HAL
open science

Recherche du boson de Higgs standard et non-minimal à LEP2 dans l'expérience L3

Daniel Teyssier

To cite this version:

Daniel Teyssier. Recherche du boson de Higgs standard et non-minimal à LEP2 dans l'expérience L3. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. Français. NNT : . tel-00001929

HAL Id: tel-00001929

https://theses.hal.science/tel-00001929v1

Submitted on 6 Nov 2002

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.

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 30 mars 1992)

par

Daniel TEYSSIER

Recherche du boson de Higgs standard et non-minimal à LEP2 dans l'expérience L3

28 Mars 2002

devant le jury composé de

M.	**G.**	**COIGNET**	
M.	**Y.**	**DECLAIS**	
M.	**A.**	**DJOUADI**	
M.	**J.**	**GASCON**	
M.	**P.**	**GAY**	**Rapporteur**
M.	**A.**	**KOUNINE**	
M.	**J.P.**	**MARTIN**	**Directeur de thèse**
M.	**S.**	**MUANZA**	
M.	**P.**	**PETROFF**	**Rapporteur**

Table des matières

Introduction **7**

1 Motivations théoriques **9**
1.1 Le Modèle Standard 9
1.1.1 Structure du Modèle Standard 9
1.1.2 Brisure de la symétrie électrofaible 12
1.1.3 Limites sur la masse du boson de Higgs 15
1.1.4 Quelques problèmes du Modèle Standard 23
1.2 Extension du Modèle Standard 25
1.2.1 Les modèles généraux à deux doublets de Higgs 25
1.2.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal 27
1.2.3 Le modèle de supergravité minimal 31
1.3 Phénoménologie dans le secteur du Higgs 31
1.3.1 Le boson de Higgs standard 31
1.3.2 Les bosons de Higgs des modèles à deux doublets . . . 36

2 Aspects expérimentaux **41**
2.1 Le LEP 41
2.2 Le détecteur L3 44
2.2.1 Présentation générale 44
2.2.2 Les détecteurs de traces internes 47
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique 50
2.2.4 Le calorimètre hadronique 53
2.2.5 Les chambres à muons 54
2.2.6 Les détecteurs à bas angles 57
2.2.7 Le déclenchement des événements dans L3 58

3 Analyse **63**
3.1 La topologie "deux jets et énergie manquante" 63
3.1.1 Topologie HZ dans le Modèle Standard 63
3.1.2 Topologie hZ dans le MSSM 64

3.1.3 Topologie hZ indépendante de la saveur des quarks . . . 64
3.1.4 Topologie hZ du boson de Higgs "invisible" . . . 65
3.1.5 Les différents bruits de fond du MS . . . 66
3.1.6 Présélection hadronique . . . 71
3.1.7 Stratégie de recherche . . . 74
3.1.8 Description du réseau de neurones . . . 74
3.1.9 Reconstruction des jets . . . 77
3.1.10 Etiquetage des quarks b dans L3 . . . 77
3.2 Sélection $H\nu\bar{\nu}$ dans le cadre du MS . . . 83
3.2.1 Présélection . . . 83
3.2.2 Réseau de neurones . . . 90
3.2.3 Masse reconstruite . . . 96
3.2.4 Variable discriminante finale . . . 98
3.2.5 Etude spécifique du fond $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ . . . 101
3.2.6 Incertitudes . . . 104
3.3 Sélection $h\nu\bar{\nu}$ dans les modèles à deux doublets . . . 105
3.3.1 Présélection . . . 106
3.3.2 Sortie du réseau de neurones . . . 106
3.3.3 Variable discriminante finale . . . 107
3.3.4 Incertitudes . . . 107

4 Exploitation des résultats 115
4.1 Traitement statistique . . . 115
4.1.1 Niveau de confiance . . . 115
4.1.2 Estimateur statistique . . . 116
4.1.3 Critères sur les niveaux de confiance . . . 118
4.2 Résultats dans le cadre du Modèle Standard . . . 119
4.2.1 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 202 GeV . . . 119
4.2.2 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV . . . 121
4.2.3 Résultats combinés . . . 122
4.2.4 Evolution des candidats . . . 125
4.2.5 Comparaison de deux analyses . . . 128
4.2.6 Combinaison des quatres canaux L3 . . . 132
4.2.7 Combinaison LEP . . . 135
4.3 Résultats dans les modèles à deux doublets . . . 140
4.3.1 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 202 GeV . . . 140
4.3.2 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV . . . 141
4.3.3 Combinaison L3 . . . 143
4.3.4 Combinaison LEP . . . 145

5 Interprétations dans les modèles SUSY **151**
5.1 Motivations 151
5.2 Désintégrations invisibles 152
5.2.1 Les topologies 152
5.2.2 Limite en fonction de M_h 153
5.2.3 Combinaison LEP 155
5.3 Interprétations dans les modèles SUSY 158
5.3.1 Interprétations dans mSUGRA 158
5.3.2 Interprétations dans mSUGRA non-universel 158
5.3.3 Interprétations dans le MSSM 162

Conclusions **169**

Annexe **171**

A Résultats de la présélection dans l'analyse du Modèle Standard **171**

B Résultats de la présélection dans l'analyse indépendante de saveur **177**

C Représentation de deux candidats dans le SMD **183**

Résumé **187**

Abstract **189**

Remerciements **191**

Introduction

L'un des principaux problèmes non résolus de la physique des particules demeure l'énigme de la masse. Le modèle théorique qui reflète le mieux les données expérimentales, appelé Modèle Standard, offre cependant une solution connue sous le nom de mécanisme de Higgs. On imagine ainsi un champ baignant tout l'Univers, permettant aux particules d'acquérir une masse en interagissant avec celui-ci. On s'attend alors à voir apparaître une nouvelle particule fondamentale scalaire, appelée boson de Higgs.

La recherche de cette particule constitue l'une des priorités actuelles dans le domaine de la physique des hautes énergies. L'accélérateur LEP (Large Electron Positron collider), après avoir été une *usine à Z*, a été amélioré ces dernières années afin d'atteindre une plus grande énergie dans le centre de masse. Les données enregistrées par les quatre détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL jusqu'au mois de novembre 2000 ont ainsi permis de repousser la borne inférieure sur la masse du boson de Higgs à 114,1 GeV [1]. De plus, un autre axe de recherche au LEP a consisté à tester la validité du Modèle Standard, en mesurant de plus en plus précisément les paramètres de ce modèle. La combinaison de ces mesures avec celles effectuées par d'autres collisionneurs (TEVATRON et SLC) permet d'établir une gamme de masses possibles pour le boson de Higgs, qui devrait être inférieure à 200 GeV dans ce modèle. Cependant, des arguments théoriques comme la naturalité de la théorie jouent plutôt en faveur d'une extension supersymétrique du Modèle Standard. Si l'on considère notamment le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, un boson de Higgs léger (de masse inférieure à 130 GeV) doit exister.

Dans cette thèse, on étudie tout d'abord l'hypothèse d'un boson de Higgs standard dans le canal appelé "deux jets plus énergie manquante". En effet, un boson Z produit en association avec le boson de Higgs peut se désintégrer dans 20% des cas en une paire de neutrinos, échappant à la détection et produisant de l'énergie manquante. On note que le boson de

1. Dans la suite, on utilise les unités naturelles : $\hbar$=c=1 .

Higgs du Modèle Standard, accessible aux énergies de LEP2, va se désintégrer préférentiellement en une paire de quarks b. On définit ainsi ce que l'on appelle la topologie recherchée, avec un état final $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$. Cependant, il existe aussi des modèles généraux plus vastes et englobant le Modèle Standard, notamment en ce qui concerne le secteur du Higgs. Dans les modèles à deux doublets de Higgs, par exemple de type II, le boson de Higgs peut se désintégrer en une paire de quarks, sans que ceux-ci soient préférentiellement des quarks b. On parle d'analyse indépendante de saveur, qui permet d'établir une limite supérieure sur le couplage entre le boson de Higgs et le boson de jauge Z, ce couplage n'étant pas prédit dans ces modèles. Enfin, la topologie "deux jets plus énergie manquante" s'applique directement à la recherche de bosons de Higgs *invisibles*, où les produits de désintégration du boson de Higgs restent indétectables, tandis que le boson de jauge Z se désintègre en une paire de quarks.

Les résultats de la recherche de bosons de Higgs invisibles permettent d'interpréter la figure d'exclusion obtenue, afin de contraindre les paramètres des modèles supersymétriques non-universels. En effet, si on enlève la contrainte d'unification de masse des jauginos à l'échelle de grande unification, le boson de Higgs peut se désintégrer en une paire de neutralinos ou de sneutrinos, avec des rapports d'embranchement suffisamment grands.

Chapitre 1

Motivations théoriques

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) est la théorie qui décrit actuellement le mieux trois des quatre interactions fondamentales entre les particules élémentaires. Cette théorie comprend la description des interactions forte, électromagnétique (EM) et faible, ces deux dernières étant décrites dans un même cadre : le modèle d'unification électrofaible de Glashow, Salam et Weinberg [1].

1.1.1 Structure du Modèle Standard

Le MS est basé sur le groupe de jauge local [2]:

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

$SU(3)_c$ désigne le groupe de symétrie de l'interaction forte, dont les bosons de jauge, au nombre de huit, sont appelés les gluons. La symétrie de couleur $SU(3)_c$ étant exacte, les gluons sont sans masse. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le produit du groupe d'isospin faible et du groupe d'hypercharge respectivement, permettant ainsi de décrire de manière unifiée l'interaction électrofaible. Dans la suite, on se limitera à la description du secteur électrofaible du MS.

Avant brisure spontanée de la symétrie électrofaible, le contenu en champs du MS est le suivant :

- champs de matière :

La forme vecteur-axial du courant de l'interaction faible, due à la violation de la parité par cette interaction [3], permet de distinguer les fermions de chiralité gauche, sensibles à cette interaction, des fermions droits qui ne le sont pas. On peut toujours écrire :

	T	T_3	Y	Q
ν_e	1/2	1/2	-1	0
e_L	1/2	-1/2	-1	-1
e_R	0	0	-2	-1
u_L	1/2	1/2	1/3	2/3
d_L	1/2	-1/2	1/3	-1/3
u_R	0	0	4/3	2/3
d_R	0	0	-2/3	-1/3

TAB. 1.1 – *Caractéristiques des fermions.*

$$\psi = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi + \frac{1+\gamma_5}{2}\psi = \psi_L + \psi_R \tag{1.1}$$

· leptons

$$\psi_{l_L} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \tag{1.2}$$

$$\psi_{l_R} = e_R, \mu_R, \tau_R \tag{1.3}$$

On remarquera qu'il n'y a pas de champ correspondant au neutrino droit dans le MS (violation maximale de la parité).

· quarks

$$\psi_{q_L} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \tag{1.4}$$

$$\psi_{q_R} = u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R \tag{1.5}$$

Le lien entre l'hypercharge Y, la charge électrique Q et la troisième composante de l'isospin T est donné par la relation de Gell-Mann/Nishijima :

$$\frac{Y}{2} = Q - T_3 \tag{1.6}$$

Les caractéristiques des fermions sont résumées dans le tableau 1.1.

- champs de jauge :

  $W^\mu_{i=1,2,3}$ correspondants aux trois bosons de jauge associés à $SU(2)_L$.
  B^μ correspondant au boson de jauge associé à $U(1)_Y$.

On applique en effet le principe d'invariance de jauge, qui nous indique que les propriétés physiques ne doivent pas dépendre de la phase des champs

considérés. Le lagrangien doit rester invariant sous toute transformation de jauge, du type :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha_i(x)R_i}\phi(x) \tag{1.7}$$

où les α_i sont des fonctions quelconques de l'espace et du temps, et les R_i les générateurs du groupe de jauge considéré. On remplace alors l'opérateur ∂_μ par la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_i W^i_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu Y \tag{1.8}$$

où les τ_i sont les matrices de Pauli, g et g' les constantes de couplage d'isospin faible et d'hypercharge.

On peut alors écrire l'expression de la densité lagrangienne du secteur électrofaible (notée $\mathcal{L}$ et appelée seulement lagrangien par abus de language) :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Yang-Mills} + \mathcal{L}_{Dirac} \tag{1.9}$$

$\mathcal{L}_{Yang-Mills}$ représente les termes d'énergie cinétique :

$$\mathcal{L}_{Yang-Mills} = -\frac{1}{4}W^i_{\mu\nu}W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{1.10}$$

avec

$$\begin{aligned} W^i_{\mu\nu} &= \partial_\nu W^i_\mu - \partial_\mu W^i_\nu + g\epsilon^{ijk}W_{j\mu}W_{k\nu} \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \end{aligned} \tag{1.11}$$

$\mathcal{L}_{Dirac}$ décrit les interactions entre fermions et champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi_L}\gamma_\mu(i\partial_\mu - \frac{g}{2}\tau_i W^i_\mu - \frac{g'}{2}YB_\mu)\psi_L + \bar{\psi_R}\gamma_\mu(i\partial_\mu - \frac{g'}{2}YB_\mu)\psi_R \tag{1.12}$$

A ce stade, aucune particule ne peut avoir de masse. Les termes de masse pour les bosons de jauge, du type $-1/2M^2B^\mu B_\mu$, ne peuvent pas être introduits dans (1.10) sans violer l'invariance de jauge. De plus, les termes du type $-m\bar{\psi}\psi$, où m est la masse d'un fermion, se décomposent sous la forme :

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \tag{1.13}$$

Or, d'après la table 1.1, un doublet tel que ψ_L et un singulet tel que $\bar{\psi}_R$ ne se transforment pas identiquement sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$; le terme de masse $-m\bar{\psi}\psi$ n'est pas invariant sous une transformation de jauge, donc il ne peut être à l'origine de la masse des fermions. Les différences de masses - mesurées

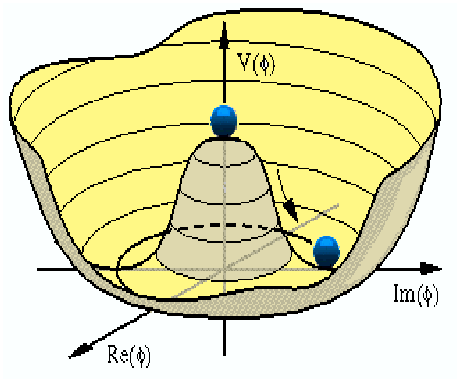


FIG. 1.1 – *Potentiel scalaire pour* $\mu^2 < 0$.

expérimentalement - entre les bosons de jauge indiquent notamment que la symétrie électrofaible est brisée (le photon a une masse nulle, tandis que les bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z^0 ont respectivement des masses de 80,4 GeV et 91,2 GeV).

