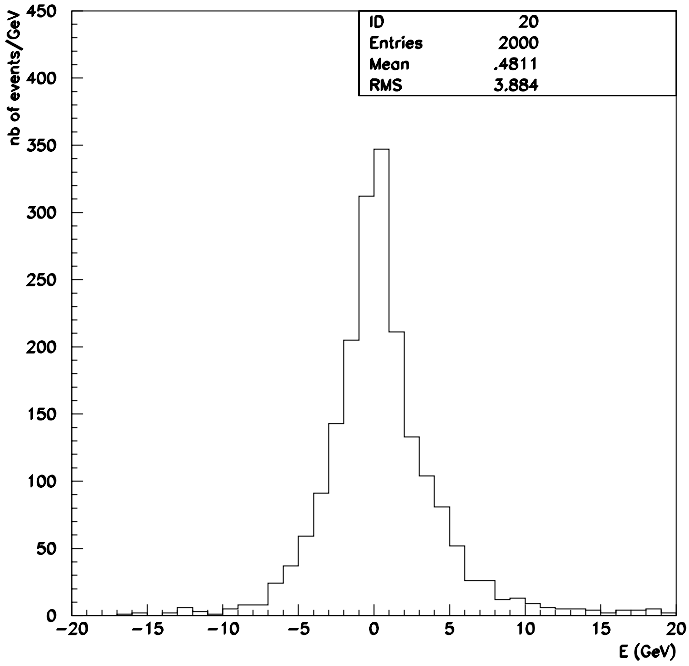



Figure 5: The difference between reconstrcuted and real hadronic energy for $\nu_\mu$ charged current events.

current events. For neutral current events the measurement of the energy is still possible although the resolution is almost two times worse than in the charged current case. New constraints like the measurement of hadronic shower momentum could improve the resolution on the neutrino energy.

# References

[1] OPERA Progress Report, CERN/SPCS 99-20, SPSC/M635, LNGS-LOI 19-99, August 27, 1999.

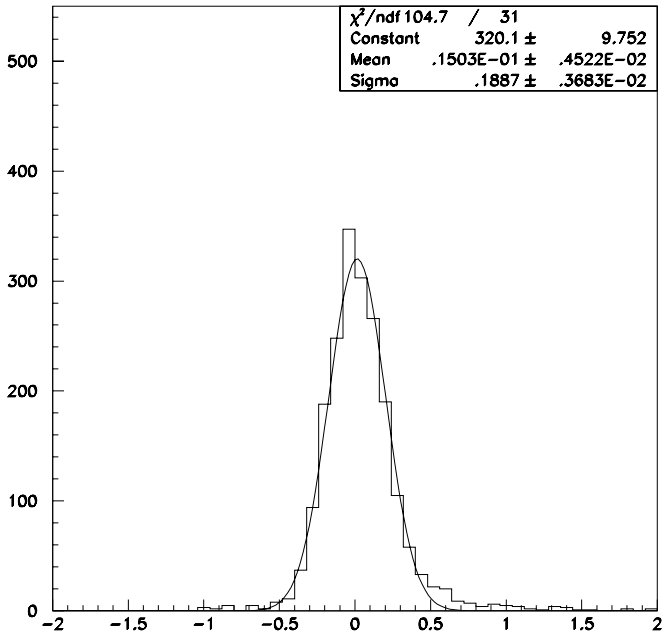



Figure 6: The relative difference between reconstrcuted and real energy for $\nu_\mu$ charged current events.

**OPERA Collaboration**




OPERA Internal note
29 April, 2000

# $NC/CC$ ratio measurement in OPERA

**Analysis Working Group**

**S.Katsanevas, I.Laktineh**
katsaneva@in2p3.fr , Laktineh@in2p3.fr

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I
F-69622 Villeurbanne cedex

**Abstract**

The $NC/CC$ measurement in opera can be an important tool to investigate the $\nu_\mu - \nu_\tau$ oscillation parameters. for high values of $\Delta m^2$ ($> 5\,10^{-3} eV^2$) and maximal mixing angles this measurement is shown to be very useful.

# 1 Introduction

The aim of OPERA is a direct observation of $\nu_\mu$ oscillation to $\nu_\tau$ using the appearance of $\tau$ lepton in the nuclear emulsion sheets. However, the good quality of OPERA calorimeter (with the possibility of good energy measurement), the expected good performance of the spectrometer concerning the identification as well as the energy measurement of the muon, allow the measurement of the ratio between neutral current and charged current events $nc/cc$.
The importance of the previous ratio measurement comes from the fact that $nc/cc$ is related to the oscillation probability and can therefore contribute to the oscillation parameters measurement.

# 2 Neutral vs. Charged current events

Charged (neutral) events are those which result from neutrino interaction with matter through $W^{\pm}(Z^0)$. In the charged current, a lepton with the same leptonic number as the incoming neutrino is produced. It allows the identification of the incoming neutrino nature. In neutral current events it is an identical neutrino which is produced and the leptonic nature is then lost.

In the case of neutrino oscillation the neutral current events remain inchanged due to the small neutrinos mass difference (if it ever exists). In the charged current scenario the effect is important not only due to the nature of the ongoing lepton (this depends on the identification efficiency) but also due to the difference in the two neutrinos interaction cross-section. In fact the mass difference between the $\mu$ and the $\tau$ induces a difference in the cross section with respect to the neutrino energy which affects the ratio $nc/cc$. The ratio $nc/cc$ can then be used to distinguish an oscillation scenario from a no oscillation one and even to go back to the oscillation parameters.
In the absence of oscillation, the number $nc$ in the previous ratio is the sum of those resulting from the selected neutral current events and the fake ones coming from charged current events which escape the neutral/charged events separation selection. The same applies for the $cc$ number.

This ratio $R_0$ can then be put in the following way:

$$R_0 = \frac{nc}{cc} = \frac{\int \sigma_{nc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{nc}^{\nu_\mu}dE_\nu + \int \sigma_{cc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)(1-\epsilon_{cc}^{\nu_\mu})dE_\nu}{\int \sigma_{cc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{cc}^{\nu_\mu}dE_\nu + \int \sigma_{nc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)(1-\epsilon_{nc}^{\nu_\mu})dE_\nu}$$

Where $\Phi(E_\nu)$ is the neutrino flux, $\sigma_{nc}^{\nu_\mu}(\sigma_{cc}^{\nu_\mu})$ is the neutral(charged) current neutrino cross-section,$epsilon_{nc}^{\nu_\mu}(epsilon_{cc}^{\nu_\mu})$ is the neutral(charged) current event identification efficiency.

