Magistère de Sciences de la Matière
Ecole Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon 1

STAGE 1999-2000
PERISANU Sorin-Mihai
$1^{ère}$ année
Option Physique

Recherche des particules supersymétriques dans le cadre de l'expérience L3 du LEP au CERN

Résumé

Les particules supersymétriques sont des particules hypothétiques prédites par la supersymétrie qui est une extension du Modèle Standard (le modèle qui explique les interactions électromagnétique, faible et forte). Ces particules sont actuellement recherchées activement dans le cadre des expériences du LEP. Dans ce travail nous proposons de mettre en évidence l'existence de ces particules par l'étude des électrons à l'aide du détecteur L3 du LEP.

Mots-clefs: Supersymétrie, L3, CERN, LEP

Stage réalisé à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Responsable : Imad LAKTINEH

Table des matières

Remerciements **5**

1 Introduction **7**

2 Le LEP du CERN **9**

3 La T.E.C. et le B.G.O. **13**
3.1 La T.E.C . . . 13
3.2 Le B.G.O. . . . 13
3.3 Identification des particules . . . 16

4 Recherche d'évènements à un ou deux électrons **19**
4.1 Motivations . . . 19
4.2 Sélection des évènements à un seul électron . . . 20
4.3 Sélection des évènements à deux électrons . . . 21
4.4 Résultats . . . 21
4.5 Distribution de Poisson et taux de confiance . . . 24

5 Calculs à l'aide du modèle "MSUGRA" **25**
5.1 Motivation . . . 25
5.2 Calcul des masses du e_l, du e_r et du χ_1^0 . . . 25

6 Conclusions **29**

Bibliographie **31**

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Monsieur **Imad Laktineh**, mon responsable de stage pour son soutien permanent, pour la patience avec laquelle il a répondu à toutes mes questions et pour l'occasion qu'il m'a donnée de découvrir le monde de la recherche dans le cadre de mon stage à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je remercie également Gérald Grenier pour son aide avec les problèmes informatiques et surtout pour m'avoir donné des chapitres de sa thèse afin de m'initier à la supersymétrie et de me familiariser avec le détecteur L3 de LEP.

Je tiens à remercier aussi Mesdames Edith Thurel et Christiane Berger qui ont rendu mon stage possible du point de vue administratif.

Chapitre 1

Introduction

La supersymétrie est une théorie qui associe à chaque particule du modèle standard un partenaire de spin différent de 1/2 (appelé superpartenaire); la première conséquence est donc qu'à chaque boson est associé un fermion et réciproquement. Les expériences LEP essayent actuellement de mettre en évidence l'existence de ces particules. L'électron étant un fermion, il a deux états possibles, l'électron gauche et l'électron droit. A chacun de ces deux états est associé un partenaire supersymétrique: l'électron scalaire gauche ($\tilde{e}_l$) et l'électron scalaire droit ($\tilde{e}_r$).

Certaines de ces particules supersymétriques peuvent être des mélanges d'états d'interaction de superpartenaires: le neutralino est par exemple un mélange de 4 états:

- le photino ($\tilde{\gamma}$) - partenaire de γ
- le zino ($\tilde{Z}^0$) - partenaire de Z^0
- le higgsino 1 ($\tilde{h}_1^0$) - partenaire de h_1^0
- le higgsino 2 ($\tilde{h}_2^0$) - partenaire de h_2^0

Ce mélange donne 4 états propres de masse, le neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$) en est le plus léger. Dans plusieurs modèles supersymétriques il est la "Lightest Supersymetric Particle" (LSP). Un nouveau nombre quantique appelé R-parité est proposé pour distinguer les particules de leurs superpartenaires: aux particules du Modèle Standard on associe +1 et à leurs partenaires supersymétriques -1. Au cours d'une réaction, si la R-parité est conservée, alors le produit de ces nombres dans la voie initiale est égal à celui dans la voie finale. A cause de cette règle la LSP doit être stable: pour se désintégrer il faut qu'il ait un nombre impaire de particules supersymétriques dans la voie finale, mais ce n'est pas possible à cause de la conservation de l'énergie. Le $\tilde{\chi}_1^0$ interagit faiblement avec la matière, sa présence ne se traduit donc que par un manque d'énergie dans la voie finale (les expériences précédentes ont fixé une limite inférieure à la masse du neutralino à environ 37 GeV).

Dans les tableaux ci-après une liste de quelques particules supersymétriques est donnée:

nom	spin 0	spin $\frac{1}{2}$	notation générique	nombres quantiques $SU(3)_C xSU(2)_L xU(1)_Y$
squarks, quarks	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	Q	$(3, 2, \frac{1}{6})$
(x3 familles)	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$\bar{u}$	$(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$
	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$\bar{d}$	$(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons	$(\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$	(ν_L, e_L)	L	$(1, 2, -\frac{1}{2})$
(x3 familles)	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$\bar{e}$	$(1, 1, 1)$
higgs, higgsinos	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	H_u	$(1, 2, +\frac{1}{2})$
	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	H_d	$(1, 2, -\frac{1}{2})$

TAB. 1.1 – *Supermultiplets chiraux du MSSM avec leurs nombres quantiques de jauge.*

nom	spin $\frac{1}{2}$	spin 1	nombres quantiques $SU(3)_C xSU(2)_L xU(1)_Y$
gluino, gluon	$\tilde{\mathcal{G}}$	$\mathcal{G}$	$(8, 1, 0)$
winos, W	$\tilde{W}^\pm \ \tilde{W}_3^0$	$W^\pm \ W_3^0$	$(1, 3, 0)$
bino, B	$\tilde{B}^0$	B^0	$(1, 1, 0)$

TAB. 1.2 – *Supermultiplets de jauge du MSSM avec leurs nombres quantiques de jauge.*