1.1.2 Brisure de la symétrie électrofaible

Le mécanisme permettant de briser spontanément la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est dû à Brout, Englert, Higgs et Kibble [4]. Il est cependant plus connu sous le nom de mécanisme de Higgs [5].

Introduisons un doublet complexe scalaire de SU(2), noté Φ :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

avec un potentiel scalaire le plus général possible, étant à la fois renormalisable et invariant sous $SU(2)_L$:

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi^\dagger \Phi| + \lambda (|\Phi^\dagger \Phi|)^2 \tag{1.15}$$

On prend $\lambda > 0$, car sinon il n'y aurait pas de minimum d'énergie. Le cas $\mu^2 > 0$ correspond à une théorie triviale où le minimum d'énergie est atteint pour $\Phi = 0$. Dans ce cas la symétrie $SU(2)_L$ n'est pas brisée, et on ne peut pas expliquer les différences de masse entre les bosons de jauge.

Considérons alors $\mu^2 < 0$ (cf. fig. 1.1). Comme le potentiel de l'équation (1.15) ne dépend que de $\Phi^\dagger \Phi$, il n'y a pas de direction de $SU(2)_L$ privilégiée. On choisit arbitrairement :

$$\Phi_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

où v représente la densité moyenne d'énergie dans le vide et prend la valeur $\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$.
On obtient pour ce choix : $T_3 = -1/2$, $Y = 1$. En effet, on impose : $Q|\Phi_{min} >= 0$. Le boson de Higgs ne se couple pas au photon, et le groupe résiduel à basse énergie de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est donc bien $U(1)_{EM}$.

Masse des bosons

En utilisant (1.8) et (1.15), on obtient le lagrangien de Higgs noté $\mathcal{L}_{Higgs}$:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{1.17}$$

En faisant par exemple le choix d'une jauge unitaire, on développe le potentiel autour de son minimum en écrivant :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

Les masses des bosons de jauge sont calculées à partir des termes d'énergie cinétique de $\mathcal{L}_{Higgs}$ (1.17) :

$$\mathcal{L}_{Higgs,cinétique} = \frac{1}{2}(0, v)(\frac{g}{2}\tau_i W_\mu^i + \frac{g'}{2}B_\mu)^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

Les champs physiques $W_\mu^\pm$, Z_μ et A_μ (associé au photon) sont en fait des combinaisons linéaires des champs de jauge :

$$\begin{array}{rcl} W_\mu^\pm & = & \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu & = & \cos\theta_W W_\mu^3 + \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu & = & -\sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \end{array} \tag{1.20}$$

où θ_W représente l'angle de mélange électrofaible, encore appelé angle de Weinberg. Les expressions (1.19) et (1.20) permettent d'en déduire les masses des bosons de jauge :

$$\begin{array}{rcl} M_W & = & \frac{1}{2}gv \\ M_Z & = & \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \\ M_\gamma & = & 0 \end{array} \tag{1.21}$$

L'angle de Weinberg θ_W est relié aux constantes de couplages g et g' via les relations :

$$\begin{aligned} e &= g \sin\theta_W \\ e &= g' \cos\theta_W \end{aligned} \tag{1.22}$$

Les éq. (1.22) montrent l'unification du secteur électrofaible, en liant les couplages des interactions faible et électromagnétique. On remarquera que le choix particulier fait en (1.16) évite un couplage entre le boson de Higgs et le photon, et ainsi de générer une masse pour ce boson de jauge. De plus, le choix de la jauge unitaire (1.18) permet d'éliminer les champs associés aux bosons de Goldstone, qui apparaissent à chaque brisure spontanée de la symétrie.

A partir de (1.17) et (1.18), on réécrit le potentiel scalaire sous la forme :

$$V(h) = -\frac{1}{4}\lambda v^4 + \lambda v^2 h^2 + \lambda v h^3 + \frac{1}{4}\lambda h^4 \tag{1.23}$$

On en déduit la masse du boson de Higgs :

$$M_H = \sqrt{2\lambda} v \tag{1.24}$$

v est relié à la constante de Fermi G_F, qui est déterminée expérimentalement par exemple par l'étude du processus :

$$\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \tag{1.25}$$

qui donne

$$v = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} = 246\,\text{GeV} \tag{1.26}$$

Par contre, le paramètre λ reste indéterminé. La masse du boson de Higgs est donc un paramètre libre de la théorie.

On a commencé avec un total de 12 degrés de liberté : quatre provenant du doublet complexe scalaire Φ, plus 8 issus des quatre bosons de jauge W^i_μ et B_μ initialement sans masse. Après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, on trouve : un boson scalaire massif H (un degré de liberté), trois bosons de jauges massifs $W^\pm$ et Z^0 (soit neuf degrés de liberté), et le photon sans masse (deux autres degrés de liberté), pour un total également de 12 degrés de liberté. On dit que les bosons $W^\pm$ et Z^0 ont absorbé chacun un degré de liberté, ceci afin d'acquérir leur polarisation longitudinale et devenir massifs.

Masse des fermions

Le doublet de Higgs permet également de donner une masse aux fermions par l'intermédiaire des couplages de Yukawa. On distinguera le cas

des membres *hauts* et *bas* des doublets de $SU(2)_L$. Le lagrangien correspondant, noté $\mathcal{L}_{Yukawa}$, s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \mathcal{L}_{bas} + \mathcal{L}_{haut} \tag{1.27}$$

Dans le cas des quarks, on a :

$$\mathcal{L}_{bas} = -\lambda_d \bar{Q}_L \Phi d_R + hermitique\ conjugué(h.c.) \tag{1.28}$$

soit

$$\mathcal{L}_{bas} = -\lambda_d \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{d}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} d_R + h.c. \tag{1.29}$$

La masse du quark d s'écrit :

$$m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} \tag{1.30}$$

Il en va de même pour tous les fermions *bas* des doublets de $SU(2)_L$.

En remarquant que $\Phi^c \equiv -i\tau_2 \Phi^*$ est aussi un doublet de $SU(2)_L$ avec :

$$\Phi_c = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.31}$$

On écrira par exemple :

$$\mathcal{L}_{haut} = -\lambda_u \bar{Q}_L \Phi_c d_R + h.c. \tag{1.32}$$

d'où une expression similaire à l'éq. (1.30) pour la masse des fermions *hauts*. On notera que les neutrinos dans le MS restent sans masse, n'ayant pas de champ droit associé.

Le lagrangien du secteur électrofaible du MS peut être résumé à l'aide des expressions (1.10), (1.12), (1.17) et (1.27) par :

$$\mathcal{L}_{électrofaible} = \mathcal{L}_{Yang-Mills} + \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \tag{1.33}$$

1.1.3 Limites sur la masse du boson de Higgs

Différents arguments théoriques permettent de contraindre la masse du boson de Higgs [6] (on se limite ici au cas du MS). De plus, les mesures de précision des observables électrofaibles donnent l'intervalle le plus probable pour cette masse du boson de Higgs.

Unitarité Considérons le processus de diffusion élastique à deux corps. La section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s}|\mathcal{A}|^2 \tag{1.34}$$

où $\mathcal{A}$ représente l'amplitude du processus considéré. En utilisant une décomposition en ondes partielles a_l, on trouve:

$$\sigma = \frac{16\pi}{s}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|a_l|^2 \tag{1.35}$$

Par ailleurs, le théorème optique impose (on note dans la suite $\Im$ et $\Re$ les parties imaginaire et réelle d'un nombre complexe respectivement) :

$$\sigma = \frac{1}{s}\Im[\mathcal{A}(\theta = 0)] \tag{1.36}$$

L'égalité entre (1.35) et (1.36) entraîne la contrainte d'unitarité :

$$|a_l|^2 = \Im(a_l) \tag{1.37}$$

d'où l'inégalité :

$$|\Re(a_l)| < \frac{1}{2} \tag{1.38}$$

Appliquons maintenant cette contrainte en considérant le processus de diffusion de bosons W polarisés longitudinalement, $W_L^+W_L^- \to W_L^+W_L^-$. L'amplitude a_0 dans la limite $s >> M_W^2$ et $s >> M_H^2$ s'écrit :

$$a_0 \to -\frac{M_H^2}{8\pi v^2} \tag{1.39}$$

D'après (1.38), on obtient donc :

$$M_H < 870\,\text{GeV} \tag{1.40}$$

Si au contraire, on avait considéré $s << M_H^2$, on aurait trouvé cette fois-ci une limite supérieure sur $\sqrt{s}$, avec $\sqrt{s} < 1,7$ TeV. Ceci implique qu'en l'absence de boson de Higgs, il devrait y avoir une nouvelle échelle de physique de l'ordre du TeV.

Trivialité Le couplage quartique λ (cf. (1.15)) varie de façon logarithmique avec l'énergie. Si on considère uniquement le secteur scalaire, sans les bosons de jauge et les fermions, l'évolution de λ suivant les équations du groupe de renormalisation (RGE) s'écrit :

$$\frac{d\lambda}{d\log(\mathcal{Q}^2)} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} \tag{1.41}$$

où $\mathcal{Q}$ est l'échelle d'énergie. La solution est :

$$\lambda(\mathcal{Q}) = \frac{\lambda(\mathcal{Q}_0)}{[1 - \frac{3\lambda(\mathcal{Q}_0)}{4\pi^2}\log(\frac{\mathcal{Q}^2)}{\mathcal{Q}_0^2})]} \tag{1.42}$$

avec $\mathcal{Q}_0 = v$ dans le MS.

On remarque que λ tend vers 0 avec $\mathcal{Q}$. La théorie devient alors triviale, car non-interactive à basse énergie. De plus, λ peut devenir infini pour une certaine valeur de $\mathcal{Q}$ appelé pôle de Laudau et noté Λ, qui fixe l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le MS reste valable. D'après (1.42), on en déduit l'inégalité :

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3\log(\Lambda^2/v^2)} \tag{1.43}$$

Si l'on prend par exemple $\Lambda = 10^{16}$ GeV, soit l'échelle de grande unification, on obtient : $M_H < 160$ GeV [6].

Stabilité du vide En incluant les contributions des fermions et des bosons de jauge, l'équation (1.41) devient alors :

$$\frac{d\lambda}{d\log(\mathcal{Q}^2)} = \frac{1}{16\pi^2}[-12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)] \tag{1.44}$$

où $g_t \equiv -\frac{M_{top}}{v}$, soit :

$$\lambda(\Lambda) = \lambda(v) + \frac{1}{16\pi^2}[-12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)]\log(\frac{\Lambda^2}{v^2}) \tag{1.45}$$

La contrainte de stabilité du vide s'écrit $\lambda(\Lambda) > 0$, ceci afin de préserver la brisure spontanée de la symétrie (si on avait $\lambda(\Lambda) < 0$, le "chapeau mexicain" fig. 1.1 serait renversé). On déduit de (1.45) :

$$M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2}[-12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2)]\log(\frac{\Lambda^2}{v^2}) \tag{1.46}$$

Une analyse plus fine, incluant notamment les ordres supérieurs dans (1.44), permet de donner les limites inférieures suivantes :

$$\begin{cases} M_H > 130 \text{ GeV pour } \Lambda_{GUT} = 10^{16} \text{ GeV} \\ M_H > 70 \text{ GeV pour } \Lambda = 10^3 \text{ GeV} \end{cases}$$

Les contraintes de trivialité et de stabilité du vide donnent ainsi un intervalle de masses possibles pour le boson de Higgs, en fonction de l'échelle d'énergie Λ à laquelle devrait apparaître une nouvelle physique [7] (cf. fig. 1.2).