When a $\nu_\mu - \nu_\tau$ oscillation occurs the neutral current of the $\nu_\tau$ interaction stay identical to the neutral part of the $\nu_\mu$. For the charged current the $\tau$ produced in the $\nu_\tau$ interaction may decay into muon simulating a $\nu_\mu$ charged current, with soft muons. The other $\tau$ decays look like $\nu_\mu$ neutral current events. So, in case of oscillation the ratio $R$ can be written in the following way:

$$R = \frac{NC}{CC}$$

where

$$NC = \int \sigma_{nc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{nc}^{\nu_\mu}(1-Pr)dE_\nu + \int \sigma_{nc}^{\nu_\tau}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{nc}^{\nu_\tau}Pr\,dE_\nu$$
$$+ \int \sigma_{cc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)(1-\epsilon_{cc}^{\nu_\mu})(1-Pr)dE_\nu + \int \sigma_{cc}^{\nu_\tau}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{cc}^{\nu_\tau\to no\mu}Pr\,dE_\nu$$
$$+ \int \sigma_{cc}^{\nu_\tau}(E_\nu)\Phi(E_\nu)(1-\epsilon_{cc}^{\nu_\tau\to\mu})Pr\,dE_\nu$$

$$CC = \int \sigma_{cc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{cc}^{\nu_\mu}(1-Pr)dE_\nu$$
$$+ \int \sigma_{nc}^{\nu_\tau}(E_\nu)\Phi(E_\nu)(1-\epsilon_{nc}^{\nu_\tau})PrdE_\nu + \int \sigma_{nc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)(1-\epsilon_{nc}^{\nu_\mu})(1-Pr)dE_\nu$$
$$+ \int \sigma_{cc}^{\nu_\tau}(E_\nu)\Phi(E_\nu)(1-\epsilon_{cc}^{\nu_\tau\to no\mu})Pr\,dE_\nu + \int \sigma_{cc}^{\nu_\tau}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{cc}^{\nu_\tau\to\mu}Pr\,dE_\nu$$

as previously stated, the neutral current cross-section of $\nu_\mu$ and $\nu_\tau$ are identical and their contributions (the two first terms in $NC$) can be summed up, giving:

$$\int \sigma_{nc}^{\nu_\mu}(E_\nu)\Phi(E_\nu)\epsilon_{nc}^{\nu_\mu}dE_\nu$$

It is clear that the previous ratio depends on the oscillation probabilty, and deviation with respect to the no oscillation scenario can be used to study the oscillation parameters as will be shown later. However this necessitates a good separation efficiency between charged and neutral current events.

# 3 Neutral and Charged current separation

The separation of neutral and charged current events is based on the appearance of a muon in the detector. Unless the produced muon is very soft it can travel along the detector and crosses the spectrometer scintillator planes as shown in Figure 1. The collected energy in the detector scintillators when a charged current event is produced, exceeds the one of a neutral current event. This is due to an additional contribution from the muon even if this energy ( a m.i.p. contribution) is small with respect to the muon real energy. The same statement applies to the number of scintillator strips hit in those events. Those characterstics were used to train a neutral network [1] on a sample of four kinds of events put in two categories:

- Charged current-like: $\nu_\mu$ charged current events and $\nu_\tau$ charged current with a $\tau$ decaying into a muon.
- Neutral current-like: $\nu_\mu$ neutral current events and $\nu_\tau$ charged current with a $\tau$ decaying to anything other than a muon.

Here after the list of the six variables used as input ones.

- energy collected in the target detector.
- energy collected in the spectrometer.

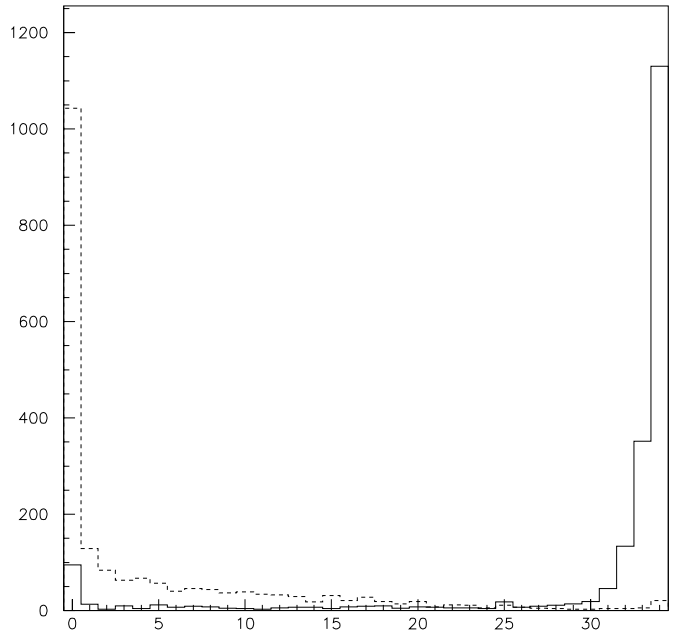



Figure 1: Number of touched spectrometer scintillator planes in neutral and charged current events.

- number of strips hit in the target detector.
- number of strips hit in the spectrometer.
- the first scintillator plane with signifcant energy deposit.
- the number of hit spectrometer scintillator planes.

10 hidden layers were used and the probability of event kind recognition was put in one output variable. The importance of the input variables is shown in Figure 2 . As expected, the spectrometer role is very important. This is a powerful tool for singling out the muon and therefore separating charged and nuetral current events.

Different samples were then utilised to study the event kind recognition efficiency using the previous neural network. The results are presented in Figure 3 for the four previous kinds of events. As an indication of the efficiency of this separation the table below shows the efficiency for the four samples when the output variable is taken to be bigger than .4. From the previous study, an energy dependent efficiency was deduced for each sample and was then used for each set of oscillation parameters $(\sin^2(2\theta), \Delta m^2)$ in order to obatin the associated $NC/CC$ ratio.

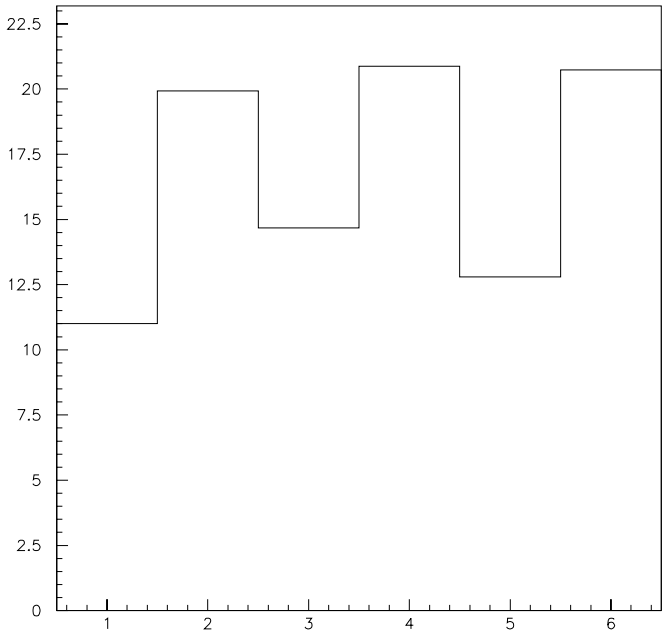



Figure 2: The relative importance weight of each of the six input neural network variables.