Chapitre 2

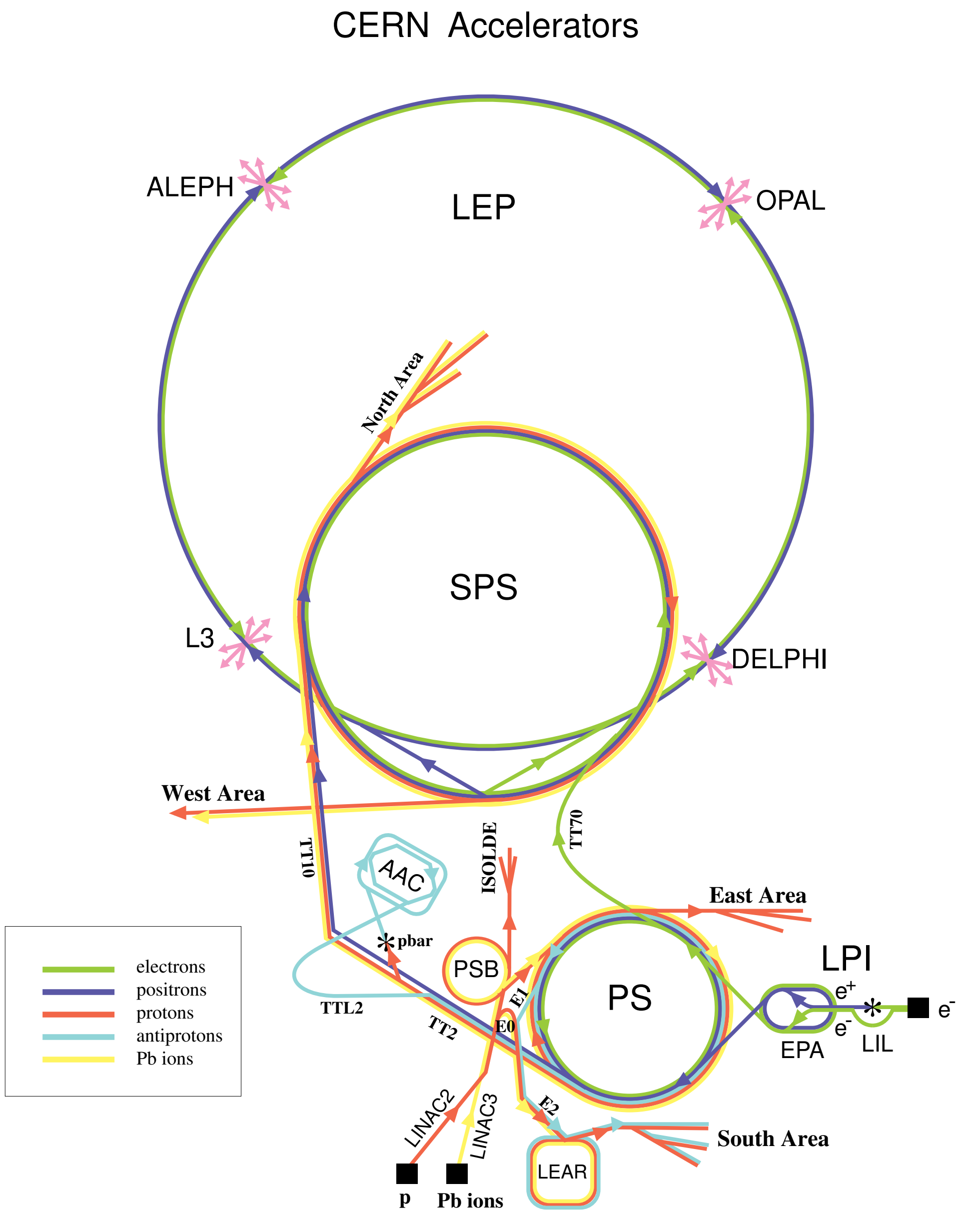
Le LEP du CERN

Le LEP (Large Electron Positron collider) est le plus grand de la série d'accélérateurs de particules qui existe au CERN. Avec sa circonférence de 27km, il peut porter des électrons (et des positrons) jusqu'à environ 100GeV (performance atteinte au cours de cette année).

Les particules sont accélérées en plusieurs étapes:

- L'accélérateur LINAC (linéaire) de 200MeV produit des positrons par irradiation d'une cible de tungstène
- Un deuxième accélérateur LINAC porte les particules jusqu'à 600MeV et les injecte dans l'anneau EPA (Electron Positron Accumulator). Affin d'obtenir une intensité suffisante, environ 1500 paquets d'électrons et de positrons sont accumulés dans cet anneau
- Les faisceaux sont ensuite transférés dans le PS (Proton Synchrotron), qui les accélère jusqu'à 3.5 GeV
- Le SPS (Super Proton Synchrotron), avec une circonférence de 7km les accélère ensuite jusqu'à 20GeV
- Les particules finissent leur voyage dans le LEP, ou elles sont portées à l'énergie souhaitée.

Installé à 52m de profondeur, L3 est un des 4 détecteurs placés symétriquement sur la circonférence du LEP. Environ 500 physiciens appartenant à une quarantaine d'universités à travers le monde y font des expériences. L3 est optimisé pour la détection des muons à l'aide de chambres de grande précision et pour la mesure de l'énergie des électrons et des photons avec le calorimètre électromagnétique de haute résolution. Le détecteur est entièrement placé dans un aimant géant de 7800 tonnes, qui crée un champ magnétique uniforme de 0.5T parallèle à l'axe des faisceaux. Ce champ courbe la trajectoire des particules chargées afin de déterminer leur charge et leur impulsion.



LEP: Large Electron Positron collider
SPS: Super Proton Synchrotron
AAC: Antiproton Accumulator Complex
ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
PSB: Proton Synchrotron Booster
PS: Proton Synchrotron
LPI: Lep Pre-Injector
EPA: Electron Positron Accumulator
LIL: Lep Injector Linac
LINAC: LINear ACcelerator
LEAR: Low Energy Antiproton Ring

FIG. 2.1 – *Le complexe d'accélérateurs*

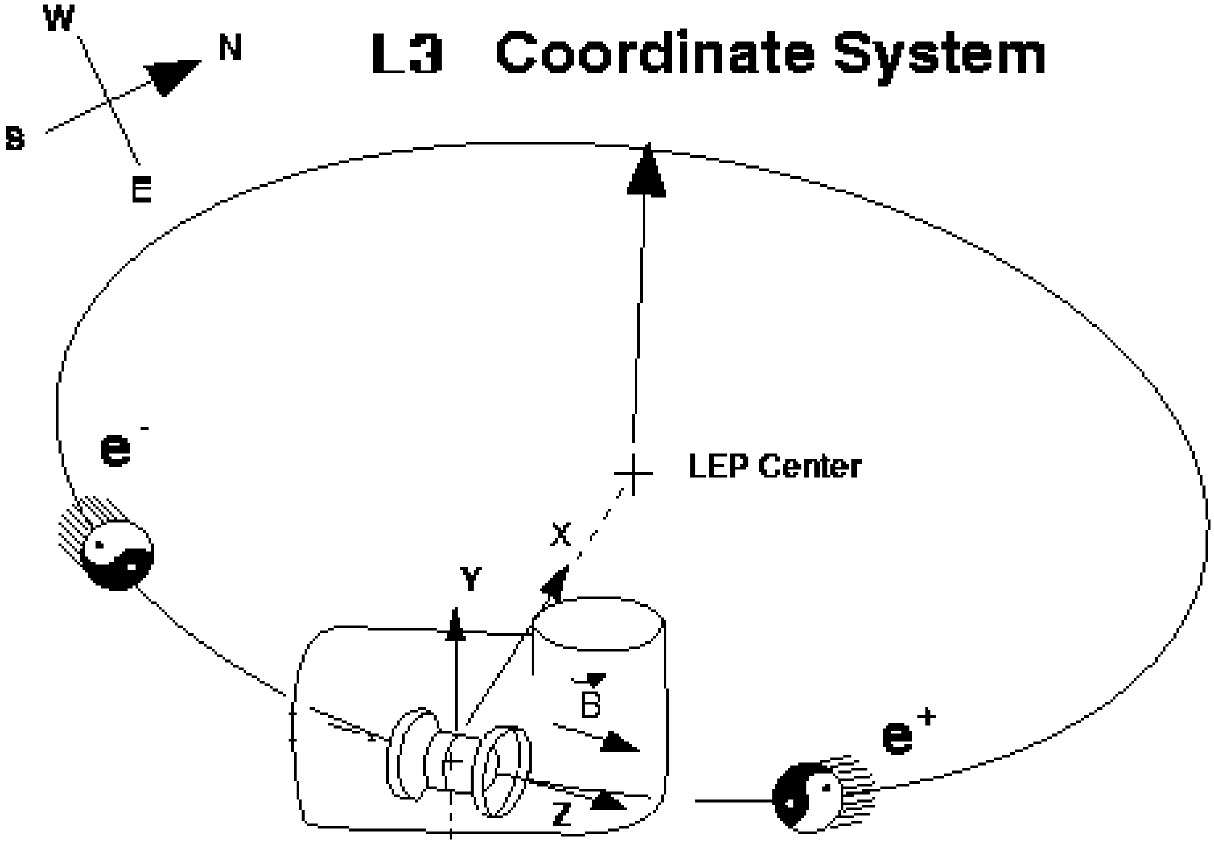


FIG. 2.2 – *repère du L3*

L3 est muni d'un système de coordonnées défini comme suit:

- A chaque point de la trajectoire est associé un système de coordonnées cartésiennes: l'axe Oz est parallèle au faisceau et orientée dans le sens des électrons (les positrons vont en sens inverse). L'axe Ox pointe vers le centre du LEP. Puisque les électrons tournent dans le sens trigonométrique l'axe Oy pointe vers le haut.
- A partir de ce système on crée les coordonnées sphériques naturelles en définissants θ l'angle fait par le vecteur de position avec l'axe Oz et ϕ l'angle fait par sa projection sur le plan xOy avec l'axe Ox.