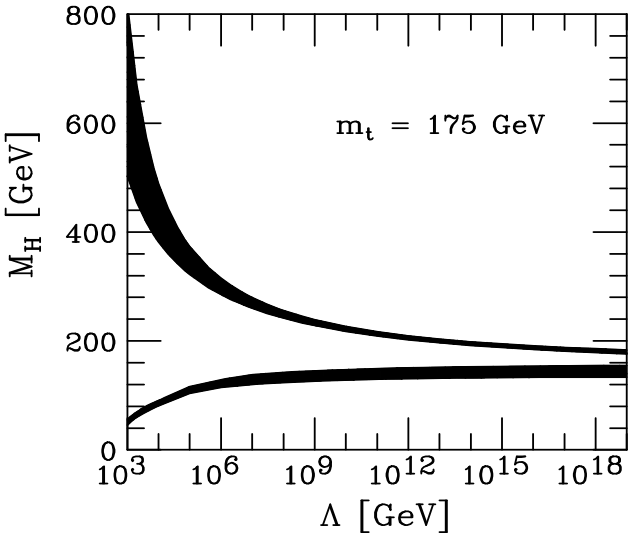


FIG. 1.2 – *Gamme de masses possibles pour le boson de Higgs en fonction de Λ. La borne supérieure sur la masse du boson de Higgs standard provient de la contrainte de trivialité, tandis que la borne inférieure est déterminée par la contrainte de stabilité du vide. L'incertitude théorique sur les deux bornes a été calculée avec $M_{top} = 175$ GeV et $\alpha_s(M_Z) = 0,118$.*

Mesures de précision des observables électrofaibles Les observables électrofaibles sont sensibles aux corrections radiatives impliquant des boucles de Higgs virtuels (cf. fig. 1.3). Cependant, cette dépendance n'est que logarithmique vis-à-vis de la masse du boson de Higgs, alors qu'elle est quadratique par rapport à la masse du quark top. Les contraintes sur M_H seront donc plus lâches que sur M_{top}. On peut en outre décrire le secteur électrofaible du MS avec un ensemble de trois paramètres (hormis la masse du boson de Higgs, les masses des fermions et leurs mélanges décrits par la matrice CKM[1]) : la constante de Fermi G_F , M_Z et la constante de couplage électromagnétique $\alpha(0)$ [8], qui sont très bien mesurées. On peut alors calculer les valeurs des autres observables et les comparer aux valeurs mesurées [9] (cf. tab. 1.2).

1. CKM=Cabibbo Kobayashi Maskawa

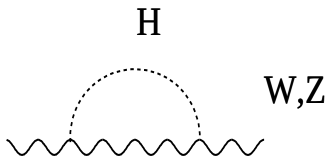


FIG. 1.3 – *Corrections radiatives aux propagateurs des bosons W et Z.*

On en déduit également les valeurs les plus probables d'autres observables non encore mesurées. La masse du quark top par exemple, avait été prédite par le LEP en 1994 avec la valeur 177^{+11+18}_{-11-19} GeV comme étant la plus probable [10] (la seconde incertitude étant due à la méconnaissance de la masse du boson de Higgs). On peut ainsi déterminer de façon indirecte les masses du quark top et du boson W, et comparer aux mesures directes du LEP et TEVATRON, ceci afin de tester l'accord entre les données expérimentales et les prédictions du MS. La figure 1.4 montre que les mesures directes et indirectes sont en bon accord, et surtout qu'elles privilégient des faibles valeurs pour la masse du boson de Higgs. La figure 1.5 montre le résultat de l'ajustement du MS en utilisant toutes les données. La valeur préférentielle obtenue avec cet ajustement pour la masse du boson de Higgs standard est [9] :

$$M_H = 88^{+60}_{-37} \text{ GeV} \tag{1.47}$$

et la valeur maximale à un degré de confiance de 95% est 196 GeV .

Observable	Mesure avec l'erreur totale	Résultat de l'ajustement	Déviation
LEP			
$\Delta\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$	0,02804 ± 0,00065	0,02804	0,0
$M_Z(GeV)$	91,1875 ± 0,0021	91,1874	0,0
$\Gamma_Z(GeV)$	2,4952 ± 0,0023	2,4962	-0,4
$\sigma_h^0(nb)$	41,540 ± 0,037	41,480	1,6
R_l	20,767 ± 0,025	20,740	1,1
$A_{FB}^{0,l}$	0,0171 ± 0.0010	0,0164	0,8
$\mathcal{A}_\tau$	0,1439 ± 0.0042	0,1480	-1,0
$\mathcal{A}_e$	0,1498 ± 0.0048	0,1480	0,4
$\sin^2\theta_{eff}^{lept}(Q_{FB})$	0,2321 ± 0,0010	0,23140	0,7
$M_W(GeV)$	80,427 ± 0,046	80,402	0,5
SLD			
$\sin^2\theta_{eff}^{lept}(\mathcal{A}_l)$	0,23098 ± 0,00026	0,23140	-1.6
LEP+SLD			
R_b^0	0,21653 ± 0,00069	0,21578	1,1
R_c^0	0,1709 ± 0,0034	0,1723	-0.4
$A_{FB}^{0,b}$	0,0990 ± 0,0020	0,1038	-2,4
$A_{FB}^{0,c}$	0,0689 ± 0,0035	0,0742	-1,5
$\mathcal{A}_b$	0,922 ± 0,023	0,935	-0,6
$\mathcal{A}_c$	0,631 ± 0,026	0,668	-1,4
$p\bar{p}+\nu N$			
M_W(GeV)	80,452 ± 0,062	80,402	0.8
$1-M_W^2/M_Z^2$	0,2255 ± 0,0021	0,2226	1,2
M_t(GeV)	174,3 ± 5,1	174,3	0,0

TAB. 1.2 – *Résumé des mesures de précision des paramètres du MS. La déviation représente la différence entre la valeur mesurée (2nde colonne) et la valeur provenant de l'ajustement du MS (3ième colonne), divisée par l'erreur totale.*

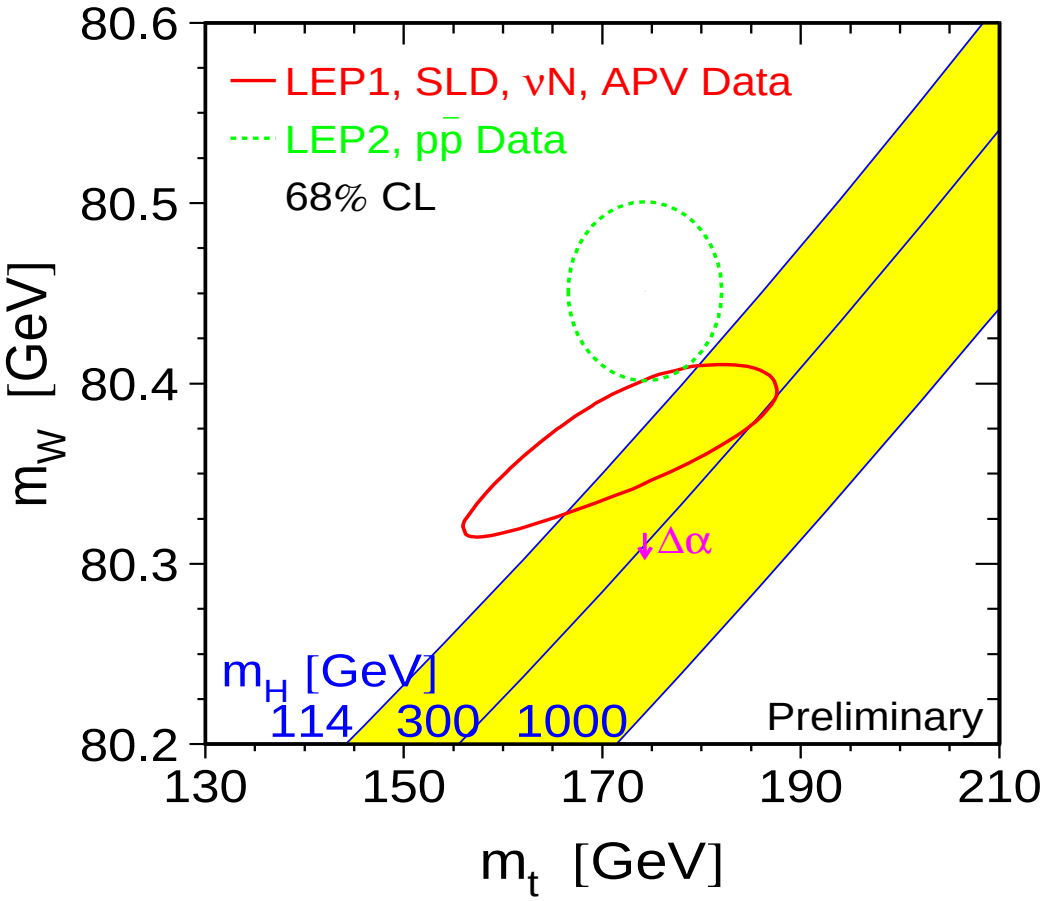


FIG. 1.4 – *Comparaison entre les mesures indirectes de M_W et M_{top} (contour continu) et les mesures directes (contour discontinu). Il s'agit dans les deux cas de contours à 68% de degré de confiance. La région grisée représente la masse du boson de Higgs standard préférée pour chaque couple (M_W, M_{top}).*

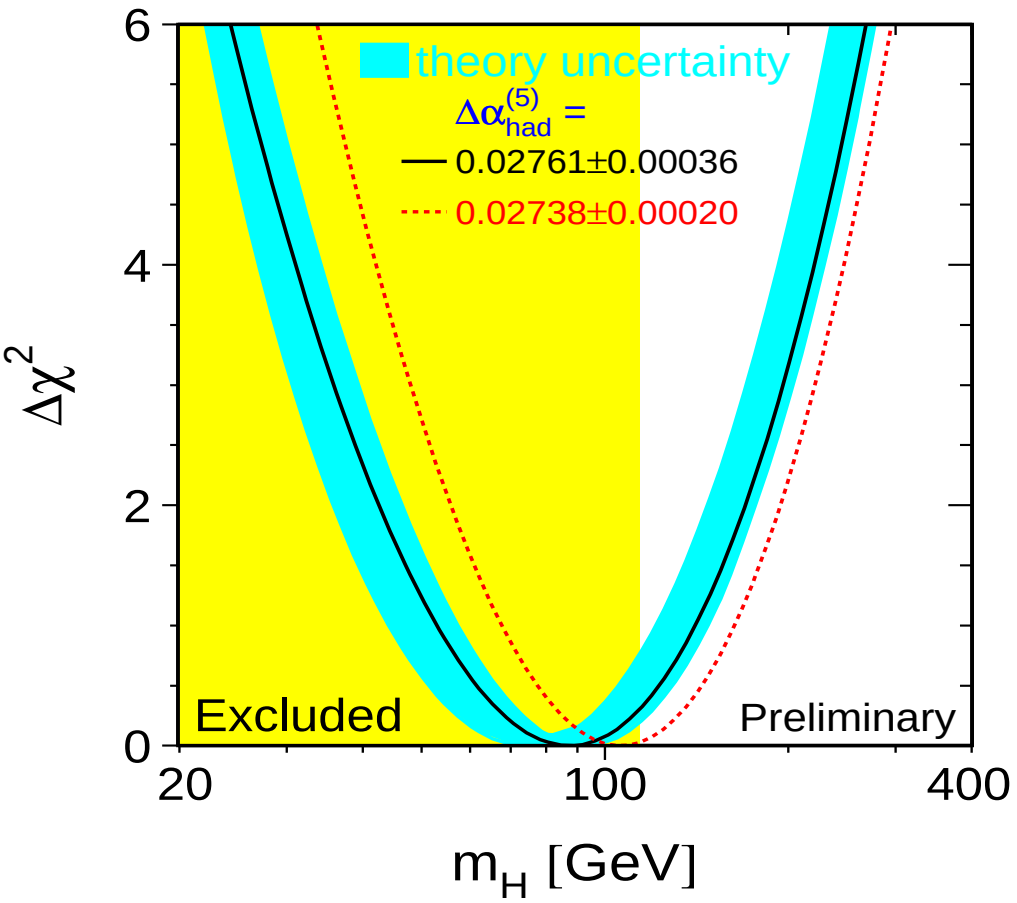


FIG. 1.5 – *Résultat de l'ajustement* ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$) *en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs standard, en utilisant toutes les données des mesures de précision des observables électrofaibles. La bande grisée autour de la ligne continue représente l'incertitude théorique. La ligne discontinue montre aussi le résultat de l'ajustement, mais avec une valeur différente du* $\Delta\alpha_{had}$.

1.1.4 Quelques problèmes du Modèle Standard

Le secteur du Higgs du MS dans sa version minimale, présentée ci-dessus, permet d'expliquer le processus de génération des masses des différentes particules. Il reste cependant incapable d'expliquer la hiérarchie entre les masses, le problème connu sous le nom de naturalité et l'extrapolation à haute énergie des constantes de couplage ne mène pas à leur unification.

La hiérarchie des masses

Les fermions ont des masses qui varient par près de cinq ordres de grandeur, de l'électron au quark top ($\frac{m_{top}}{m_e} \simeq 3.10^5$). Le MS n'est pas capable d'expliquer une telle différence, car de toute façon, il n'est pas prédictif concernant les masses des particules. Les couplages de Yukawa sont en effet introduits *à la main* dans le lagrangien $\mathcal{L}_{Yukawa}$ (cf. éq. (1.27)), ce qui en fait autant de paramètres libres du MS, dont les valeurs sont ajustées aux mesures expérimentales des masses des fermions.

Expérimentalement, les oscillations de neutrinos ont été observées indirectement [11] [12], ce qui est explicable si ces particules ont une masse, qui ne devrait cependant pas dépasser quelques eV. Ceci accentue la disparité dans la hiérarchie entre les masses, avec un rapport $\frac{m_{\nu_e}}{m_e} < 10^{-5}$. De plus, il conviendrait d'étendre la théorie du MS pour expliquer l'origine de cette masse. L'introduction seule du secteur du Higgs ne permet cependant pas d'expliquer la hiérarchie des masses.

La naturalité

Considérons tout d'abord la contribution d'un fermion à la masse renormalisée du boson de Higgs (cf. fig. 1.6). Celle-ci s'écrit [13] :

$$\delta M_H^2 = -\frac{\lambda_F^2}{8\pi^2}\Lambda^2 + ... \tag{1.48}$$

où Λ représente l'échelle d'énergie d'une nouvelle physique au-delà du MS (par exemple Λ_{GUT}, correspondant à la grande unification, qui vaut 10^{16} GeV). On obtient donc une masse qui diverge quadratiquement. Si l'on veut conserver une masse physique du Higgs M_H inférieure ou égale à 1 TeV (cf. argument d'unitarité en 1.1.3), on est obligé d'introduire des contre-termes afin de compenser δM_H à tous les ordres du développement perturbatif, et ce avec une telle précision que l'on rencontre un problème dit de réglage fin.