Table 1: neural network recognition efficiency for the output variable bigger than .4

| *sample* | efficiency % |
|---|---|
| $\nu_\mu^{cc}$ | 88 |
| $\nu_\tau^{cc}(\tau \to \mu)$ | 78 |
| $\nu_\mu^{nc}$ | 04 |
| $\nu_\tau^{cc}(\tau \to no\mu)$ | 06 |

# 4 $NC/CC$ measurement uncertainty

In addition to the statistical uncertainty of the $NC/CC$ ratio measurement and the uncertainty of the event kind separation efficiency mentioned above, some additional systematic uncertainties are present. The essential contribution is that of the neutrino energy. Using the energy construction method presented in a previous section for $\nu_\mu$ events, allows a good control on the beam energy shape and can then reduce the uncertainty despite the fact that the previous method shows a relative uncertainty of 19%(34%) for the charged (neutral) current events. Other contributions to uncertainty are related to the theoretical neutrino cross sections estimate.

A detailed study of those contributions is necessary to achieve the present analysis but in order to study the sensitivity of the oscillation parameters estimates to the $NC/CC$ measurement, relative systematic uncertainties of the order of 2, 5 and 8 % were consid-

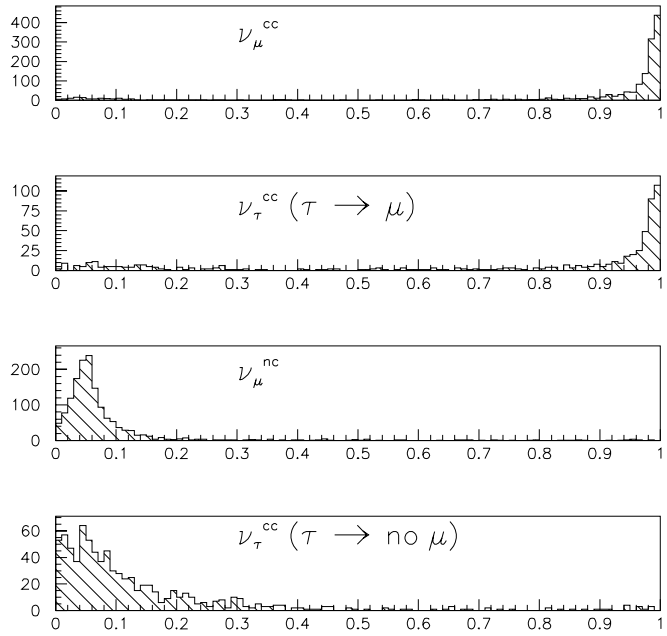



Figure 3: The relative importance weight of each of the six input neural network variables

ered.

# 5 Oscillation parameters sensitivity to $NC/CC$

For each set of $(\sin^2(2\theta), \Delta m^2)$ the oscillation probability is determined and the ratio $NC/CC$ estimated. The deviation with respect to $R_0$ is then transformed in number of standard deviation of $NC/CC$ uncertainty ($\sigma_R$). An oscillation is then announced at 90% confidence level when the deviation $R - R_0/R$ is larger than 1.64 $\sigma_R$. In Figure 4 the region in the $(\sin^2(2\theta), \Delta m^2)$ plane that can be investigated is shown for three values of systematic uncertainty. It is clear that the $NC/CC$ measurement can be useful in regions with $\Delta m^2$ higher than $5 \times 10^{-3} eV^2$ for maximal mixing angles. The recent results from K2K experiment indicates a central value of high $\Delta m^2$ that can be fortunately accessible by the $NC/CC$ measurement at OPERA if the relative systematic uncertainty stays under 10%.

# 6 Results

We show in this analysis that the $NC/CC$ separation can be achieved in efficient way using the information of both the spectrometer and the target detector. The good calorimetric system in OPERA can reduce the uncertainty of the $NC/CC$ measurement. The obtained good resolution would then allow to discriminate an oscillation scenario from a no oscillation one. This makes of this analysis an interesting tool complementary to the

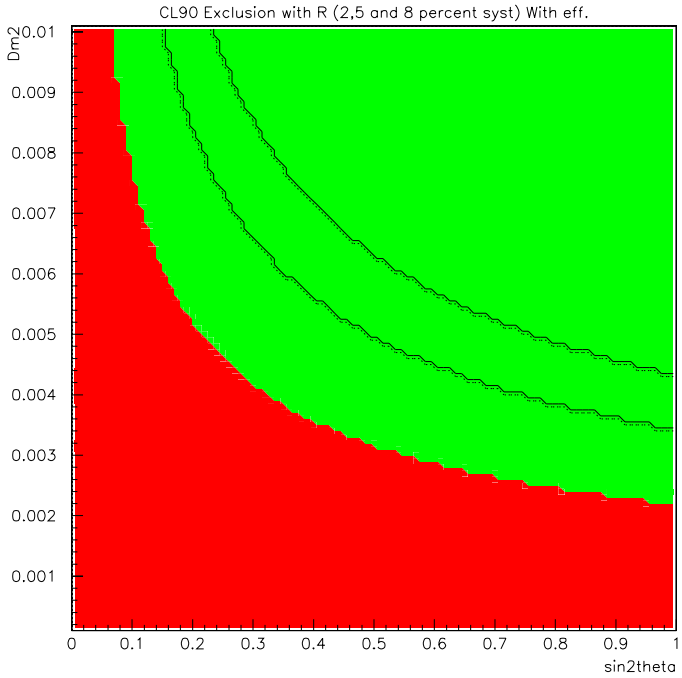



Figure 4: oscillation parameters sensitivity to $NC/CC$.

direct observation of $\tau$'s in OPERA.

# References

[1] A.Zell et al. SNNS User manual, Version 4.1, Report N 6/95. SNNS is(c) (Copyright) 1990-95 SNNS Group, Institue of Parellel and Distributed High-Performance Systems(IPVR),University of Stuttgart, Breitwiesentrasse 20-22, 70565 Stuttgart, Germany.

**OPERA Collaboration**




OPERA Internal note
21 January, 2002

# Brick Finding Efficiency in Muonic Decay Tau Neutrino Events

**I.Laktineh**
Laktineh@in2p3.fr

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I
F-69622 Villeurbanne cedex

**Abstract**

In this paper a new algorithm is used for the brick finding of muonic decay tau neutrino events. The new algorithm uses Hough Transform to select the most significant strips. The events are then classified in few categories depending on the nature of the neutrino interaction. A neural network based on kinematics and geometric configurations of each category is then used to select the right wall. Once the right wall is found the strips selected by the Hough Transform are used to find the X-Y position of the neutrino interaction vertex. The brick finding efficiency of this new algorithm is 72.3%. This represents a tangible improvement with respect to the performance of the previous algorithm used in OPERA [1]

# 1 Introduction

An essential issue in OPERA is the finding of the right brick in which the neutrino interaction takes place. This is a crucial point when looking for evidence of tau neutrino appearance through the detection of a tau. The tau decays in many channels but the muonic decay mode is by far the most relevant channel for a detector like OPERA since the presence of the muon in the final state could be detected thanks to the spectrometer. Finding the right brick will then allow to search for a tau-muon kink inside the nuclear emulsions.