Comme tout détecteur de particules, L3 a plusieurs couches concentriques, chacune d'entre elles ayant un rôle bien défini. L'ordre est telle que chacune influence le moins possible les mesures de celles situées plus à l'extérieur. Les particules qui ont été produites lors d'une collision ou celles qui en ont subi une ne sont plus généralement dans l'axe et entrent donc dans les détecteurs. En ordre, elles rencontrent:

- le Micro-vertex

– la chambre à traces (TEC)

– le calorimètre électromagnétique (BGO)

– le calorimètre hadronique

– la chambre à muons

Pour le travail effectué dans le cadre de ce stage j'ai surtout utilisé les données de l'énergie et de la position dans la TEC et dans le BGO, c'est pourquoi j'en ai fait une étude plus détaillée dans le chapitre suivant. Les autres couches ont été utilisées seulement pour des vetos.

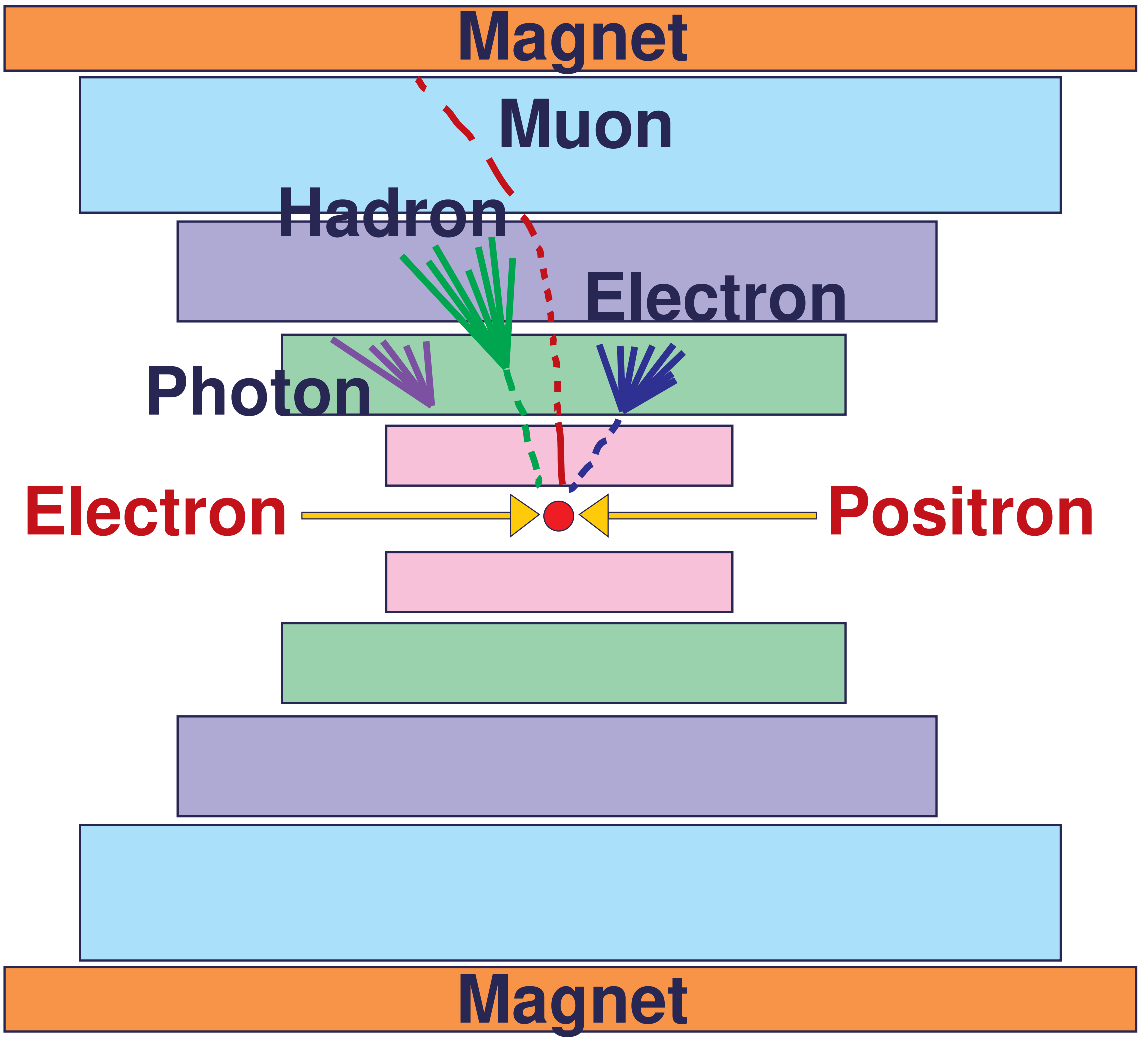


FIG. 2.3 – *couches du L3*

Chapitre 3

La T.E.C. et le B.G.O.

3.1 La T.E.C

La T.E.C. (Time Expansion Chamber) est une chambre à dérive. Située entre le MicroVertex et le BGO, sa couverture angulaire est de 27° à 153°. Elle est constituée de 2 chambres; dans la première (la TECI) règne un champ électrique faible, lieu des interactions gaz-particule chargée, dans la deuxième (la TECO) règne un champ fort. Les deux zones sont séparées par une région d'amplification.

Une particule chargée ionise un gaz (80% CO_2, 20% C_4H_{10}), ce qui produit un électron qui dérive lentement dans la chambre interne jusqu'à atteindre la chambre externe. Entre les grilles et les anodes, le fort champ électrique provoque une avalanche d'ionisations successives sur les fils des anodes qui récupèrent un signal amplifié. Ce détecteur est donc sensible seulement aux particules chargées.

Pour des faibles énergies la résolution en énergie de la TEC est assez bonne; par contre elle chute pour des particules très énergétiques qui sont peu déviées par les champs électriques. (L'évaluation de l'énergie dans la TEC est basée sur la mesure de la déviation de la particule.)

3.2 Le B.G.O.

Le B.G.O. ou le Calorimètre Electromagnétique est composé de deux demi-tonneaux et de deux bouchons. Les bouchons ont une couverture angulaire en θ entre 10° et 38°, le tonneau reprend cette couverture à partir de 42°. Entre les bouchons et le tonneau on a rajoute en 1996 le EGAP, un calorimètre constitué de plomb et de fibres scintillantes. Deux autres sous-détecteurs (les ALR - Active Lead Rings) ont été placés à l'avant et à l'arrière des bouchons, parallèlement aux faisceaux. L'acceptante de l'ensemble est ainsi de 93%.