Si l'on se place dans le cadre d'une théorie où d'autres particules scalaires fondamentales apparaissent, les divergences quadratiques mentionnées

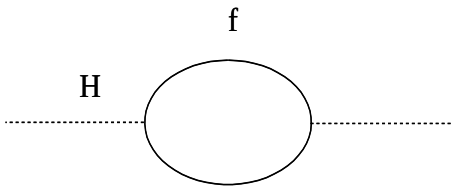


FIG. 1.6 – *Correction radiative à la masse du Higgs*

ci-dessus se compensent à la condition que le couplage du Higgs aux fermions et à leurs superpartenaires soient identiques ($\lambda_F = \lambda_S$). On obtient :

$$(\delta M_H^2)_{tot} = \frac{\lambda_F^2}{8\pi^2}\delta m^2 \tag{1.49}$$

avec $\delta m^2 \equiv m_F^2 - m_S^2$, m_S étant la masse des scalaires considérés. Si cette différence n'est pas plus grande que 1 TeV, le problème de hiérarchie entre les échelles d'énergie est résolu. On arrive à maintenir la masse du Higgs en deçà de la limite d'unitarité. Cet argument joue en faveur de l'extension du MS vers un modèle supersymétrique (SUSY).

L'unification des constantes de couplages

On a vu précédemment (cf. 1.1.2) qu'il était possible de décrire le secteur électrofaible de façon unifiée en donnant une relation entre les constantes de couplages des interactions électromagnétique et faible. Mais on voudrait arriver à une théorie qui unifie les trois constantes de couplage, incluant celle de l'interaction forte. Si on extrapole ces constantes de couplage à l'échelle Λ_{GUT} grâce aux RGE, dans le cadre du MS, on arrive à la conclusion que l'unification ne peut pas être réalisée. Par contre, la SUSY prédit qu'une telle unification est bien possible (cf. fig. 1.7).

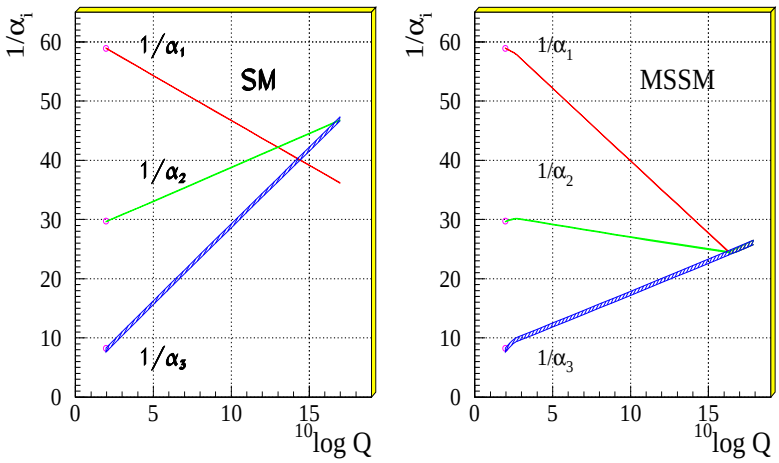


FIG. 1.7 – *Evolution de l'inverse des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le MS (à gauche) et dans un modèle supersymétrique (à droite). On pose* $\alpha_1 = (5/3)g'^2/(4\pi)$, $\alpha_2 = g^2/(4\pi)$ *et* $\alpha_3 = g_s^2/(4\pi)$, *où* g', g *et* g_s *sont les constantes de couplage respectivement de* $U(1)$, $SU(2)$ *et* $SU(3)$.

1.2 Extension du Modèle Standard

L'argument du manque de naturalité du MS, entre autres, indique que l'on doit s'intéresser aux extensions possibles de cette théorie. Une des solutions consiste à introduire la SUSY et donc à étendre le secteur du Higgs, en introduisant un deuxième doublet de champs de Higgs.

1.2.1 Les modèles généraux à deux doublets de Higgs

Les modèles généraux à deux doublets de Higgs [5] représentent une des extensions minimales du MS, en introduisant un mininum de nouveaux paramètres arbitraires. De plus, les contraintes telles que la valeur du paramètre $\rho \simeq 1$ ou l'absence de courants neutres changeant la saveur sont respectées (sous certaines conditions concernant le couplage des bosons de Higgs aux fermions).[2]

On considère deux doublets de champs complexes scalaires de $SU(2)_L$, d'hypercharge $Y = +1$, notés Φ_1 et Φ_2 :

2. Avec $\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W}$

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \ \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} \tag{1.50}$$

Le potentiel de Higgs, dépendant de 6 paramètres réels λ_i ainsi que d'une phase ξ, est pris sous la forme :

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) &= \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2)^2 \\ &+ \lambda_3((\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2) + (\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2))^2 \\ &+ \lambda_4((\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - (\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)) \\ &+ \lambda_5(\Re(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - v_1 v_2 \cos\xi)^2 \\ &+ \lambda_6(\Im(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - v_1 v_2 \sin\xi)^2 \end{aligned} \tag{1.51}$$

Afin de briser la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, les deux valeurs de Φ_1 et Φ_2 qui minimisent le potentiel sont :

$$\Phi_{1,min} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \ \Phi_{2,min} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix} \tag{1.52}$$

On fera l'hypothèse simplificatrice $\xi = 0$, qui est en fait réalisée dans les modèles supersymétriques.
On définit :

$$\text{tg}\ \beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{1.53}$$

L'angle β représente le mélange entre les bosons de Goldstone chargés et les états physiques de Higgs chargés $H^\pm$, de même entre le boson de Goldstone neutre et le boson pseudo-scalaire A^0, permettant ainsi de diagonaliser les matrices de masse 2×2 dans le secteur chargé et la partie imaginaire de (1.51) respectivement. Les masses calculées sont :

$$\begin{aligned} m_{H^\pm} &= \sqrt{\lambda_4(v_1^2 + v_2^2)} \\ m_{A^0} &= \sqrt{\lambda_6(v_1^2 + v_2^2)} \end{aligned} \tag{1.54}$$

La partie réelle de (1.51) contient deux bosons scalaires neutres, h et H, dont les états propres de masse sont obtenus en diagonalisant la matrice $\mathcal{M}$ suivante :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2\lambda_5 & (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 \\ (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1 v_2 & 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2\lambda_5 \end{pmatrix} \tag{1.55}$$

soit

$$m_{H,h} = \sqrt{\frac{1}{2}(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2})} \tag{1.56}$$

L'angle de mélange α entre les états physiques h et H est défini par les relations :

$$\begin{aligned} \sin 2\alpha &= \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22})^2+4\mathcal{M}_{12}^2}} \\ \cos 2\alpha &= \frac{\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}-\mathcal{M}_{22})^2+4\mathcal{M}_{12}^2}} \end{aligned} \tag{1.57}$$

Par convention, on a choisit $m_H \geq m_h$.

Le spectre s'est donc enrichi de cinq bosons de Higgs scalaires : deux bosons de Higgs chargés $H^{\pm}$, un boson neutre A^0 (état propre de CP avec la valeur propre -1) appelé pseudo-scalaire, et deux autres bosons neutres h et H (états propres de CP avec la valeur propre +1). On a ainsi introduit en (1.50) huit degrés de liberté (huit champs réels ϕ_i). Avant brisure de la symétrie de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, on avait 16 degrés de libertés (huit provenant des doublets de Higgs, et huit des bosons de jauge non massifs). Après brisure de la symétrie, les trois bosons de jauge massifs totalisent neuf degrés de liberté, le photon deux autres ; il reste donc bien cinq bosons de Higgs scalaires. On notera enfin que le secteur du Higgs des modèles généraux à deux doublets contient 6 paramètres libres, qui peuvent être par exemple : les quatre masses des bosons de Higgs, le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs v_1 et v_2, noté tg β, et l'angle de mélange α.

Il existe différents choix possibles pour les couplages Higgs-fermions. Dans les modèles de type I, les fermions se couplent au second doublet de Higgs Φ_2, de la même façon que dans le MS minimal. Par contre, les fermions ne se couplent pas au doublet Φ_1. Dans les modèles de type II, le doublet Φ_1 se couple seulement aux membres *bas* des doublets de champs de fermions, tandis que le doublet Φ_2 ne se couple qu'aux membres *hauts* des mêmes doublets.

1.2.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal [14] (MSSM) est un cas particulier des modèles généraux à deux doublets de type II.

Contenu en champs

La supersymétrie propose une correspondance entre les champs de matière et les champs de jauge, autrement dit entre les fermions et les bosons respectivement. On introduira des partenaires dits *supersymétriques* aux fermions, appelés *sfermions* (de spin 0), ainsi qu'aux bosons de jauge, appelés *jauginos*

Superchamp	Contenu en particles	$SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
$\hat{Q}$	$(u_L, d_L), (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$(3, 2, \frac{1}{3})$
$\hat{U}^c$	$\bar{u}_R, \tilde{u}_R^*$	$(\bar{3}, 1, -\frac{4}{3})$
$\hat{D}^c$	$\bar{d}_R, \tilde{d}_R^*$	$(\bar{3}, 1, \frac{2}{3})$
$\hat{L}$	$(\nu_L, e_L), (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$	$(1, 2, -1)$
$\hat{E}^c$	$\bar{e}_R, \tilde{e}_R^*$	$(1, 1, 2)$
$\hat{\Phi}_1$	$(\Phi_1, \tilde{h}_1)$	$(1, 2, -1)$
$\hat{\Phi}_2$	$(\Phi_2, \tilde{h}_2)$	$(1, 2, 1)$

TAB. 1.3 – *Contenu en superchamps du MSSM pour les fermions, sfermions et Higgs, avec leur contenu en particules et les nombres quantiques associés.*

Superchamp	Contenu en particles	$SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
$\hat{G}^a$	$g^a, \tilde{g}^a$	$(8, 1, 0)$
$\hat{W}^i$	$W_i, \tilde{w}_i$	$(1, 3, 0)$
$\hat{D}$	$B, \tilde{b}$	$(1, 1, 0)$

TAB. 1.4 – *Contenu en superchamps du MSSM pour les bosons de jauge et les jauginos.*

(de spin $\frac{1}{2}$). On regroupe toutes les particules en *superchamps* (cf. tab. 1.3 et 1.4).

Expérimentalement, on sait qu'il n'y a pas de particule scalaire ayant par exemple une masse de 0,511 MeV et les mêmes nombres quantiques que l'électron : la supersymétrie est donc une symétrie brisée. Les nombres de degrés de liberté bosonique et fermionique du MS étant différents, il s'avère impossible de postuler l'existence de la SUSY entre les particules standard. On est contraint à introduire un superpartenaire pour toute particule standard, ce qui double le spectre du MS. Pour ceci, on a introduit dans la table 1.3, en plus des champs du MS minimal :

- un doublet de $SU(2)_L$ de squarks $\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$ et les singulets de squarks $\tilde{u}_R^*$ et $\tilde{d}_R^*$, partenaires scalaires des quarks.
- les sélectrons et les sneutrinos, $\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L \\ \tilde{e}_L \end{pmatrix}$ et $\tilde{e}_R^*$, partenaires scalaires des électrons et des neutrinos.

On procède de même avec les trois familles de fermions.

De même, les champs de jauge du MS ont des fermions de Majorana comme partenaires supersymétriques :

où :

- $\tilde{g}^a$ désigne les gluinos .
- $\tilde{w}_i$ " les winos .
- $\tilde{b}$ " le bino .