The neutrino charged current interactions through which the tau is produced, are of two kinds, either quasi-elastic (QE) or deep inelastic scattering (DIS). In the first case, only a tau is produced while an additional hadronic shower is present in the second. An important issue related to the wall finding is the presence in part of the neutrino interaction events of back-scattered particles. This may fake the information concerning the position of the brick in which the interaction vertex is present. Back-scattering is more present in DIS events (50%) than in QE ones (10%) which explains why the wall finding efficiency will depend on the nature of the neutrino interaction. The back-scattered particles are usually low-energy ones and deviated from the event axis. The plane containing the strips touched by those particles is easily distinguished. However in some events the back-scattered particles are either energetic or located on the event axis or even both. In this case it is difficult to separate the back scattered particles from those produced in the forward direction of the event determined by the neutrino beam. This last scenario may happen for events for which the reaction takes place at the begining of the brick.

In order to get rid of those touched strips due to back-scattered particles as well as those due to electronic noise, Hough Transform (HT) is used. This helps at least to clean the events from isolated and disconnected strips. The next step is to select the first scintillator planes of each event in order to determine which of those planes is the one located after the vertex in the downstream direction with respect to the neutrino beam. The touched strips in the following planes are then used to determine the visible energy event axis in both (z,x) and (z,y) planes. The intersection of those two axes with the first plane determines the brick in which the interaction vertex is located.

In this paper the first section will be devoted to explain how the Hough Transform is used for cleaning each event. In the second section, the selection of the first planes and events classification will be detailed and the variables used in the different neural networks will be explained. The results of wall finding efficiency are then quoted in the third section. In the last section the method used to find the (x,y) interaction position is shown with the total efficiency of the brick finding.

# 2 Hough Transform for event cleaning

The Hough Transform method was proposed in 1962 by P.V.C Hough [2] to get rid of noises in the images obtained from the bubble chambers. It is based on the fact that hits located on geometric lines like straight lines or even curved ones can be distinguished from isolated hits. The success of this method went beyond high energy physics to become one of the powerful methods used in the signal treatment field. In this method, each hit is determined by two coordinates say (x,y). An infinity of directions passing by (x,y) and

covering the $2\pi$ angular orientations are associated to each hit. Each direction can be expressed using polar coordinates $(\rho, \theta)$:

$$\rho = x \cos\theta + y \sin\theta$$

It is clear that each hit gives birth to a sinusoidal curve. The hits located on the same straight line will have their curves intersecting in the $(\rho, \theta)$ related to that very line as shown in figure 1. In practice the number of orientations should be limited and chosen according to the experimental angular resolution in order to obtain the different curves intersection. This can be achieved by constructing a bi-dimensional histogram of $(\rho, \theta)$ where each hit contributes to fill a number of bins located on its sinusoidal curve. The different straight lines of the events can then be determined by picking up the most filled bins of the histogram.

In OPERA the bricks walls are perpendicular to the beam axis and each wall is followed by a scintillators wall made of two planes. The first one is y-coordinate scintillators plane whereas the second is x-coordinate one. Seen from the scintillators, each event is a sum of strips in (y,z) and (x,z) planes. An important part of the back-scattered particles are low energy ones and deviated from the principal geometric event axis (which often coincides with the outgoing muon). Electronic noises as well as neutral particles interactions are disconnected strips for the former or showers of strips for the latter. In all these configurations the HT method can be used to eliminate or at least reduce the associated strips making the vertex location much more easier.

In our case, two histograms, one for x and the other for y-oriented strips, of 50 bins, covering a $2\pi$ range for the $(\theta)$ axis, and 50 bins, covering $\rho$ up to its maximum possible value, are filled by all the touched strips in each event. In each histogram the most populated bin was singled out and its value used as a reference. Bins with values more than 95% of the reference are kept. Hits belonging to straight lines associated with the previous bins are tagged as HT-strips. In figure 2 the selected HT strips are shown with respect to all touched strips for one of the muonic decay tau events in both (y,z) and (x,z) orientations.

For events in which all the hit strips are located in one scintillators wall, all the strips are considered as HT-strips since the Hough transform is useless in this case.

# 3 Scintillators walls selection

An important step in finding the right wall in the new algorithm is a preliminary selection of some scintillators walls (up to four) which are likely to be candidates for being the first downstream wall after the vertex. The choice of the first of these walls is of the utmost importance since in the absence of back-scattered particles the first touched scintillators wall is the one of interest while in the presence of back-scattered particles the first touched wall and even one or two successive walls are to be eliminated.

The strategy adopted here is to reject all touched walls if any of the four following walls is not touched at all or touched but with collected energy less than 6 photo-electrons in each scintillators wall. This strategy is also applied for those events where the first wall is near the end of the target detector. In this case the number of four walls is replaced by the available number of walls behind the first one. The aim of the previous step

is to eliminate the touched planes due to neutral back-scattered particles like neutrons reinteracting far behind the vertex.

Starting from the first wall fulfilling the previous condition, only scintillators walls containing at least one HT strip for each orientation (x and y) are kept.

For events with low number of strips (less than 2.5 strips/plane) the first scintillators wall is selected even if it does not fulfill the previous condition and walls with at least two strips are selected even if they are not HT selected ones. This is intented to limit the loss of efficiency for QE for which back scattering is low.

For each selected scintillators wall the following variables are then estimated:

- Number of photo-electrons detected in each selected scintillators wall
- Number of hit strips in each selected scintillators wall
- The geometric dispersion of the strips in each selected wall calculated as:

  $$\sigma = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$$

  where $\sigma_x(\sigma_y)$ is the dispersion in the x(y) oriented plane defined as the maximum distance of any two strips in this plane
- The mean distance of the strips of each plane with respect to the event principal axis defined by the HT strips of the first scintillators planes of each event (except the very first one). The determination of the event principal axis will be presented in th x-y vertex position determination section.

# 4 Wall finding efficiency

The muonic decay tau events are separated in three categories depending on the number of the selected walls and on the mean number of strips per wall of scintillators. This separation is motivated by the fact that the neural network performance used to locate the right wall is improved by separataing QE-like from DIS-like events and also by separating events with small shower development from those of important one. The three categories of events are defined as follows:

- Events with one or two touched walls of planes of scintillators
- Events with more than two touched walls of planes and a mean number of strips/wall less than 2.5
- Events with more than two touched walls of planes and a mean number of strips/wall more than 2.5

Three neural networks are used, one for each category. In the first category, only 6 variables are considered. The collected energy, the number of strips and the geometric dispersion in each of the two walls of scintillator planes are the variables used to train the neural network. For the next two categories the mean distance of the strips in each wall with respect to the event principal axis is also used. In addition to those variables estimated for the three first touched walls, the total collected energy as well as the mean number of strips per wall are also introduced to train the neural network.