Le Calorimètre électromagnétique est formé de germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$ ou BGO), les atomes lourds lui confèrent un fort pouvoir d'arrêt sur les électrons et les photons. Le même matériau sert à la fois au développement de la gerbe électromagnétique et à la mesure de l'énergie, ce qui lui confère une excellente résolution en position. La

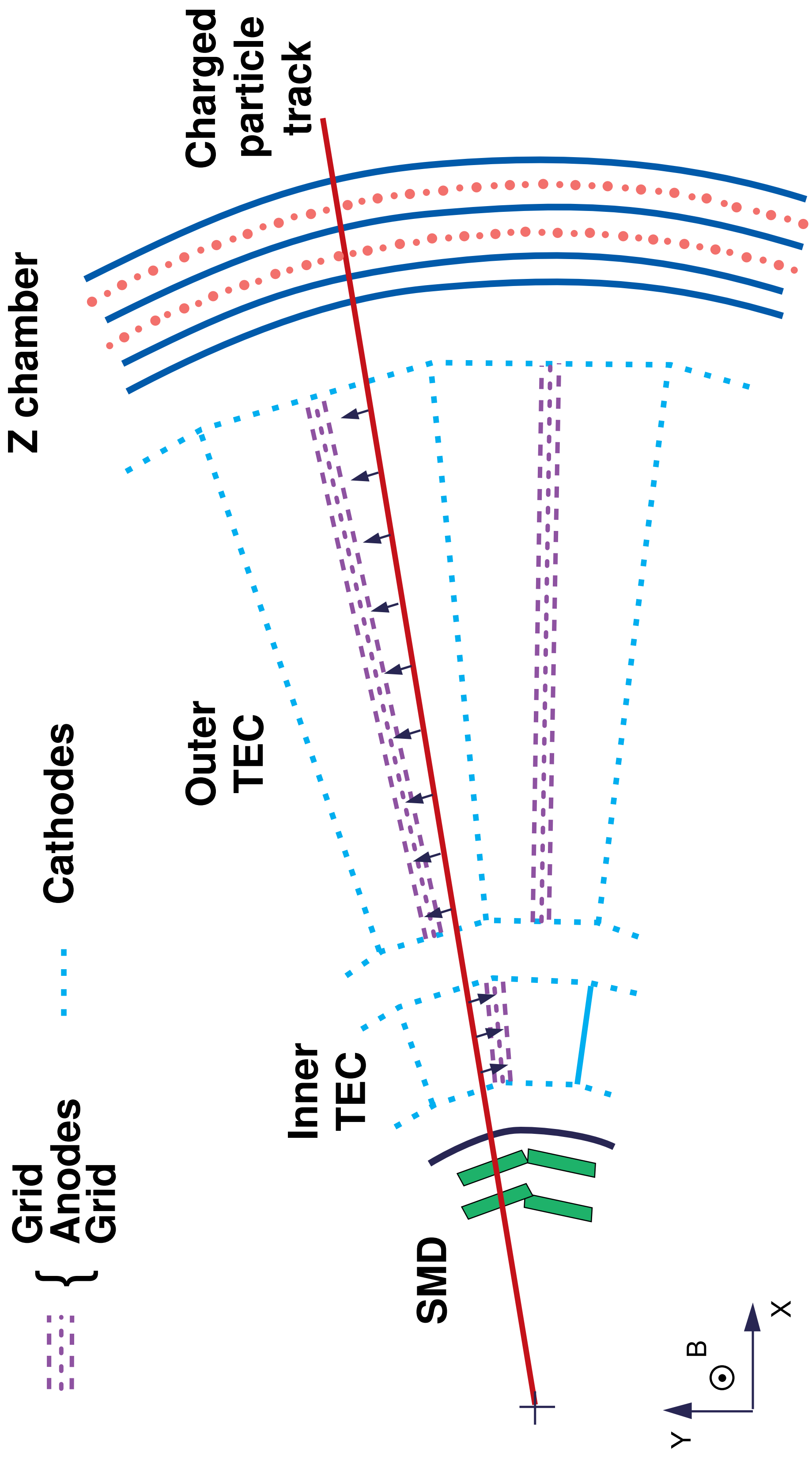

Grid
Anodes
Grid
Cathodes
Z chamber
Charged particle track
Outer TEC
Inner TEC
SMD
Y
B
X

FIG. 3.1 – *La TEC*

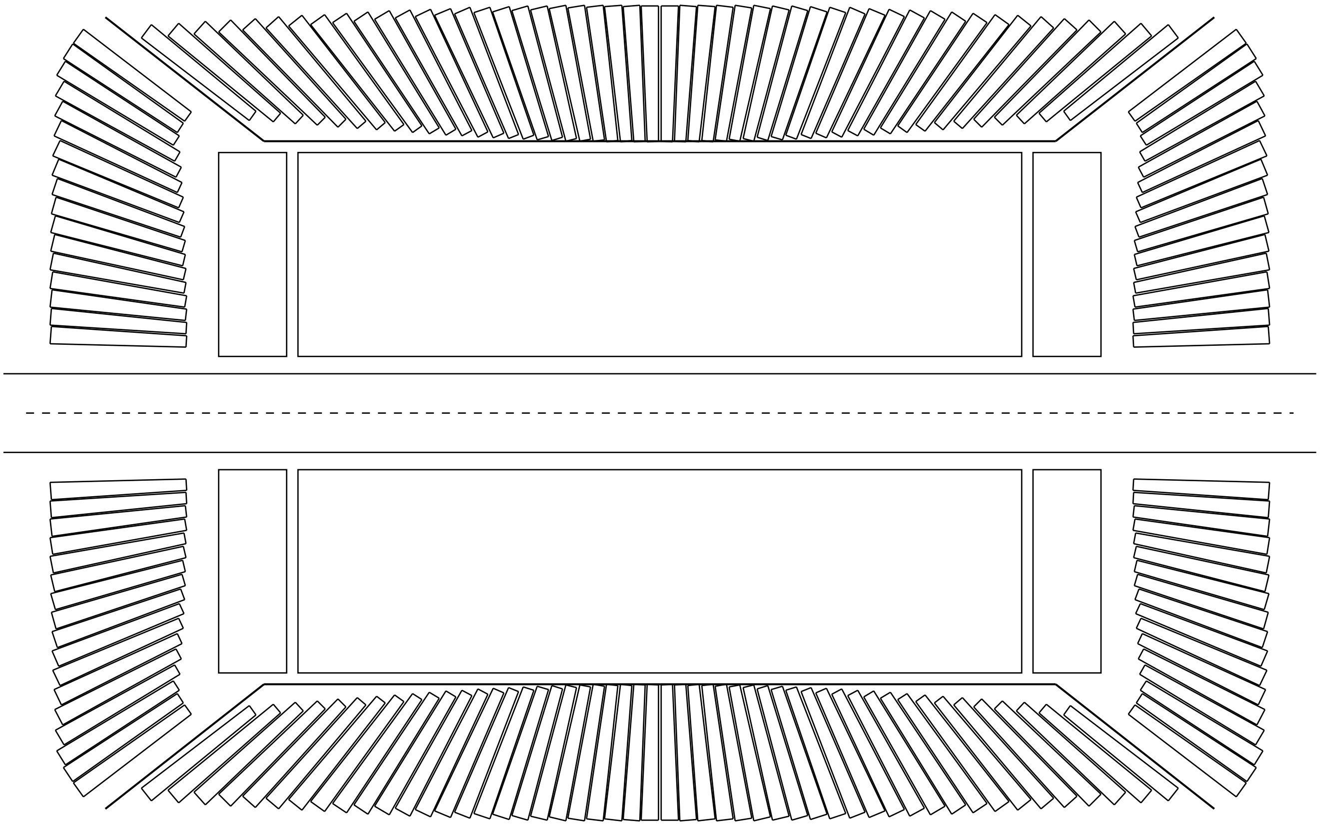


FIG. 3.2 – *Le BGO*

résolution en énergie est bonne sur un large domaine, allant de 100MeV jusqu'à 100 GeV. L'énergie de la particule incidente est transformée en lumière, qui est collectée à l'aide des photodiodes placées sur la face arrière des cristaux. Le flux lumineux est proportionnel à cette énergie. L'électron incident excite les noyaux et donne naissance à des paires e^+e^- qui se propagent à leur tour dans le matériau et rentrent en collision avec d'autres noyaux. Quand les particules atteignent une énergie critique (à cause des ionisations et des effets Compton) la gerbe s'arrête.