Secteur du Higgs du MSSM

On écrit le superpotentiel W invariant de jauge sous la forme :

$$W = \mu \hat{\Phi}_1 \hat{\Phi}_2 \tag{1.58}$$

où μ désigne le paramètre de masse du higgsino. Sa contribution au potentiel scalaire sera noté V_W. Les groupes de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ contribuent avec V_D :

$$V_D = \sum_a \frac{1}{2} D_a D^a \tag{1.59}$$

où

$$D^a = -g \Phi_i^* T_{ij}^a \Phi_j \tag{1.60}$$

Le potentiel scalaire V s'écrit :

$$V = V_W + V_D = |\mu|^2(|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2) + \frac{g^2 + g'^2}{8}(|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2}|\Phi_1^* \Phi_2|^2 \tag{1.61}$$

Le minimun de V est atteint pour $\Phi_{1,min} = \Phi_{2,min} = 0$ et $V = 0$, et il n'y a pas brisure spontanée de la symétrie électrofaible. La solution la plus simple consiste à introduire des termes de masse brisant explicitement la supersymétrie, en évitant toutefois les divergences quadratiques. On parle de *brisure douce* de la supersymétrie. Le nouveau potentiel s'écrit :

$$\begin{aligned} V &= (|\mu|^2 + m_1^2)|\Phi_1|^2 + (|\mu|^2 + m_2^2)|\Phi_2|^2 - m_{12}\epsilon_{ij}(\Phi_1^i \Phi_2^j + h.c.) \\ &\quad + \frac{g^2 + g'^2}{8}(|\Phi_1|^2 - |\Phi_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2}|\Phi_1^* \Phi_2|^2 \end{aligned} \tag{1.62}$$

On a alors brisure spontanée de la symétrie électrofaible lorsque les composantes neutres des champs de Higgs prennent des valeurs moyennes dans le vide non nulles, soit :

$$\Phi_{1,min} = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_{2,min} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \tag{1.63}$$

Dans les modèles généraux à deux doublets, le secteur du Higgs est décrit par six paramètres libres (cf. (1.51)). Dans le MSSM, le secteur du Higgs n'est

plus décrit, à l'ordre de l'arbre, que par deux paramètres libres : usuellement, on choisit tg β -cf.(1.53)- et M_A, masse du pseudo-scalaire A^0.
Les masses des bosons W et Z^0 s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \frac{g^2}{2}(v_1^2 + v_2^2) \\ M_Z^2 &= \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2) \end{aligned} \tag{1.64}$$

On en tire également les masses des bosons de Higgs :

$$\begin{aligned} M_{H^\pm}^2 &= M_A^2 + M_W^2 \\ M_{h,H}^2 &= \frac{1}{2}(M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_Z^2 M_A^2 \cos^2(2\beta)}) \end{aligned} \tag{1.65}$$

Les équations (1.65) donnent déjà une hiérarchie entre les masses des bosons de Higgs :

$$\begin{aligned} M_{H^\pm} &\geq M_W \\ M_H &\geq M_Z \\ M_h &\leq M_A \\ M_h &\leq M_Z |\cos 2\beta| \end{aligned} \tag{1.66}$$

La dernière relation est de loin la plus intéressante, prédisant l'existence d'un boson de Higgs léger, en dessous de la masse du Z, soit 91,2 GeV. Cependant, les calculs ont été effectués à l'ordre de l'arbre. Il faut aussi tenir compte des corrections radiatives. Celles-ci proviennent essentiellement des quarks top t et de leurs partenaires supersymétriques, les squarks $\tilde{t}$. La supersymétrie étant une symétrie brisée, il y a une différence de masse entre les fermions et les superpartenaires scalaires. La contribution dominante à l'ordre d'une boucle s'écrit :

$$\delta M_H^2 = \frac{3g^2 M_t^4}{4\pi^2 M_W^2} \ln(1 + \frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{M_t^2}) \tag{1.67}$$

soit finalement

$$M_h^2 \leq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \delta M_H^2 \tag{1.68}$$

Dans le cadre de cette théorie, la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs h est de 130 GeV.

1.2.3 Le modèle de supergravité minimal

Le MSSM décrit précédemment souffre d'un défaut dû à la brisure douce de la supersymétrie : il y a au total 124 paramètres libres. En voulant résoudre (entre autres) un arbitraire tel que le réglage fin de la théorie (cf. problème de hiérarchie des échelles d'énergie en 1.1.4), on a généré en même temps un modèle beaucoup moins contraint. Afin de se donner des relations entre tous ces paramètres, on suppose que la supersymétrie est brisée spontanément dans un secteur caché à très haute énergie. Le modèle de supergravité minimal (mSUGRA) suppose que l'interaction gravitationnelle sert de médiateur entre ce secteur caché et le secteur observable. Les masses des jauginos, à l'échelle GUT, prennent la même valeur $m_{1/2}$, les masses des scalaires la même valeur m_0, et les constantes de couplage trilinéaires la valeur A_0. Dans ce modèle mSUGRA, les paramètres libres (en plus de ceux du MS) sont réduits au nombre de cinq :

$$m_0,\ m_{1/2},\ \text{tg}\ \beta,\ \text{signe}(\mu)\ \text{et}\ A_0. \tag{1.69}$$

1.3 Phénoménologie dans le secteur du Higgs

La phénoménologie présentée ci-après [15] est relative à la recherche du (ou des) boson(s) de Higgs neutres à LEP2, à savoir avec une énergie dans le centre de masse au maximun de 210 GeV.

1.3.1 Le boson de Higgs standard

Dans le secteur du Higgs du MS minimal, il n'y a qu'un seul paramètre libre, la masse du boson de Higgs. Les sections efficaces de production ainsi que les rapports d'embranchement sont connus pour une hypothèse de masse donnée.

Production

Le couplage du boson de Higgs à l'électron étant de l'ordre de m_e/v, la production dans la voie s via le processus $e^+e^- \to H$ ne sera pas considérée au vu de sa très faible section efficace. Le mode de production dominant à LEP2 est le processus de Higgs-Strahlung (cf. fig. 1.8).

Il s'agit de la production associée d'un boson de Higgs avec un boson Z. Pour les énergies rencontrées à LEP2 ($130 \leq \sqrt{s} \leq 210$ GeV), la section efficace à l'ordre de l'arbre s'écrit [13] :

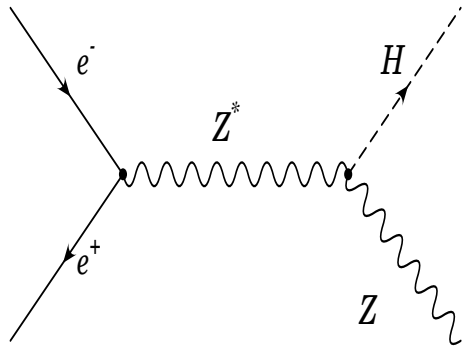


FIG. 1.8 – *Processus de Higgs-Strahlung*

$$\sigma(e^+e^- \to ZH) = \frac{\pi\alpha^2\lambda_{ZH}^{1/2}(\lambda_{ZH} + 12\frac{M_Z^2}{s})(1 + (1 - 4\sin^2\theta_W)^2)}{192s\sin^4\theta_W\cos^4\theta_W(1 - M_Z^2/s)^2} \tag{1.70}$$

avec

$$\lambda_{ZH} = (1 - \frac{M_H^2 + M_Z^2}{s})^2 - \frac{4M_H^2M_Z^2}{s^2} \tag{1.71}$$

La forme de la section efficace est montrée figure 1.9 en fonction de $\sqrt{s}$ [16], ainsi que figure 1.10 en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs. Dans le cas de ce processus, la section efficace subit un effet de seuil lorsque $\sqrt{s} \geq M_Z + M_H$. La plus haute énergie possible est donc nécessaire afin d'avoir le meilleur potentiel de découverte.

Par ordre décroissant, les deux autres modes de production dominants sont la fusion de bosons W et la fusion de bosons Z (cf. fig. 1.11). Les sections efficaces de ces deux processus sont cependant beaucoup plus faibles -d'un (de deux) ordre(s) de grandeur pour la fusion de bosons W (resp. fusion de bosons Z)- que le processus de Higgs-Strahlung à LEP2 (cf. fig. 1.10). Ils seront en fait utilisés dans les canaux énergie manquante (pour la fusion de bosons W) et leptonique (pour la fusion de bosons Z).

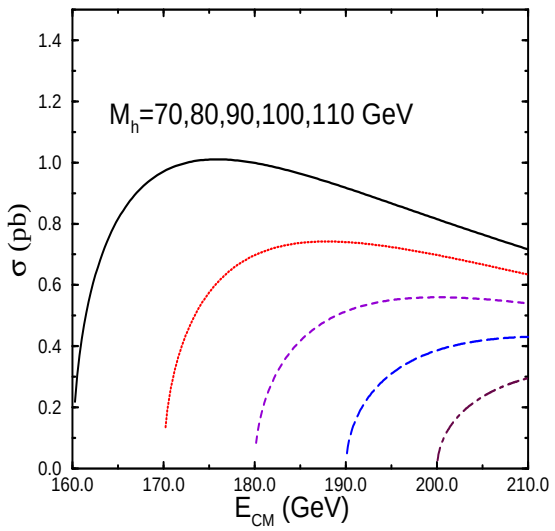


FIG. 1.9 – *Section efficace du processus de Higgs-Strahlung en fonction de* $\sqrt{s}$*, pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs.*

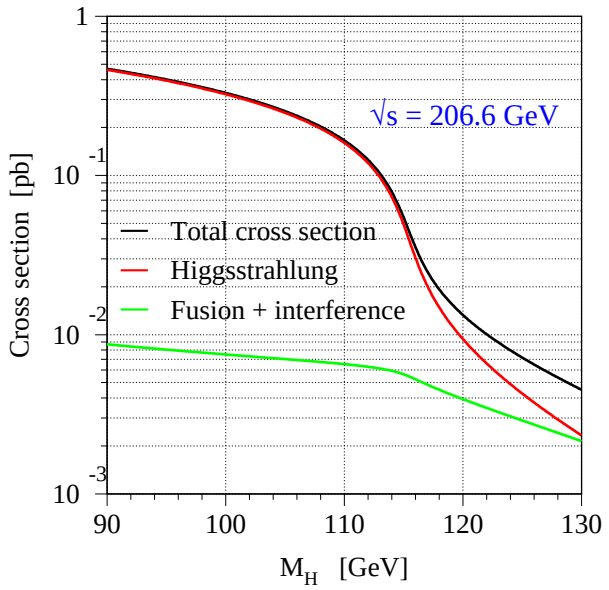


FIG. 1.10 – *Section efficace des principaux mécanismes de production du boson de Higgs standard (Higgs-Strahlung et fusion de bosons jauge* W *ou* Z*) en fonction de l'hypothèse de masse* M_H*.*

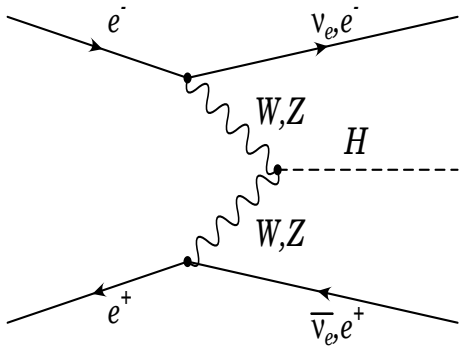


FIG. 1.11 – *Processus de fusion de bosons W ou Z.*

Désintégration

•$H \to f\bar{f}$

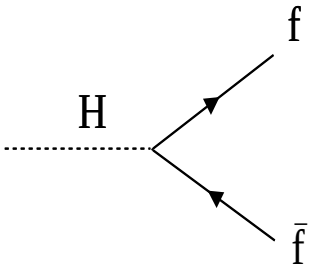


FIG. 1.12 – *Désintégration du boson de Higgs en une paire de fermions $f\bar{f}$.*

La largeur partielle de désintégration du boson de Higgs en une paire de fermions (cf. fig. 1.12) est donnée par [13] :

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \frac{N_c g^2 m_f^2}{32\pi m_W^2}\beta^3 M_H \tag{1.72}$$

N_c, facteur de couleur, prend la valeur 1 pour les leptons, 3 pour les quarks et $\beta \equiv 1 - 4m_f^2/M_H^2$.

•$H \to WW, ZZ$

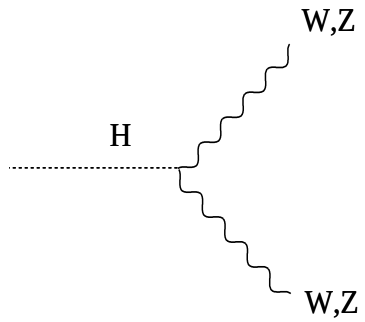


FIG. 1.13 – *Désintégration du boson de Higgs en une paire de bosons de jauge W ou Z.*

La désintégration du boson de Higgs en une paire de bosons W ou Z (cf. fig. 1.13) devient prédominante pour un Higgs lourd. La largeur partielle (pour $M_H \geq 2M_V$) s'écrit :

$$\Gamma(H \to VV) = \delta_V \frac{g^2}{128\pi} \frac{M_H^3}{M_W^2} \sqrt{1 - x_V}(1 - x_V + \frac{3}{4}x_V^2) \tag{1.73}$$

où $x_V = 4M_Z^2/M_H^2$ et δ_V prend la valeur 1 ou 2 respectivement pour les bosons Z et W.
En dessous du seuil cinématique de production d'une paire de bosons de jauge (*ie* pour $M_H < 2M_V$), le boson de Higgs peut se désintégrer en une paire VV^*, où V^* représente un boson de jauge virtuel. La largeur devient alors :

$$\Gamma(H \to VV^*) = \delta'_V \frac{3g^4 M_H}{512\pi^3} f(M_V/M_H) \tag{1.74}$$

où

$$\begin{cases} f(x) = -|1 - x^2|(\frac{47}{2}x^2 - \frac{13}{2} + \frac{1}{x^2}) - 3(1 - 6x^2 + 4x^4)|\ln x| \\ +3\frac{1-8x^2+20x^4}{\sqrt{4x^2-1}} \arccos(\frac{3x^2-1}{2x^3}) \\ \delta'_W = 1 \\ \delta'_Z = \frac{\frac{7}{4} - \frac{10}{3}\sin^2\theta_W + \frac{40}{9}\sin^4\theta_W}{3\cos^4\theta_W} \end{cases}$$

•$H \to gg$

Le boson de Higgs peut aussi se désintégrer en une paire de gluons via une boucle de fermions (cf. fig. 1.14). Comme elle se produit via une boucle, cette désintégration n'est pas aisée pour la gamme de masse considérée. Ce

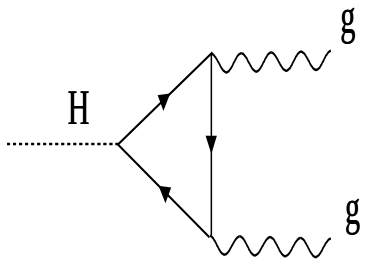


FIG. 1.14 – *H en une paire de gluons.*

mode de désintégration restera toujours dominés par l'un des deux modes précédents (désintégration directe en une paire de fermions ou de bosons de jauge massifs). La lageur partielle s'écrit :

$$\Gamma(H \to gg) = \frac{\alpha_s^2 g^2 M_H^3}{128\pi^3 M_W^2} |\sum_q x_q(1 + (1 - x_q) f(x_q))|^2 \tag{1.75}$$

avec

$$f(x) = \begin{cases} (\arcsin(\sqrt{1/x}))^2 \text{ pour } x \geq 1 \\ -\frac{1}{4}(\ln(\frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}) - i\pi)^2 \text{ pour } x < 1 \end{cases}$$

et $x_q = 4M_q^2/M_H^2$.