The neural network used is the Stuttgart Neural Network Simulator (SNNS) [3] with feed forward, standard back propagation option. The number of hidden layers used in this NN is one with as many nodes as the number of used variables.

The number of the outputs is one for the first category and 3 for the others. The outputs give the probability of each of the considered walls to be the first plane after the vertex. In figure 3 the weight of each variable used in the neural network is shown for one of the three neural networks. Figure 3 shows that the collected energy of the scintillators walls is by far the most important one. The training and the validation of these NN use as many as 24000 events. 6000 events are then used to determine the efficiency of finding the right wall of brick. 30% of these events are QE events.

The events used in this study are tau neutrino events with the same energy spectrum as the LNGS muon neutrino beam one [4]. Taking into account the oscillation effect on the energy spectrum will not affect the result of the present analysis. This can be seen in figure 4 which shows that the wall finding efficiency does not depend on the neutrino energy.

In table 1 the efficiency and the proportion for each of the three categories of tau-muon events are shown.

| Category | Composition(%) | Efficiency(%) |
|---|---|---|
| first | 5.6 | 93.4±1.4 |
| second | 41.5 | 91.7±0.6 |
| third | 52.9 | 85.6 ±0.6 |

Table 1

Taking into account the proportion of each category the total wall brick finding efficiency is found to be:

| Wall Brick Finding Efficiency = 88.6±0.4% |
|---|

# 5 X-Y vertex position determination

Once the right wall is found, the event principal axis is used to determine the x-y position of the vertex. The determination of this axis is identical to the one used to estimate the strips distance variable mentioned before, except that here we include the first touched plane when it is the first plane after the vertex. In the following we give a short description of this determination.

The event direction in both (x,z) and (y,z) planes, is determined using selected hit strips. These strips are chosen according to the event topology:

Only HT-selected strips are used when they satisfy the followoing requirements:

- The distance of the strip to the geometric centre of the hit strips is less than D. The initial value of D is 30 cm. It is then decreased step by step ( 3 cm each) until the fit of the straight line passing by all the chosen strips is good enough ($\chi^2 \leq 5$). In any case the value of D could not go under 5 cm.

- Strips should belong to the first N planes when possible. N is determined as following

N=10 for events with number of strips per wall of scintillators planes less than 2.5

N=7 for events with number of strips per wall of scintillators planes more than 2.5

N=2 when only two walls are selected

These numbers take account of the different topologies encountered in the muonic tau's decay events.

The selected strips are then used to fit two lines, one in the (x,z) plane and one in the (y,z) plane. The intersections of the two fitted straight lines with the first scintillator wall after the right brick wall, are considered as the predicted (x,y) coordinates of the vertex. The brick located in the right wall and containing the predicted (x,y) coordinates is then considered as the right brick.

Comparison between the predicted brick and the one within which the neutrino interaction takes place shows that in events where the right wall was correctly predicted, the brick prediction is correct for 81.7% of the events.

| Vertex Brick Finding Efficiency = 81.7 $\pm$0.5% |
|---|

# 6 Conclusion

The total efficiency of finding the brick in which the neutrino interaction takes place in the muonic tau decay events is improved using a new algorithm. The new algorithm uses the Hough Transform technique as a preselection of the significant strips. The neural network technique is then used after separating the events in three categories according to their topolgy. Once the wall is found, a fit of the event thrust in both (x,z) and (y,z) is done to determine the right brick. The total efficiency of finding the right brick in the muonic decay of tau neutrino events is then estimated to be 72.3%.

| Brick Finding Efficiency = 72.3$\pm$0.6% |
|---|

Optimisation of the previous algorithm will certainly allow to improve this efficiency especially in the vertex coordinates determination where more sophisticated tracking algorithm using topoplogies of one, two and many branches can be used. The improvement on the wall finding efficiency can also be possible by studying thoroughly the HT criterion selection and by improving the separation between QE-like and DIS-like events.

The next step to this work is to extend the improvement to the brick finding efficiency for tau neutrino events with the tau decaying through hadronic and electronic channels.

# References

[1] M. G. Moret et al. OPERA internal note 23 May 2001, 'Brick finding efficiency: comparisons between several scintillator tracker options'.

[2] HOUGH P.V.C Methods and means for recognizing complex patterns. United States Patents, n.3, 069, 654, 18 December 1962.

[3] A.Zell et al. SNNS User manual, Version 4.1, Report N 6/95. SNNS is(c) (Copyright) 1990-95 SNNS Group, Institue of Parellel and Distributed High-Performance Systems(IPVR),University of Stuttgart, Breitwiesentrasse 20-22, 70565 Stuttgart, Germany.

[4] G.Acquistapace et al., CERN 08-02, INFN/AE-98/05, 19 May 1998.

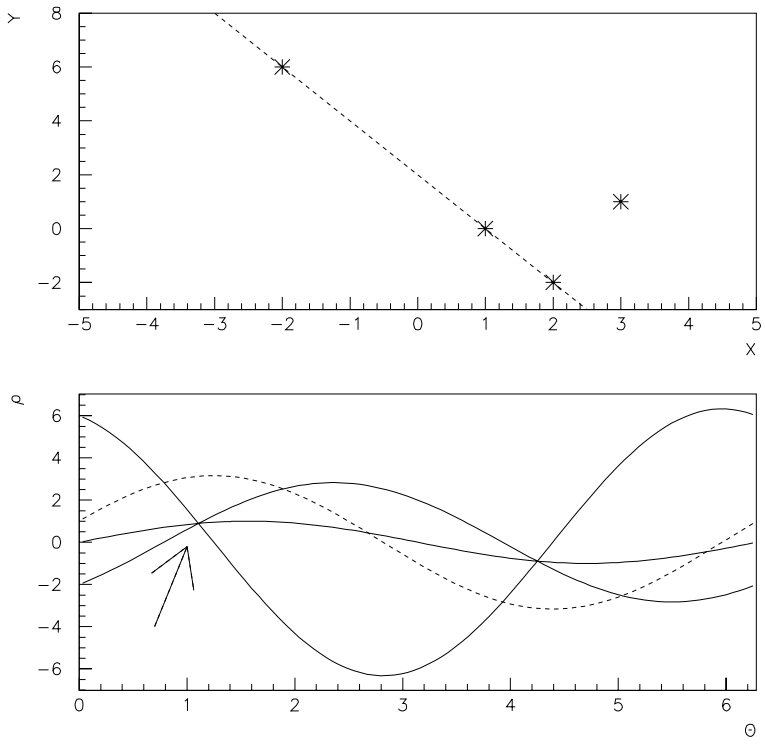



Figure 1: Illustration of the Hough Transform method with a)four points three of them on the line defined by y=-2X+2 and one outside b)the associated curves of the four points in the $(\theta, \rho)$ plane.