Dans les régions $14.1° \leq \theta \leq 19.95°$ et $160.05° \leq \theta \leq 165.9°$ 9 cristaux ont été enlevés entraînant un trou pour $257° \leq \phi \leq 281°$ (le RFQ).

Pour différentier les particules électromagnétiques des hadrons on utilise le fait que la gerbe due aux premières est beaucoup plus concentrée.

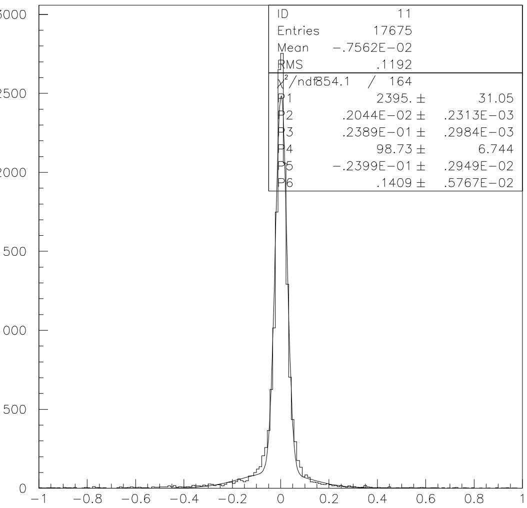


FIG. 3.3 – *La différence d'inverses d'énergies entre la TEC et le BGO*

3.3 Identification des particules

Pour identifier un photon on demande un dépôt d'énergie dans le BGO (qui ne soit pas un hadron) et qu'il n'y ait aucune trace dans la TEC. Pour les électrons (ou les positrons) on demande une trace dans la TEC et un dépôt d'énergie dans le BGO.

Pour se convaincre de la validité des données on a fait des interpolations avec les différences d'angles (ϕ, θ) et de moments entre la TEC et le BGO. Pour les deux angles la différence suit bien une distribution gaussienne et on observe un bon accord entre les deux sous-détecteurs. On peut dire qu'à partir d'une différence de 2σ (ce qui fait donc $\simeq 8°$ pour θ et $\simeq 0.8°$ pour ϕ pour les data) il ne s'agit probablement plus de la même particule.

Pour l'impulsion c'est la différence des inverses $(1/p)$ qui suit une distribution gaussienne. A cause de la mauvaise précision pour les grandes énergies dans la TEC on a interpolé la différence avec une somme de deux gaussiennes pour se rapprocher plus de la réalité. Pour l'étude de l'impulsion, nous n'avons utilisé que des évènements à basse énergie, ou la résolution de la TEC est meilleure.

Les mêmes études ont été effectuées au niveau de la simulation. Elles ont montré que la simulation reproduit bien les données réelles comme l'on peut constater sur les graphiques ci-après.

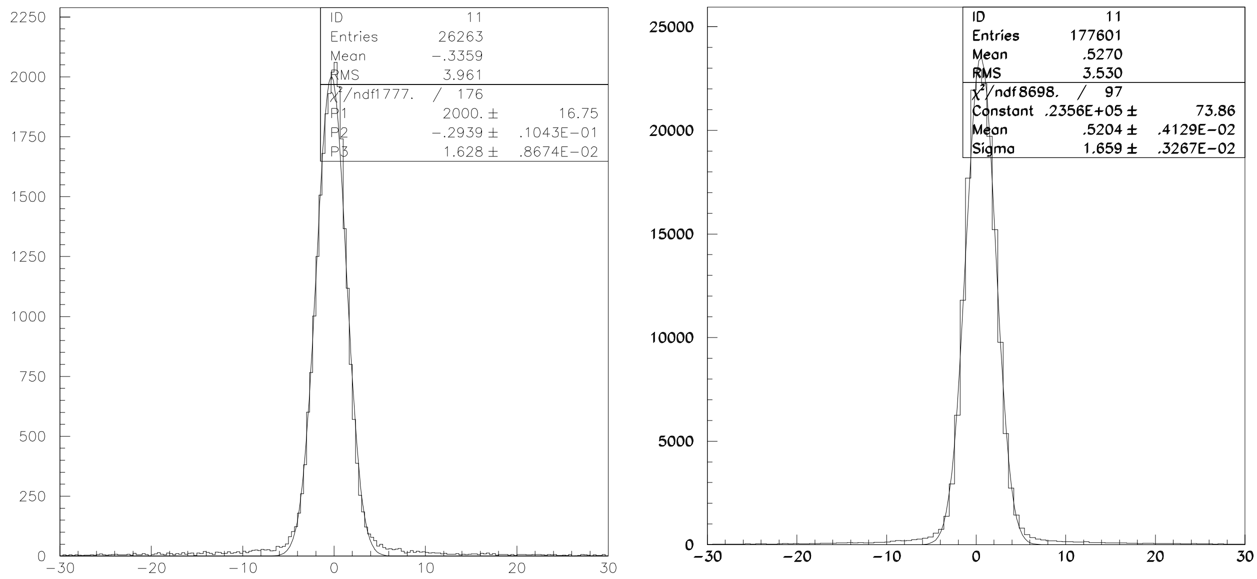


FIG. 3.4 – *La différence de θ entre la TEC et le BGO (pour les data et pour les MC)*

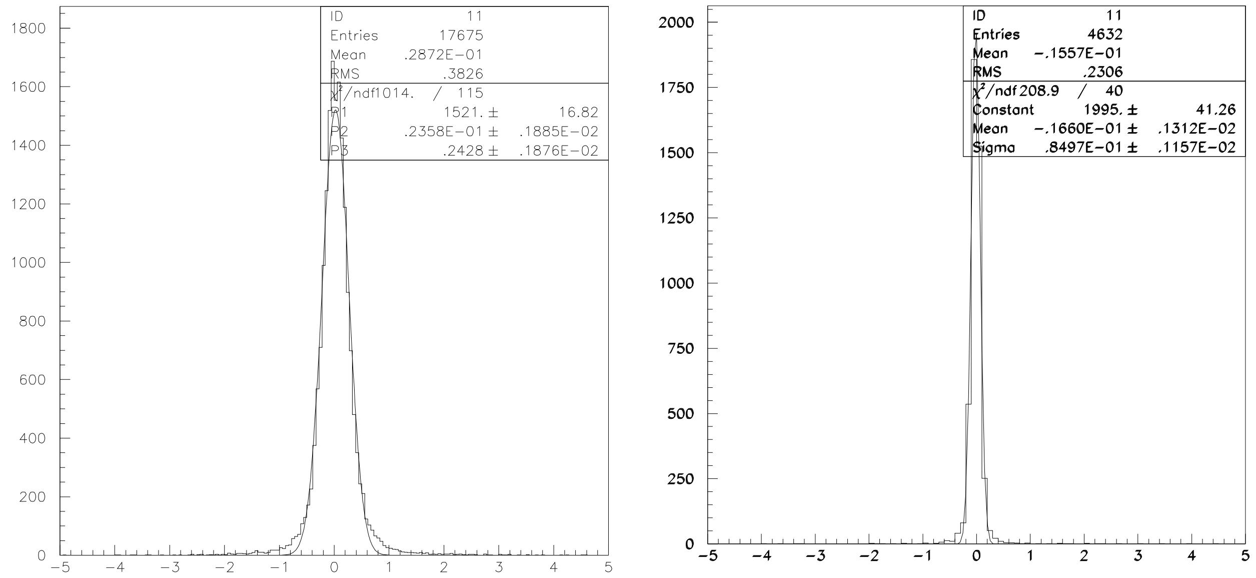


FIG. 3.5 – *La différence de ϕ entre la TEC et le BGO (pour les data et pour les MC)*