L'ensemble des rapports d'embranchement pour le boson de Higgs du MS [17] est résumé figure 1.15.

1.3.2 Les bosons de Higgs des modèles à deux doublets

Production

Il existe deux façons de produire les bosons de Higgs neutres, h et A^0. Tout d'abord, le mécanisme de Higgs-Strahlung (cf. fig. 1.8) en ce qui concerne h, puis la production associée de h et A^0 (production de paire de bosons de Higgs, cf. fig. 1.16).

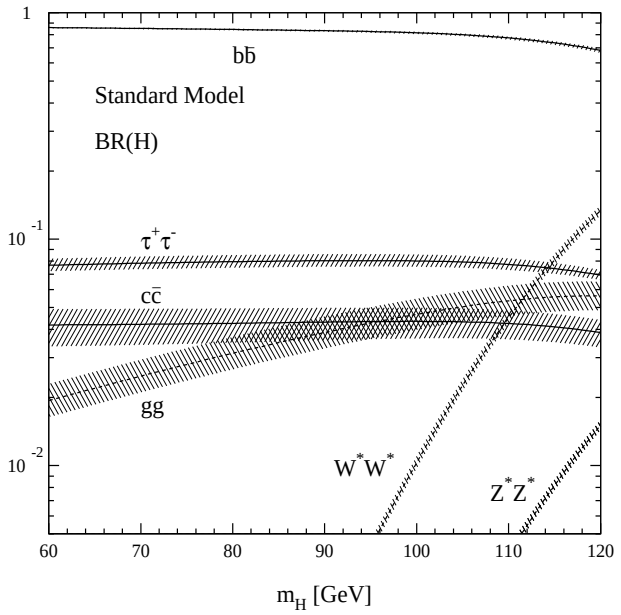


FIG. 1.15 – *Rapports d'embranchement du boson de Higgs standard en fonction de l'hypothèse de masse.*

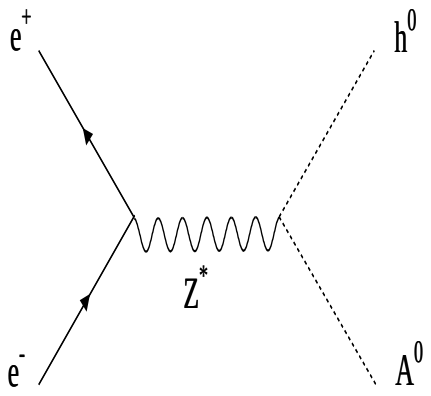


FIG. 1.16 – *Processus de production de paire de bosons de Higgs.*

Les sections efficaces de ces deux mécanismes de production sont en fait proportionnelles à la section efficace du MS décrite en (1.70), avec cependant des facteurs correctifs faisant intervenir les paramètres α et β :

$$\begin{cases} \sigma_{hZ} = \sin^2(\beta - \alpha)\sigma_{HZ}^{SM} \\ \sigma_{hA} = \cos^2(\beta - \alpha)\lambda\sigma_{HZ}^{SM} \end{cases} \tag{1.76}$$

où λ est un facteur d'espace de phases avec $\lambda = \lambda_{hA}^{3/2}/(\lambda_{hZ}^{1/2}(12M_Z^2/s + \lambda_{hZ}))$ et $\lambda_{ij} = (1 - (M_i + M_j)^2/s)(1 - (M_i - M_j)^2/s)$.

Les deux processus sont donc complémentaires. Cependant, pour des grandes valeurs de M_A (> 300 GeV), on dit qu'il y a découplage : le boson de Higgs h a des propriétés identiques au boson de Higgs standard H, et les couplages $\sin(\beta-\alpha)$ et $\cos(\beta-\alpha)$ tendent respectivement vers les valeurs 1 et 0. Pour de plus faibles valeurs de M_A, le processus de Higgs-Strahlung sera favorisé pour de faibles valeurs de tg β, et au contraire le processus de production associée sera dominant pour de grandes valeurs de tg β.

Désintégration

De même que pour la production de bosons de Higgs, où les couplages aux bosons de jauge sont proportionnels à ceux du MS, les couplages de h, H et A^0 aux fermions peuvent être écrits en fonction du couplage ffH du MS. Les coefficients de proportionnalité aux couplages du MS sont résumés ci-après :

	ffh	ffH	ffA
u	$\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$	$\cot\beta$
d	$-\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$	tg β

TAB. 1.5 – *Coefficients de proportionnalité au couplage ffH du MS, pour les bosons de Higgs h, H et A, et pour les fermions de type haut (u) ou bas (d).*

Bibliographie

[1] S. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 569.
A. Salam et J.C. Ward, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 168.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[2] P. Aurenche, *The Standard Model of Particle Physics*, V séminaire rhodanien, Dolomieu, mars 1997.

[3] C.S. Wu *et al.* Phys. Rev. **105** (1957) 1413.

[4] F. Englert et R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
P. W.Higgs, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 132.
T. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.

[5] J. Gunion, H. Haber, G. Kane et S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Frontiers in Physics Series (vol. 80), éd. Addison-Wesley (1990).

[6] 4emes Journées d'Etudes Expérimentateurs/Théoriciens, *Où est passé le boson de Higgs: LEP,TEVATRON,LHC,NLC ?*, Aubière, novembre 2000.

[7] K. Riesselmann, *Limitations of a Standard Model Higgs Boson*, HEP-PH/9711456 (1997).

[8] D.E. Groom *et al.*, The European Physical Journal, **C 15** (2000).

[9] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/2001-098.

[10] B. Jacobsen, *Top Mass from Electroweak Measurements*, CERN-PPE/94-97.

[11] Y. Fukuda *et al.* Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2644.

[12] T. Toshito, the Super-Kamiokande collaboration, *Super-Kamiokande atmospheric neutrino results*, HEP-EX/0105023, 2001.

[13] S. Dawson, *Introduction to Electroweak Symmetry Breaking*, HEP-PH/9901280 (1999).

[14] S. Dimopoulos, H. Georgi, Nucl. Phys. **B 193** (1981) 150.

[15] R. Cahn, D. Froidevaux, J.F. Grivaz, S.F. King, B. Mansoulié, P. Taxil, Ecole d'été de Physique des Particules, *Où est le Higgs?*, GIF 1990.

[16] S. Dawson, *The Standard Model Intermediate Mass Higgs Boson*, HEP-PH/9703387 (1997).

[17] A. Djouadi , M. Spira et P. Zerwas, Z. Phys. **C 70** (1996) 427-433.

Chapitre 2

Aspects expérimentaux

2.1 Le LEP

Le LEP (Large Electron Positron collider) [1] est le plus grand collisionneur e^+e^- existant, avec une circonférence de 26,7 km. Il est situé au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire), près de Genève, à cheval sur la frontière franco-suisse (cf. fig. 2.1).

Les électrons et les positons sont d'abord accélérés jusqu'à 600 MeV par le LIL (Lep Injector Linac) qui regroupe deux accélérateurs linéaires successifs (cf. fig. 2.2). Les particules sont stockées dans l'EPA (Electron Positron Accumulator), puis sont ensuite envoyées dans le PS (Proton Synchroton), puis le SPS (Super Proton Synchroton) où elles sont accélérées respectivement jusqu'à 3,5 GeV puis 22 GeV : il s'agit de l'énergie nominale des particules envoyées dans le LEP.

Les électrons et les positons sont regroupés par paquets d'environ 10^{12} particules, qui se croisent tous les 22 μs en quatre points précis où se trouvent les détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. L'accélération des particules dans le LEP, de type synchrotron, est réalisée dans les parties rectilignes grâce à des cavités (la plupart supraconductrices) générant un champ électrique alternatif. La fréquence de ce champ (352,2 MHz) est réglée très précisément afin de correspondre à la période de révolution des particules. La trajectoire des paquets de particules est courbée en utilisant des aimants dipolaires, qui génèrent une force de Lorentz dirigée vers le centre de l'anneau. La focalisation des faisceaux est assurée par d'autres aimants quadripolaires et octupolaires.

Le collisionneur LEP a atteint son apogée en l'an 2000, portant l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) jusqu'à 209 GeV au maximum. La luminosité intégrée collectée par les quatre détecteurs pour $\sqrt{s}$ au-delà de 189 GeV fut

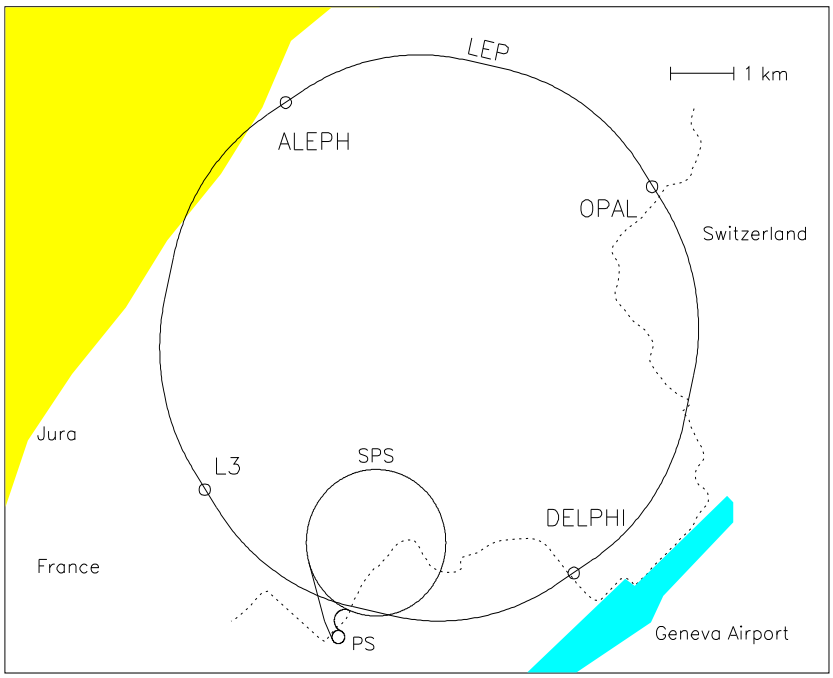


FIG. 2.1 – *Le LEP.*

ainsi de 2,465 fb^{-1}. La table 2.1 donne un résumé des luminosités collectées par l'expérience L3 au cours de la phase LEP2.

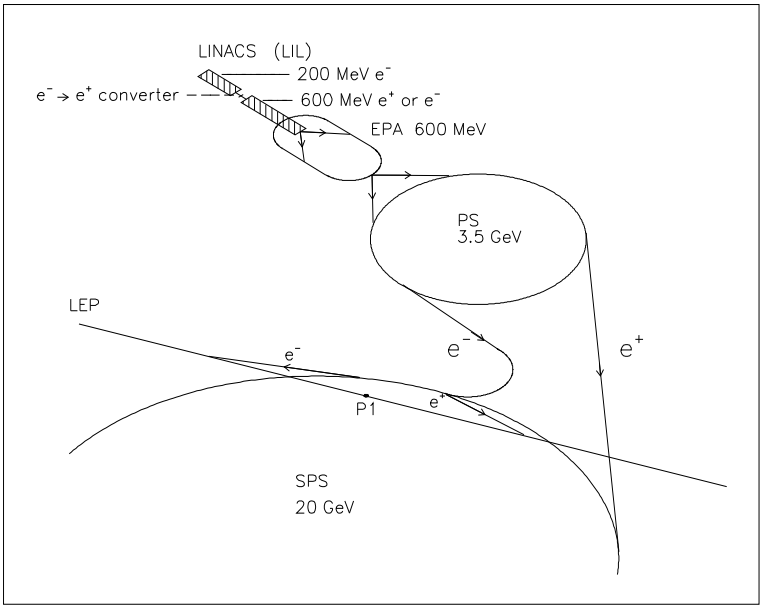


FIG. 2.2 – *Accélération des particules jusqu'au LEP.*

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})
130	6,1
136	5,8
161	10,8
172	10,2
183	55,5
189	176,4
192	29,8
196	84,1
200	83,3
202	37,1
202-206	145,3
206-209	72,0

TAB. 2.1 – *Luminosités intégrées collectées par le détecteur L3 pendant la phase LEP2.*

2.2 Le détecteur L3

2.2.1 Présentation générale

Le détecteur L3 [2] a été optimisé pour l'étude des électrons, des photons et des muons avec la meilleure résolution possible. Les différents sous-détecteurs se trouvent ainsi à l'intérieur d'un aimant de 7800 tonnes, qui crée un champ magnétique uniforme de 0,51 Tesla. On trouve dans l'ordre à partir du tube du LEP (cf. fig. 2.3) :

- un détecteur de micro-vertex, puis une chambre à expansion temporelle pour la détection des particules chargées.
- un calorimètre électromagnétique.
- un calorimètre hadronique.
- le tube de support, englobant l'ensemble des sous-détecteurs précédents.
- des chambres à muons.