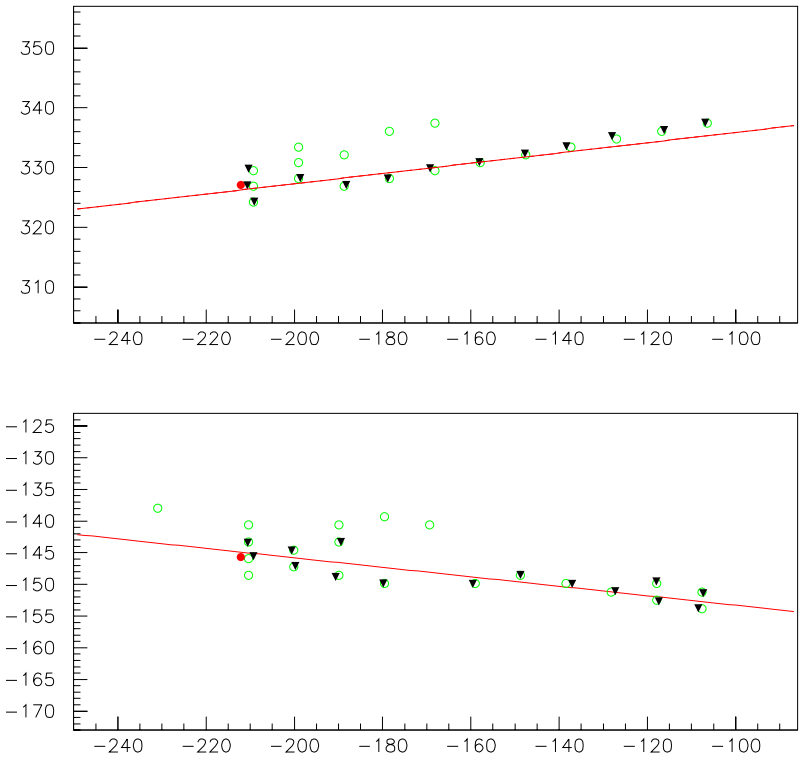



Figure 2: An exemple of HT selected strips. The HT selected ones are tagged with triangle markers and the black circle represents the vertex position. a) in the (x,z) plane, b) in the (y,z) plane. Distances are in cm.

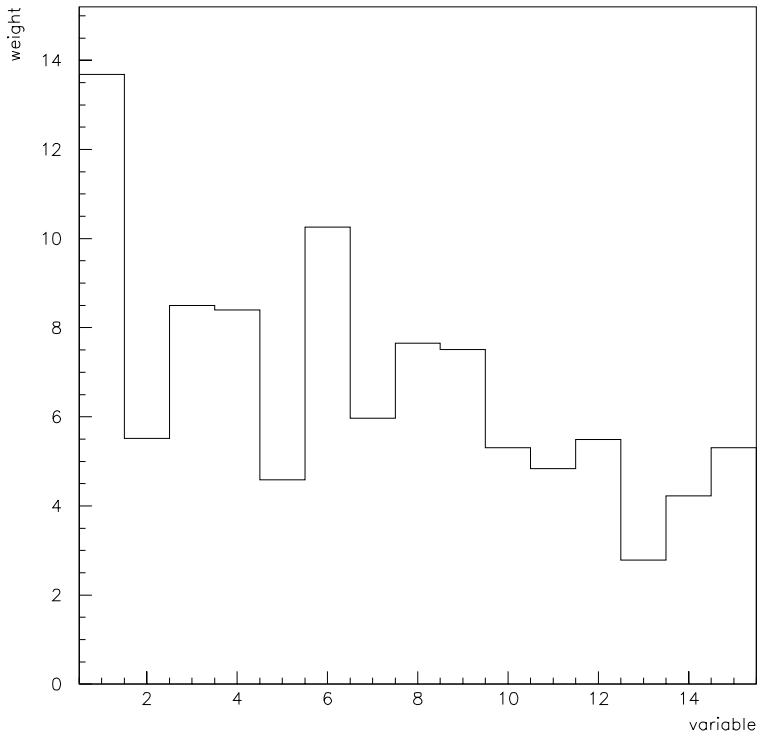



Figure 3: Weight of the different variables of the second category of events:
var1: number of photo-electrons in the first plane
var2: dispersion in the first plane
var3: nb of strips in the first plane
var4: distance with respect to the event axis in the first plane
var5: ratio of the number of photo-electrons in the first plane with respect to the second one
var6: number of photo-electrons in the second plane
var7: dispersion in the second plane
var8: nb of strips in the second plane
var9: distance with respect to the event axis in the second plane
var10: number of photo-electrons in the third plane
var11: dispersion in the third plane
var12: nb of strips in the third plane
var13: distance with respect to the event axis in the third plane
var14: total number of photo-electrons in the event
var15: number of strips/wall of scintillators

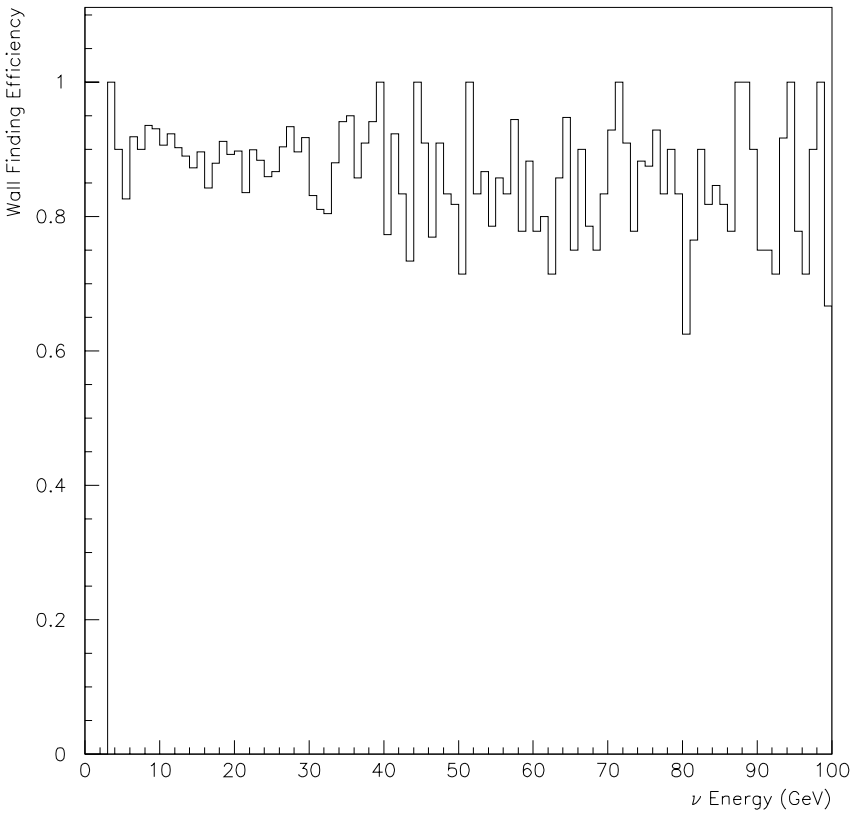



Figure 4: Wall brick finding efficiency as a function of the neutrino beam energy.