Chapitre 4

Recherche d'évènements à un ou deux électrons

4.1 Motivations

Les électrons scalaires gauche et droit sont produits par les processus suivants:

- $e^+ + e^- \longrightarrow \gamma \longrightarrow \tilde{e}^+ + \tilde{e}^-$
- $e^+ + e^- \longrightarrow Z^0 \longrightarrow \tilde{e}^+ + \tilde{e}^-$
- $e^+ + e^- \longrightarrow \tilde{\chi}^0 \longrightarrow \tilde{e}^+ + \tilde{e}^-$
- $e^+ + e^- \longrightarrow \tilde{\chi}^0 + \tilde{e}^{\pm} + e^{\mp}$

Les $\tilde{e}^+$ et $\tilde{e}^-$ produits se désintègrent respectivement en e^+ et $\tilde{\chi}^0$ ou e^- et $\tilde{\chi}^0$. On voit que pour les trois premiers processus on peut détecter deux électrons (plus précisément un e^- un e^+). Les $\tilde{\chi}^0$ interagissent très faiblement avec la matière, ils échappent ainsi à la détection. Pour le quatrième processus on en détecte un seul parce que le premier est très faiblement dévié, il reste souvent dans l'axe du L3. On peut aussi détecter un seul électron quand il y a une dégénérescence entre la masse du $\tilde{e}_r^-$ et celle du $\tilde{\chi}^0$, dans ce cas l'énergie de l'électron produit par désintégration est très faible et on prend l'évènement pour du bruit.

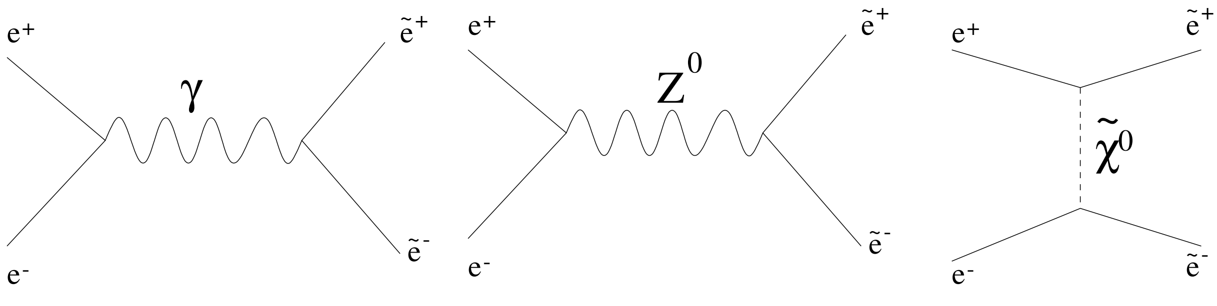


FIG. 4.1 – *Production d'électrons scalaires*

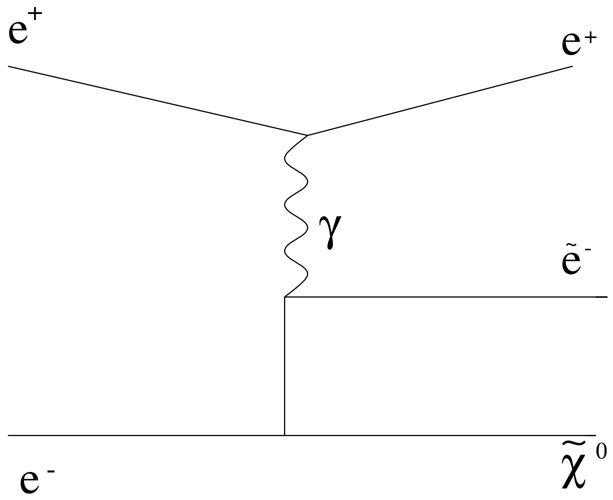


FIG. 4.2 – *Production d'électrons scalaires*

On cherche donc à séparer les évènements en deux catégories:

– évènements à un électron

– évènements à deux électrons

Les données ont été prises à une énergie dans le centre de masse d'environ 200 GeV avec une luminosité totale de 233 pb^{-1}. ($L = \frac{N}{\sigma * \epsilon}$, avec N le nombre d'évènements détectes, σ la section efficace de l'évènement et ϵ l'efficacité de la détection)

4.2 Sélection des évènements à un seul électron

Afin de sélectionner ces évènements on impose des coupures de plusieurs types:

1. Compatibilité des données:

   – un seul dépôt énergie dans le BGO et une seule trace dans la TEC compatibles avec $\Delta\theta \leq 8°$ et $\Delta\phi \leq 1.5°$ Des évènements à plusieurs bumps sont acceptes si leurs énergies sont inférieures à 0.5 GeV (évènements probablement dus aux bruits dans le détecteur)

   – l'événement doit avoir une énergie inférieure à l'énergie du beam

   – pas de muon détecté dans la chambre à muons

   – il faut que le dépôt énergie dans le BGO soit compatible avec une particule venant du centre du détecteur

   – il faut que dans le TEC il y ait au moins 5 points alignés

2. Elimination des données ambiguës

   - si l'électron qui va dans le sens inverse du trou du BGO (RFQ) il y a probablement un autre qui pointe vers ce trou, du à une collision élastique. Ces évènements sont donc éliminés
   - Il se peut qu'un photon soit créé lors de la collision d'un électron avec un positron (évènement Bhabha radiatif ou $ee\gamma$). Un des deux électrons reste souvent dans l'axe du L3, il ne peut donc pas être détecté. En connaissant l'énergie et l'impulsion transverse de l'autre particule chargée, on peut calculer la direction du photon produit. On peut vérifier ce calcul en comparant avec les traces dans le BGO. Il est intéressant de voir si un évènement pour lequel on a détecté une seule particule est compatible avec un $ee\gamma$ avec un électron dans l'axe et un photon dans le RFQ, échappant ainsi à la détection. L'expression "dans l'axe" veut dire ici avec $0° \leq \theta \leq 1.5°$. Il faut donc tenir compte de cette incertitude. Tous les évènements compatibles avec la création d'un photon sont éliminés également.

4.3 Sélection des évènements à deux électrons

Des coupures semblables sont appliquées aux évènements à deux électrons, on demande en plus que la somme des moments des 2 particules ne doit pas pointer dans l'axe du détecteur pour qu'il n'y ait pas la possibilité qu'une troisième particule n'ait pas été détectée.

Les conditions qu'on impose sont parfois trop sévères, c'est pourquoi on s'intéresse aussi aux évènements qui satisfont toutes les conditions sauf une et à la raison précise pour laquelle cette condition n'est pas respectée. Cette étude donne une bonne idée sur l'efficacité de chaque coupure.

4.4 Résultats

Ces règles de sélection sont appliquées aussi bien sur les données collectées au CERN (les data) que sur les simulations faites à partir du Modèle Standard (les Monte Carlo).

En effet, le Modèle Standard prévoit aussi des évènements pour lesquels on a un ou deux électrons dans la voie finale avec un manque énergie. Ces canaux sont:

- $e^+ + e^- \longrightarrow \tau^+ + \tau^-$
- $e^+ + e^- \longrightarrow \nu + \bar{\nu} + \gamma(\gamma)$
- $e^+ + e^- \longrightarrow e + l + \nu_e + \nu_l$
- $e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^-(\gamma)$
- $e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma$
- $e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$

- $e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$
- $e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^- + \tau^+ + \tau^-$

Les résultats des deux analyses ($1e - 2e$) montrent un bon accord entre les données réelles et la simulation faite à partir du Modèle Standard. La comparaison (data-MC) des distributions d'énergie et de θ de l'électron le plus énergique sont présentés ci-dessous.