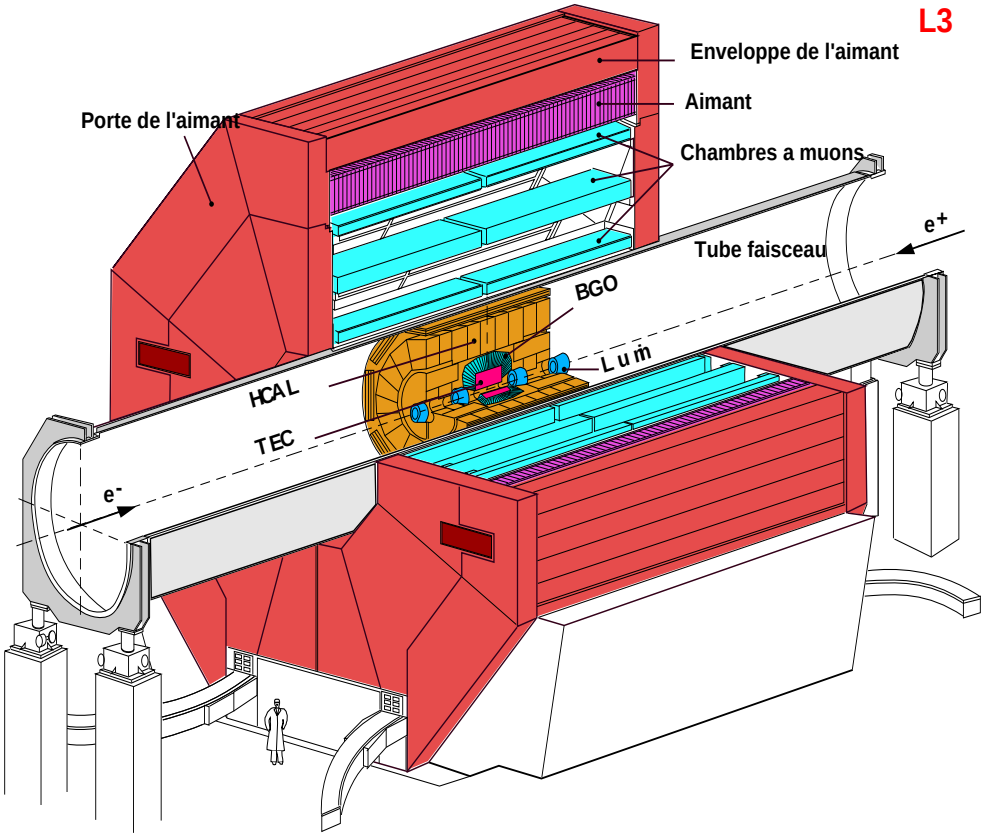


FIG. 2.3 – *Le détecteur L3, vue en perspective.*

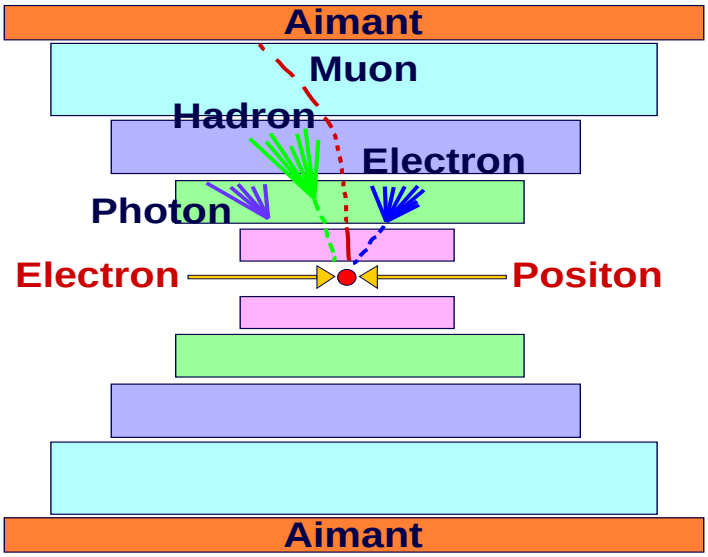


FIG. 2.4 – *Principe de détection des particules.*

De plus, il y a des détecteurs à bas angles : le luminomètre et les ALR (Active Lead Rings, placés entre le luminomètre et le calorimètre électromagnétique). Les EGAP (Electromagnetic calorimeter to fill the bgo GAP) complètent l'espace entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique. La figure 2.5 montre une vue transverse du détecteur.

Dans la suite, on note Ox, Oy et Oz les trois axes, avec O le centre géométrique du détecteur, Ox l'axe dirigé vers le centre du LEP et Oz l'axe du faisceau dirigé dans le sens des électrons. Oy est définit en imposant que le trièdre $(Oxyz)$ soit direct. Les coordonnées cylindriques correspondantes sont notées r, ϕ et z ; θ est l'angle avec l'axe Oz.

La figure 2.4 résume le principe de détection des particules dans L3. S'il s'agit d'un électron ou d'un photon, il y aura un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique avec, respectivement, une trace associée ou non. Dans le cas d'un hadron, le dépôt d'énergie commence dans le calorimètre électromagnétique, mais se fait essentiellement dans le calorimètre hadronique. Quant aux muons, ils sont au minimum d'ionisation dans chacun des sous-détecteurs.

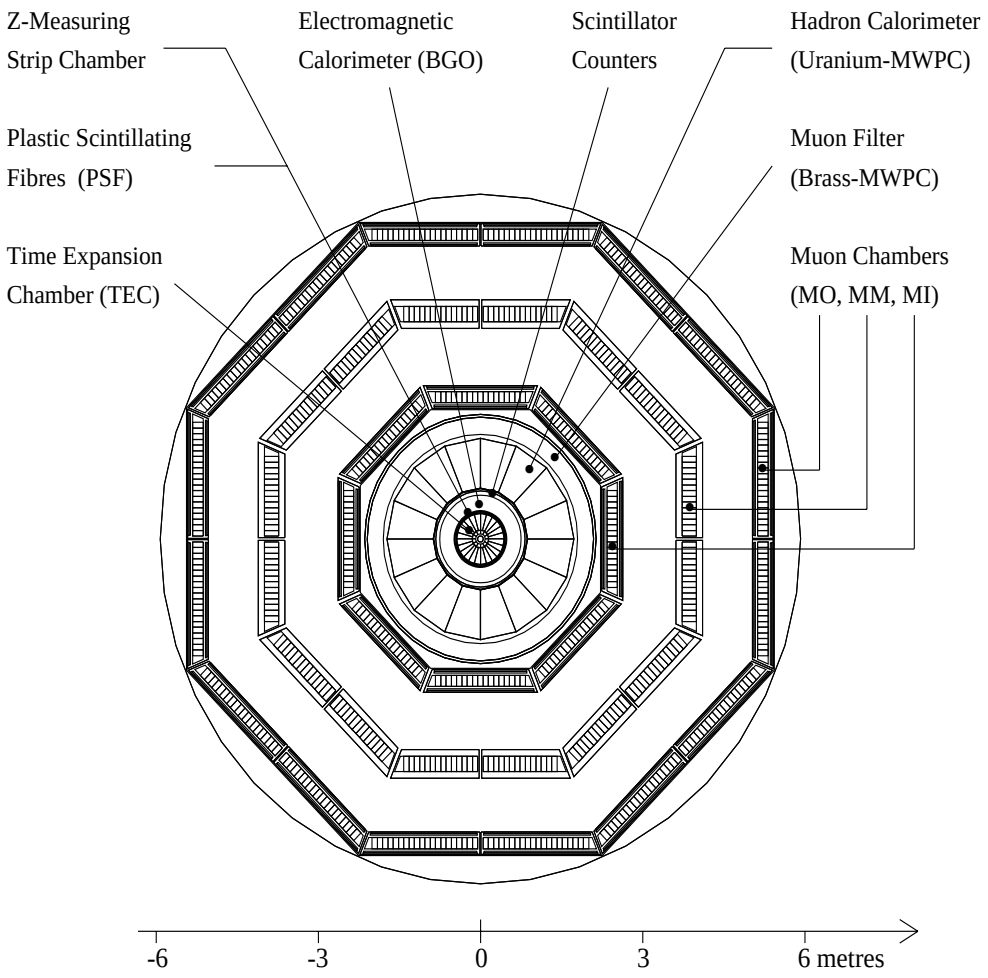


FIG. 2.5 – *Le détecteur L3, vue dans le plan transversal $r\phi$.*

2.2.2 Les détecteurs de traces internes

Le premier détecteur que rencontrent les particules à partir du point d'interaction est le SMD (Silicon Microvertex Detector) [3] . Il est placé juste autour du tube à vide. Le but de ce sous-détecteur est de repérer les vertex secondaires. La reconnaissance des jets issus de quarks b en dépend donc crucialement, et par-là même la physique du boson de Higgs.

Le SMD est constitué de 24 plaquettes de silicium double face, réparties en deux couches de 12 chacune (cf. fig. 2.6).

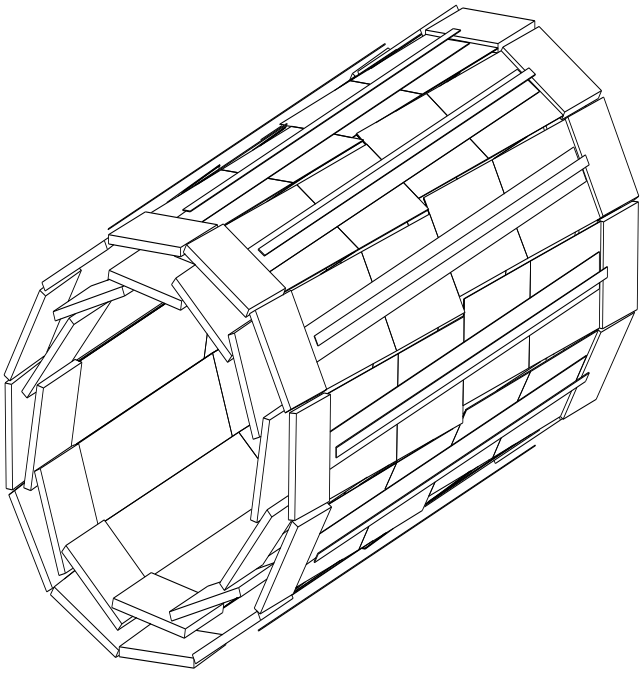


FIG. 2.6 – *Vue du SMD en perspective.*

La couverture angulaire de la couche interne (respectivement externe) est : $21° \leq \theta \leq 159°$ (resp. $29° \leq \theta \leq 151°$). Les résolutions spatiales atteintes par ce sous-détecteur sont de 7 μm dans le plan $r\phi$ et 14 μm dans le plan longitudinal (noté sz).

On trouve ensuite la TEC (Time Expansion Chamber) [4] pour la détection des particules chargées. Pour cela, on utilise deux chambres à dérives cylindriques, qui sont nommées TEC interne et TEC externe (cf. fig. 2.7).

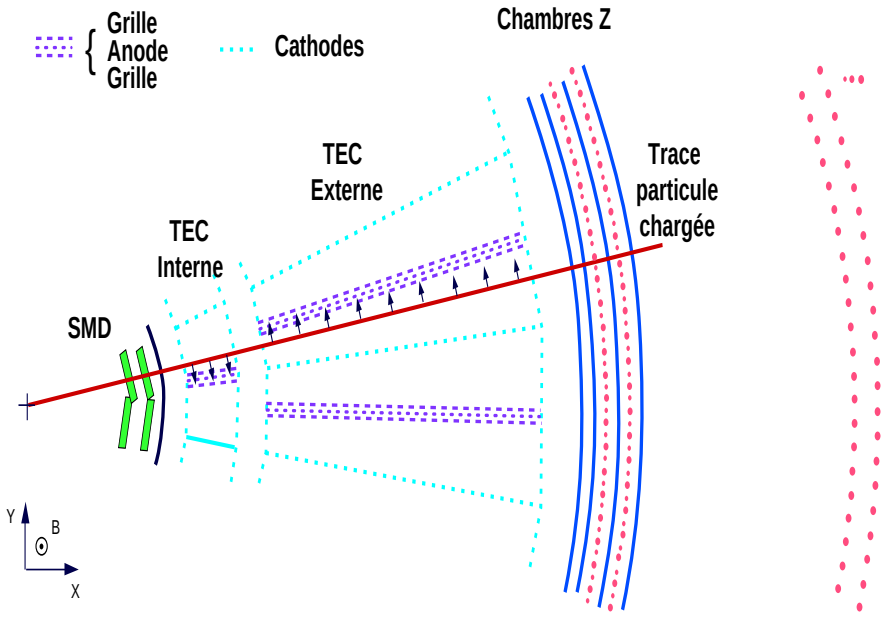


FIG. 2.7 – *Coupe dans le plan $r\phi$ du SMD et la TEC.*

Le principe de détection est basé sur l'ionisation du gaz (80% de CO_2 et 20% de C_4H_{10}) contenu dans les chambres à dérive lors du passage de la particle chargée (cf. fig. 2.8). Les électrons produits dérivent alors à vitesse constante entre le plan de cathode et le plan de grilles (région de dérive où le gradient du champ électrique est faible). Ensuite, une avalanche a lieu entre le plan de grilles et le plan d'anodes (région d'amplification où le gradient de champ est fort), et une anode peut ainsi récupérer le signal amplifié. Connaissant la vitesse de dérive des électrons (6 $\mu m/ns$), on en déduit les différents points d'ionisation, avec une résolution de l'ordre de 50 à 60 μm. On associe plusieurs points afin de reconstituer des traces, et ainsi la trajectoire complète de la particule chargée. La TEC interne comprend 12 ensembles de plans d'anodes (entourés chacun de deux plans de grilles), tandis que la TEC externe en comporte 24. Les deux informations combinées permettent de lever l'ambiguité sur la position dans le plan $r\phi$ due à la symétrie autour

d'un plan d'anodes.

De plus, une chambre proportionnelle à fils, appelée chambre Z, permet de donner la position de la trace dans le plan sz avec une résolution de $320\mu m$.