**OPERA Collaboration**




OPERA Internal note
18 November, 2002

# Brick Finding Efficiency of No-Muon Tau Neutrino Events in OPERA

**I.Laktineh**
Laktineh@in2p3.fr

Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I
F-69622 Villeurbanne cedex

**Abstract**

In this short note we extend the application of the algorithm used for the brick finding in muonic tau decay neutrino events to the other kinds of tau neutrino events. As in the previous work [1], the Hough Transform is used to select the significant strips. The events are then classified in three categories depending on their topology. As for the muonic case, a neural network based on kinematics and geometric configurations of each category is then used to select the right wall. Once the right wall is found the strips selected by the Hough Transform are then used to find the x-y position of the neutrino interaction vertex. The brick finding efficiency is 72.5(68.1)% for the electronic (hadronic) tau decay respectively.

# 1 Introduction

In the pevious note [1] we showed that, in the case of events with muonic decay of the tau in the $\nu_\tau$ CC current interactions, the Hough Transform [2] can be used not only to improve on the x-y localisation of the neutrino interaction vertex but also on the wall finding efficiency.

The improvement obtained in the muonic case allows us to envisage the use of the same method for the other tau decay modes. Those modes are either leptonic with the tau decaying into an electron or hadronic with different possibilities like the $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$ mode.

One important feature that was used in improving on the wall finding efficiency in the muonic case is missing here. This feature is the possible separation of quasi-elastic-like from the DIS-like events. This is very helpful since the quasi-elastic interaction events have less back-scattering production than the DIS ones(10 % with respect to more than 50 % in the DIS ones) and thus the probability to locate the right wall is much easier.

The separation in the case of muonic decay was facilitated by the fact that the quasi-elastic interaction in that mode can be characterised, due to the muon presence, by few strips per scintillator plane (less than three per plane) with many planes involved when the vertex takes place in the first part of the target. In the no-muon case the quasi-elastic events can not be distinguished easily from the low energy DIS events with only few strips in few scintillator planes.

# 2 Brick finding efficiency

The same procedure used in the muonic case to determine the first relevant scintillator wall is applied here. The first wall is the one containing strips with total energy corresponding to more than 6 photo-electrons and with the four following scintillator walls (if the first one is not located at the end of the target) containing at least one strip.

The Hough Transform is applied on the strips of the selected walls. Only those walls containing HT selected strips in each plane (x and y) are then considered. In figure 1 ( 2) we show the results of HT selection in the two planes for an electronic (hadronic) tau decay event respectively.

For those selected walls the following variables are then estimated

- Number of photo-electrons detected in each selected scintillators wall
- Number of hit strips in each selected scintillators wall
- The geometric dispersion of the strips in each selected wall calculated as:

  $$\sigma = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$$

  where $\sigma_x(\sigma_y)$ is the dispersion in the x(y) oriented plane defined as in the previous note.;
- The mean distance of the strips of each plane with respect to the event principal axis defined by the HT strips of the first scintillators planes of each event (except the very first one).

# 3 Wall finding efficiency

The no-muon decay tau events are separated in three categories depending on the number of the selected walls and the total energy collected in the scintillators. The absence of clear characteristics of the quasi-elastic events in the no-muon events is behind the difference between the categories used here and that of the muonic case. In the no-muon case the three categories are given by :

- Events with one or two touched walls of scintillators
- Events with more than two touched walls of scintillators and collected number of photo-electrons less than 1000.
- Events with more than two touched walls of scintillators and collected number of photo-electrons more than 1000.

Three neural networks are used, one for each category. In the first category, only 6 variables are considered. The collected energy, the number of strips and the geometric dispersion in each of the two walls of scintillator planes are the variables used to train the neural network. For the other categories the mean distance of the strips in each wall with respect to the event principal axis is also used. In addition to those variables estimated for the three first touched walls, the total collected energy as well as the mean number of strips per wall are also introduced to train the neural network. The neural network used is the Stuttgart Neural Network Simulator (SNNS) [3] with feed forward, standard back propagation option. The number of hidden layers used in this NN is one with as many nodes as the number of used variables. The number of the outputs is one for the first category and 3 for the others. The outputs give the probability of each of the considered walls to be the first plane after the vertex.

To train the NN, we chose the hadronic mode of the tau decay. This choice is motivated by the fact that the hadronic branching ratio is more important than the electronic one[1] (49 % with respect to 18 % for the elctronic mode).

The training and the validation of these NN use 20000 events. To determine the wall finding efficiency the previous training was applied on two distinguished samples. The first one is made of hadronic events. The second is made of electronic events. Each sample contains 10000 event. In table 1 the wall finding efficiency for the hadronic events is given for the three categories. The same results for the electronic sample is given in the table 2.

| Category | Composition(%) | Efficiency(%) |
|---|---|---|
| first | 16.3 | 89.0±0.7 |
| second | 20.5 | 77.8±0.9 |
| third | 63.2 | 84.4±0.4 |

Table 1: Wall finding efficiency for the three categories of the hadronic tau decay events.

Combining the previous results leads to a mean wall finding efficiency of $83.8 \pm 0.5\%$for the hadronic events and $86.1 \pm 0.3\%$ for the electronic ones.

[1]Indeed training using both modes (electonic and hadronic) gives lower brick finding efficiency.

| Category | Composition(%) | Efficiency(%) |
|---|---|---|
| first | 45.4 | 89.1±0.5 |
| second | 15.4 | 76.8±1.0 |
| third | 39.2 | 86.2±0.5 |

Table 2: Wall finding efficiency for the three categories of the electronic tau decay events.

# 4 X-Y vertex position determination

Concerning the x-y vertex localisation, the same algorithm presented in the previous note is used here. This algorithm is based on the determination of the event axis in both (x,z) and (y,z) planes. The axes are constructed by using part of the HT selected strips. Those strips belong to a determined number of the first touched planes. This number depends on the nature of the event[2]. Moreover, for the HT selected strips of the selected planes, only those allowing a good $\chi^2$ straight line fit are used following the same recipe of the previous note. The efficiency for the x-y vertex localisation is found to be $81.3 \pm 0.4\%$ for the hadronic events and $84.2 \pm 0.4\%$ for the electronic ones.

# 5 Conclusion

The efficiency of finding the brick in which the neutrino interaction takes place in the no-muon tau decay events is improved using the same algorithm that allowed to improve the efficiency in the muonic mode. Table 3 summarize the brick finding fficiency in the three modes of the tau decay.

| Mode | Wall Finding Eff.(%) | x-y Loclisation Eff(%) | Brick Finding Eff.(%) |
|---|---|---|---|
| muonic | 88.6 | 81.7 | 72.3 |
| electronic | 86.1 | 84.2 | 72.5 |
| hadronic | 83.8 | 81.3 | 68.1 |

Table 3: Brick finding efficiency for the three modes of the tau decay in the $\nu$ events.