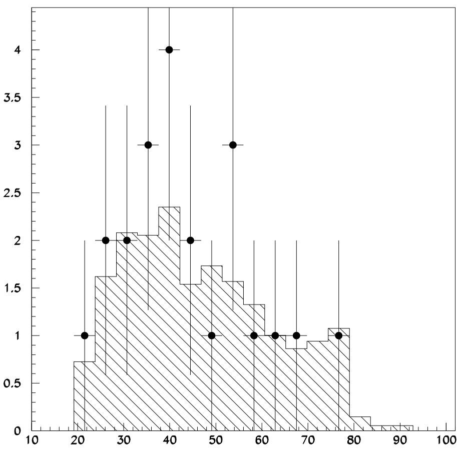


FIG. 4.3 – *Comparaison Data / Monte Carlo pour énergie des évènements à un électron*

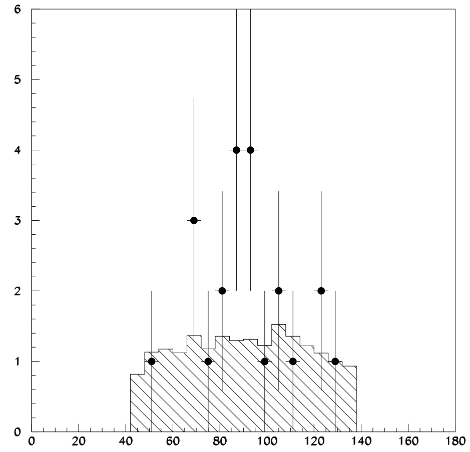


FIG. 4.4 – *Comparaison Data / Monte Carlo pour l'angle θ des évènements à un électron*

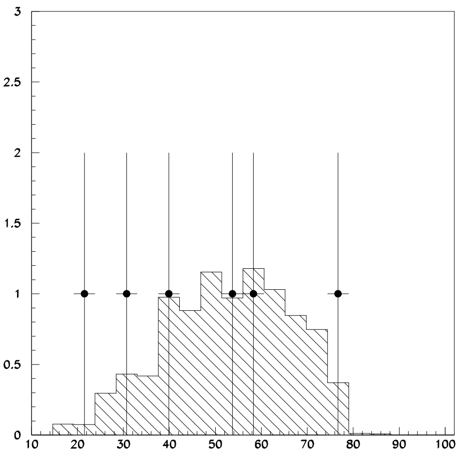


FIG. 4.5 – *Comparaison Data / Monte Carlo pour énergie des évènements à deux électrons*

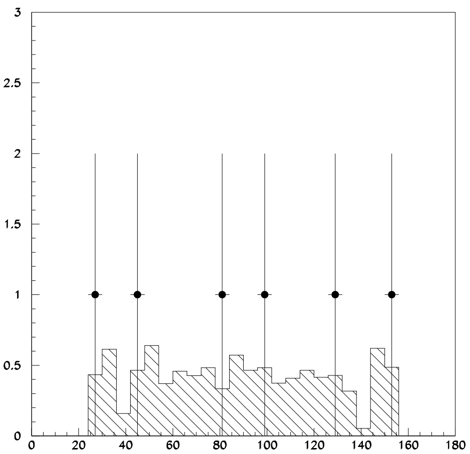


FIG. 4.6 – *Comparaison Data / Monte Carlo pour l'angle θ des évènements à deux électrons*

4.5 Distribution de Poisson et taux de confiance

Si une variable aléatoire suit une loi de Poisson de moyenne μ, alors la probabilité de trouver n évènements est :

$P(n/\mu) = e^{-\mu}\frac{\mu^n}{n!}$

Une des propriétés les plus intéressantes de cette distribution est que la somme de deux variables de Poisson est une variable de Poisson. A cause du théorème de la limite centrale la distribution de Poisson converge vers une Gaussienne quand $\mu \to \infty$. En pratique, la convergence est assez rapide pour $\mu > 10$.

Il est intéressant de voir si un nombre évènements observé expérimentalement est compatible avec un nombre évènements prédit par la théorie ou si on a à faire à une nouvelle physique. Pour cela on introduit le taux de confiance. Si on attend μ évènements et on en trouve n, alors le taux de confiance α est définit par la formule:

$$1 - \alpha = \sum_{i=max(n-\mu,0)}^{i=n+\mu} P(i/\mu)$$

Un simple graphique superposant les points obtenus expérimentalement avec leur barres d'incertitude aux courbes théoriques donne déjà une bonne idée si le modèle est correct ou non. Pour s'en assurer on vérifie si on peut exclure l'existence d'une nouvelle physique à 95% à l'aide d'un programme spécialement fait à partir de la formule ci-dessus.

Un travail préliminaire utilisant les résultats de l'analyse $(1e - 2e)$ nous a permis d'exclure différentes hypothès de masses $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{e}_r})$ allant jusqu'a $m_{\tilde{e}_r}$ de 92 GeV pour de faibles masses de neutralino.

Chapitre 5

Calculs à l'aide du modèle "MSUGRA"

5.1 Motivation

La méthode de recherche des électrons scalaires présentée précédemment n'est pas toujours efficace s'il existe une dégénérescence entre la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ et du $\tilde{e}_r$. Ce serait donc intéressant de savoir quelles sont les conditions pour que cette dégénérescence existe, c'est-à-dire trouver les valeurs des paramètres M, μ, m_0 et $tan\beta$ pour lesquels la différence des deux masses $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{e}_r})$ est inférieure a 3 GeV. On doit donc calculer ces masses pour les valeurs des paramètres accessibles a l'expérience. Pour ce calcul on a besoin également de $sin^2\theta_W$, M_z et α_{GUT}.

5.2 Calcul des masses du $\tilde{e}_l$, du $\tilde{e}_r$ et du $\tilde{\chi}_1^0$

Pour trouver les conditions pour que cette dégénérescence existe on calcule ces deux masses à partir du modèle "MSUGRA", qui donne les formules suivantes:

$m_{sel}^2 = m_0^2 + \frac{1}{4}c_1 + c_2 + M_z^2(sin^2\theta_W - \frac{1}{2}) * cos(2\beta)$

$m_{ser}^2 = m_0^2 + c_1 - M_z^2 * sin^2\theta_W * cos(2\beta)$

avec

$c_1 = \frac{2}{11} * (\frac{M}{\alpha_2})^2 * (\alpha_{GUT}^2 - \alpha_{n1}^2)$

$c_2 = \frac{3}{2} * (\frac{M}{\alpha_2})^2 * (\alpha_{GUT}^2 - \alpha_{n2}^2)$

Ici α_{n1} et α_{n2} doivent être calculés à la valeur de m_{sel} respectivement de m_{ser} trouvée; pour cette raison on fait une boucle de renormalisation jusqu'à ce que deux valeurs successives ne diffèrent plus considérablement.

Pour calculer l'état propre de masse du neutralino on utilise le fait qu'il est un mélange de quatre états propres d'interaction, il faut donc diagonaliser la matrice de masse suivante:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & \text{-cos}\beta sin\theta_W M_Z & \text{sin}\beta sin\theta_W M_Z \\ 0 & M_2 & \text{cos}\beta cos\theta_W M_Z & \text{-sin}\beta cos\theta_W M_Z \\ \text{-cos}\beta sin\theta_W M_Z & \text{cos}\beta cos\theta_W M_Z & 0 & -\mu \\ \text{sin}\beta sin\theta_W M_Z & \text{-sin}\beta cos\theta_W M_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

et prendre la plus petite valeur propre.

Les graphiques ci-dessous montrent les zones de dégénérescence en tenant compte des paramètres accessibles au LEP. Ces zones se trouvent essentiellement pour les domaines de valeurs suivants:

- $1 \leq tan\beta \leq 2$
- $-1000GeV \leq \mu \leq 200GeV$ ou $500GeV \leq \mu \leq 1000GeV$ pour $tan\beta \simeq 1$
- $0 \leq m_0 \leq 40GeV$
- $40GeV \leq M \leq 100GeV$

Ce travail va nous permettre dans l'avenir d'étendre notre recherche des électrons scalaires dans des domaines de masses $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{e}_r})$ pour lesquels les méthodes d'analyse précedentes sont inefficaces.

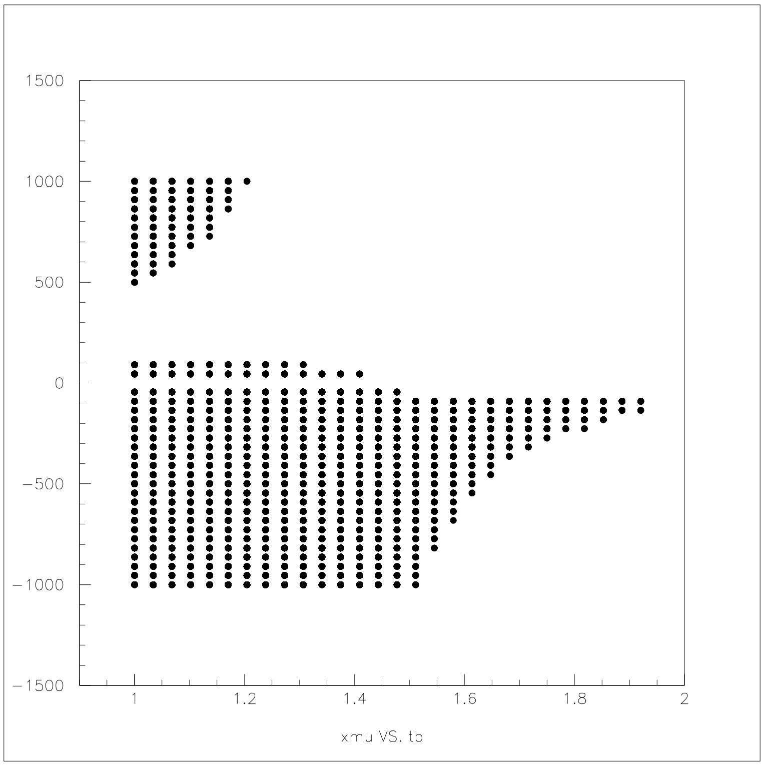


FIG. 5.1 – *Zone de dégénérescence projetée sur le plan μ-$tan\beta$*

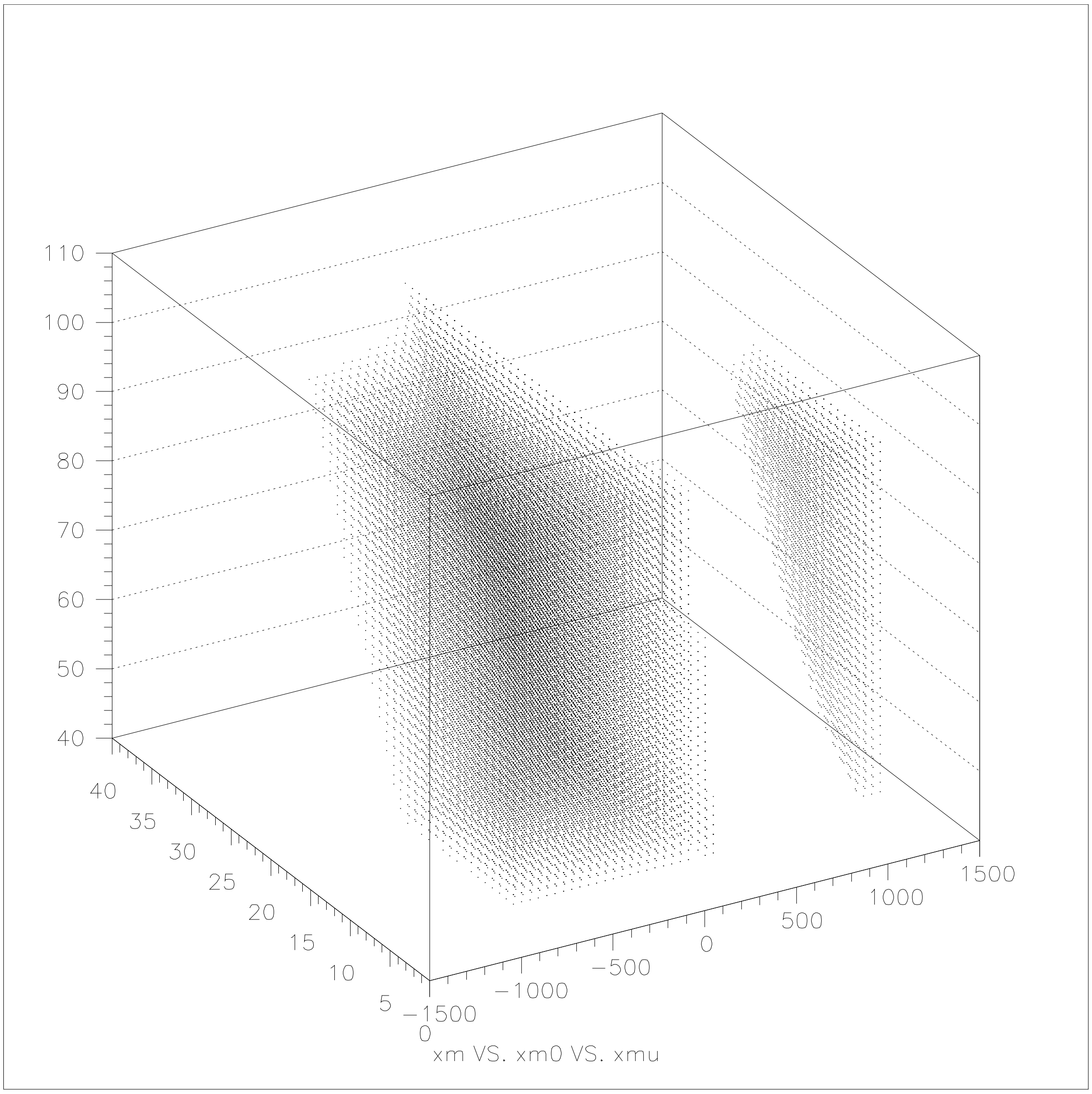


FIG. 5.2 – *Zone de dégénérescence pour $1 \leq tan\beta \leq 1.2$*

Chapitre 6

Conclusions

Les données recueillies au LEP ont montré dans le cas de la recherche de $(1e - 2e)$ un bon accord avec le Modèle Standard ce qui laisse peu de place pour une nouvelle physique, au moins dans les domaines de masses ou nos méthodes de détections sont efficaces.

A la fin de cette année le LEP du CERN sera démonté pour laisser la place au LHC (Large Hadron Collider), la supersymétrie va probablement attendre de nouveaux détecteurs plus puissants pour se dévoiler.

Bibliographie

1. H.E. Haber G.L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75
2. SUSYGEN version 2.2, S. Katsanevas P. Morawitz, Comp. Phys. Comm. **112** (1998) 227
3. L3 Collaboration, B. Adeva et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 35
4. Recherche de particules Supersymétriques à l'aide de photons avec le détecteur L3 á LEP 200, G. Grenier