The new results are about 5% better than those obtained from the method used in the reference [4]. This is true for the different tau decay modes. The new algorithm can be used to determine the first changeble sheet to be scanned in OPERA. It can also used in association with the resulats obtained from the scanning of the changebale sheet to obtain very high efficiency of brick finding.

# References

[1] I. Laktineh, OPERA internal note 21 Jnuary 2002, LYCEN RI 2002-07, ' Brick finding efficiency in muonic decay tau neutrino events'.

[2]Number of touched planes and number of collected photo-electrons per plane.

[2] HOUGH P.V.C Methods and means for recognizing complex patterns. United States Patents, n.3, 069, 654, 18 December 1962.

[3] A.Zell et al. SNNS User manual, Version 4.1, Report N 6/95. SNNS is(c) (Copyright) 1990-95 SNNS Group, Institue of Parellel and Distributed High-Performance Systems(IPVR),University of Stuttgart, Breitwiesentrasse 20-22, 70565 Stuttgart, Germany.

[4] M. G. Moret et al. OPERA internal note 23 May 2001, 'Brick finding efficiency: comparisons between several scintillator tracker options'.

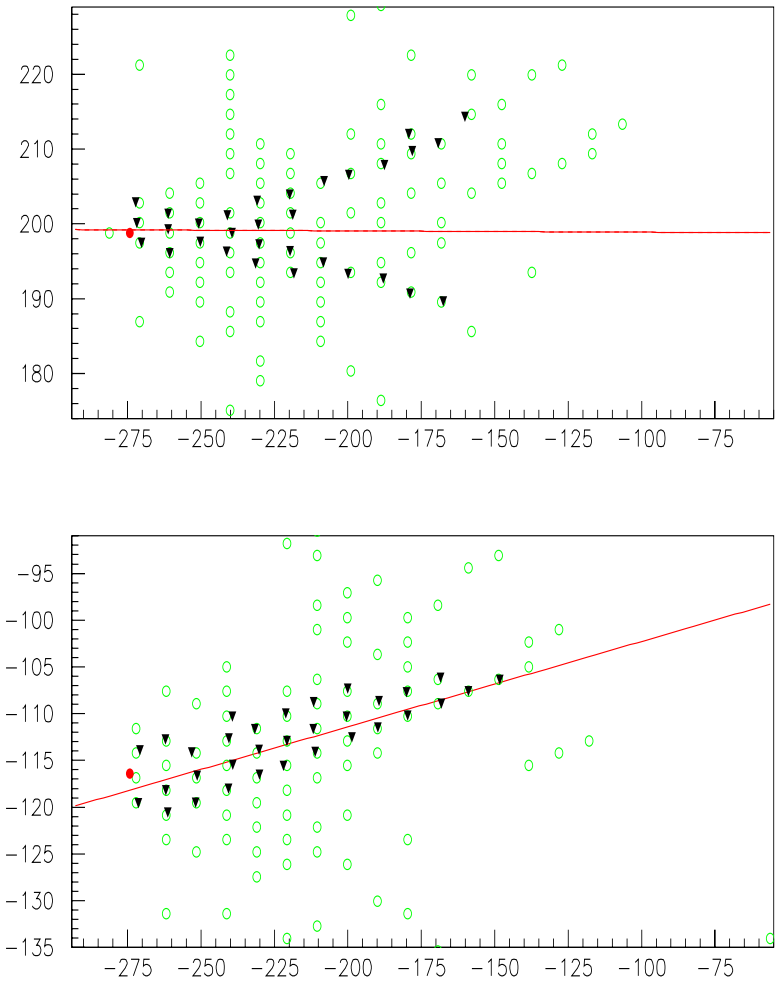



Figure 1: HT selected strips in an electronic tau decay event. The HT selected ones are tagged with triangle markers and the black circle represents the vertex position. a) in the (x,z) plane, b) in the (y,z) plane. Distances are in cm.

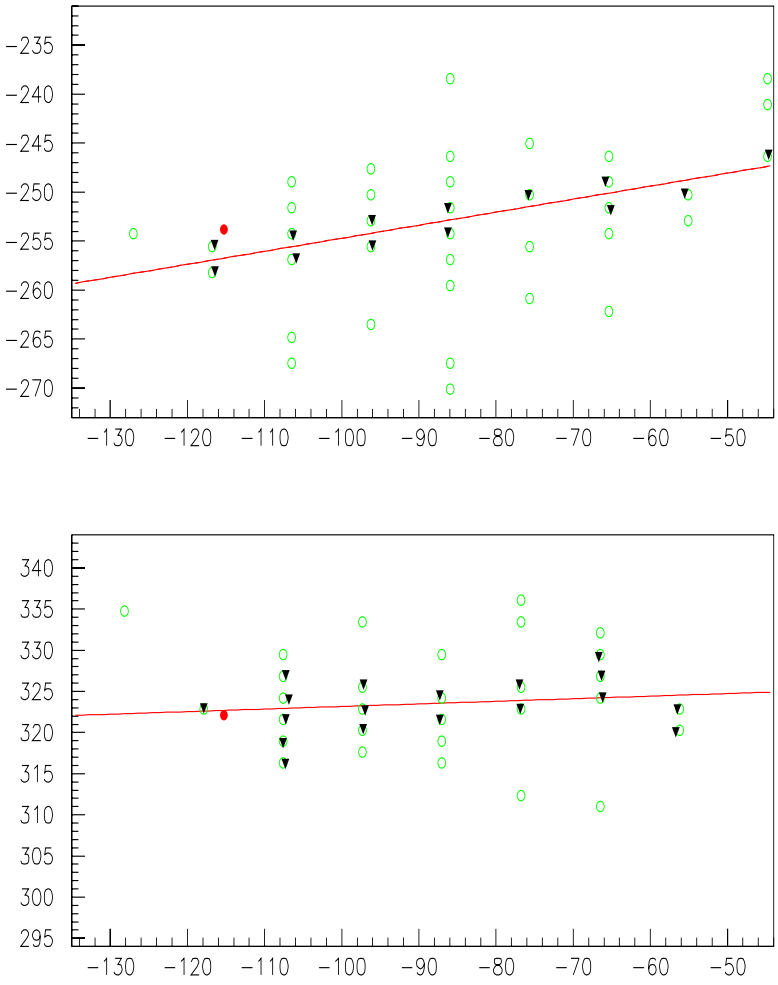



Figure 2: HT selected strips in a hadronic tau decay event. The HT selected ones are tagged with triangle markers and the black circle represents the vertex position. a) in the (x,z) plane, b) in the (y,z) plane. Distances are in cm.