La résolution obtenue sur l'impulsion tranverse (p_t) des particules est [4] :

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = 0,02 \text{ GeV}^{-1} \tag{2.1}$$

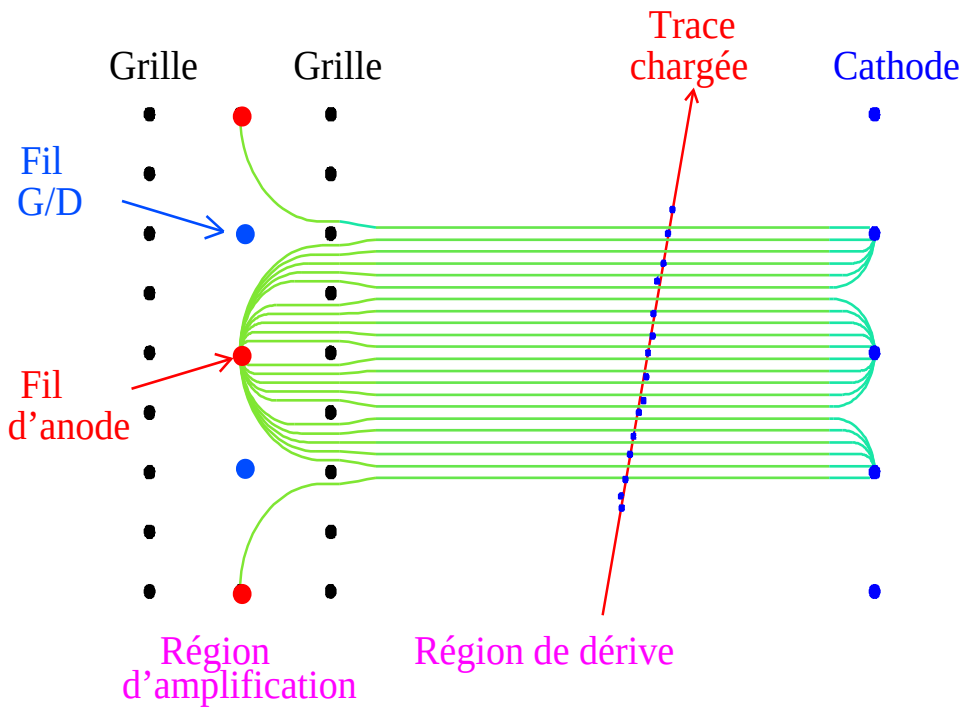


FIG. 2.8 – *Vue des lignes du champ électrique entre les anodes et les cathodes.*

2.2.3 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique a été optimisé afin d'obtenir une très bonne résolution à la fois spatiale et en énergie pour les photons et les électrons, sur une gamme d'énergie de 100 MeV à 100 GeV [5] . Il est constitué d'environ 11000 cristaux de BGO (germanate de bismuth, de formule $Bi_4Ge_3O_{12}$) pointant vers le centre du détecteur (cf. fig. 2.9).

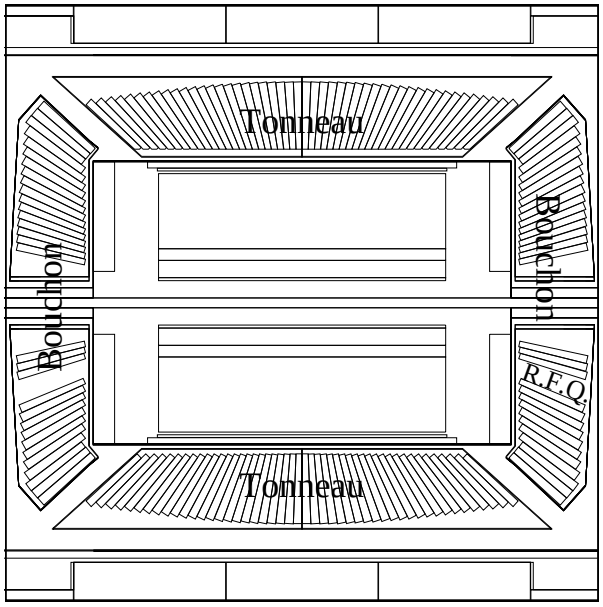


FIG. 2.9 – *Vue longitudinale du calorimètre électromagnétique.*

Le BGO est un matériau dense avec un fort pouvoir d'arrêt pour les particules électromagnétiques, ceci étant lié à sa courte longueur de radiation ($X_0 = 1,12$ cm). Il est utilisé pour le développement des gerbes électromagnétiques et aussi pour mesurer leur énergie. En effet, le BGO étant un matériau intrinsèquement scintillateur, il convertit l'énergie déposée par les particles en un flux lumineux. La résolution en énergie est de l'ordre de 5% à 100 MeV, et de l'ordre de 1% au-delà de 2 GeV (cf. fig. 2.10). Ceci est rendu possible par la calibration de ce calorimètre par un dispositif utilisant un accélérateur RFQ (Radio Frequency Quadrupole accelerator) [6]. Quant à la résolution spatiale, elle est inférieure à $0,5°$ sur le point d'impact (déterminé par le calcul du centre de gravité de la gerbe de particules).

Les cristaux de BGO ont la forme d'une pyramide tronquée de 24 cm de long, avec une petite base de $2 \times 2\text{cm}^2$ et une grande base de $3 \times 3\text{cm}^2$ (cf. fig. 2.11). Sur cette dernière sont collées deux photodiodes qui récupèrent la

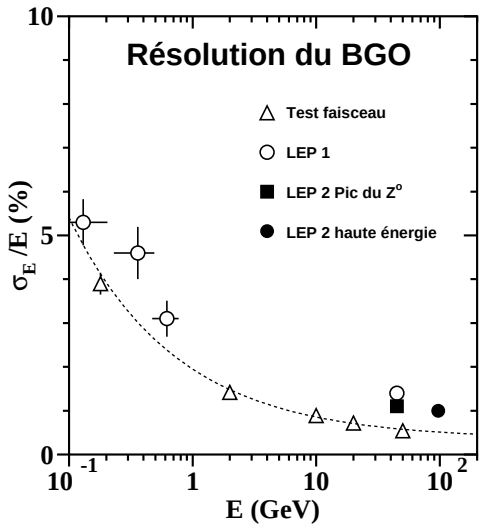


FIG. 2.10 – *Résolution en énergie du BGO pour des particules électromagnétiques (électrons ou photons).*

lumière émise par le BGO. Enfin, les cristaux se trouvent dans des alvéoles faites en fibre de carbone, dont l'épaisseur varie entre 200 et 250 μm. Afin d'éviter que des particules ne passent directement dans ces parois en carbone à partir du centre d'interaction, les cristaux sont inclinés de 10 mrad dans le plan $r\phi$. La couverture angulaire atteinte est la suivante : $9,9° \leq \theta \leq 36,4°$ (bouchon), $42,5° \leq \theta \leq 137,5°$ (tonneau) et $143,6° \leq \theta \leq 170,1°$ (bouchon).

Le calorimètre électromagnétique permet de différencier les particules telles que les électrons (ou photons) des hadrons. Le dépôt d'énergie d'une particule électromagnétique dans le BGO sera très concentré (rayon de Molière $R_M = 2,3$ cm, c'est-à-dire le rayon d'un cylindre d'axe la direction de la particule électromagnétique et contenant 90% de son énergie), avec près de 70% de l'énergie déposée dans un seul cristal (cf. fig. 2.12). La présence (resp. l'absence) d'une trace dans la TEC associée au dépôt dans le BGO caractérisera un électron (resp. un photon). Les hadrons commencent de déposer une partie de leur énergie dans le BGO, mais avec une gerbe beaucoup plus étendue que dans le cas des électrons ou des photons.

L'espace laissé libre entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique a été comblé en 1996 par un sous-détecteur appelé EGAP [7]. Chacun des deux EGAP est constitué de 24 modules de plomb contenant des fibres scintillantes. La couverture angulaire des EGAP est : $38° \leq \theta \leq 42°$

et $138° \leq \theta \leq 142°$. Ils permettent d'améliorer l'herméticité des calorimètres de L3, donc d'en augmenter l'acceptance et surtout d'améliorer la résolution sur la mesure de l'énergie manquante.

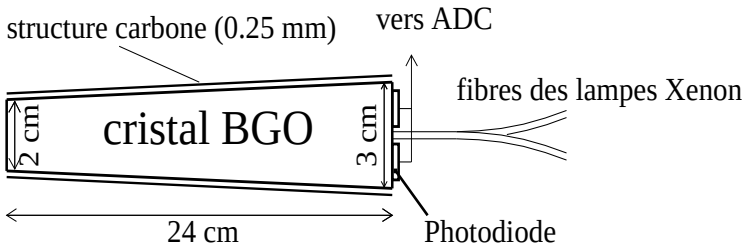


FIG. 2.11 – *Un cristal du calorimètre électromagnétique.*

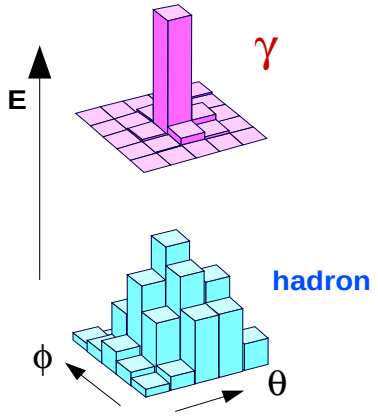


FIG. 2.12 – *Dépôts d'énergie laissés par différents types de particules.*

2.2.4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [8] est composé d'une alternance de plaques d'uranium appauvri et de chambres à fils. Les gerbes provenant des particules hadroniques sont progressivement absorbées par l'uranium. Les chambres à fils permettent de mesurer l'énergie déposée. Celles-ci sont croisées afin de mesurer alternativement dans le plan $r\phi$ et le plan sz. Le tonneau de ce calorimètre est constitué de 9 anneaux contenant chacun 16 modules. Quant aux bouchons, ils contiennent 3 anneaux (repérés sur la figure 2.13 par HC1, HC2 et HC3) de 8 modules. Par souci d'herméticité, la couverture angulaire est plus importante que les sous-détecteurs précédents : $5,5° \leq \theta \leq 174,5°$.

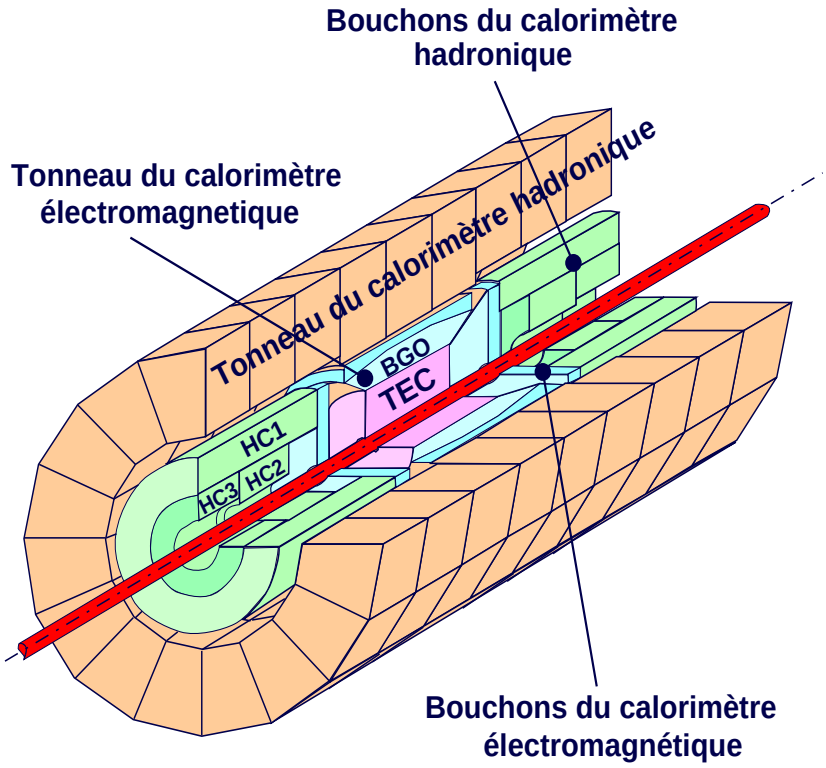


FIG. 2.13 – *Le calorimètre hadronique.*

On trouve également des scintillateurs plastiques (30 au total) placés entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. Ils servent au déclenchement des événements hadroniques, mais peuvent également discri-

miner les muons cosmiques d'une paire de muons provenant du centre d'interaction (on utilise la mesure du temps de vol, sachant que celui-ci est de $6ns$ pour un muon cosmique touchant deux scintillateurs opposés). Enfin, un filtre à muons se trouve entre le calorimètre hadronique et le tube support. Il est composé de calorimètres en laiton. Il permet de stopper complètement les gerbes hadroniques, et d'améliorer l'efficacité d'identification des muons.

A ce stade, on a décrit l'ensemble de la calorimétrie, permettant la mesure de l'énergie. La résolution en énergie du calorimètre hadronique est de la forme [9] :

$$\frac{\Delta E}{E} = (\frac{55}{\sqrt{E}} + 5)\% \tag{2.2}$$

La calibration en énergie de la calorimétrie dans L3 est effectuée grâce à la production de deux jets émis dos à dos (provenant de la désintégration d'un boson Z), dans la partie centrale du détecteur ($5,5° \leq \theta \leq 174,5°$). La résolution en énergie observée, avec deux jets hadroniques de 45 GeV chacun, est de 10,2 % [9].

2.2.5 Les chambres à muons

Le tonneau de ce sous-détecteur [10] est constitué de 2×8 modules, situés entre le support du tube et l'aimant (cf. fig. 2.14). Chaque module contient trois couches de chambres à dérive (cf. fig. 2.15). La couche interne est composée d'une chambre à dérive dédiée à la mesure dans le plan $r\phi$, appelée chambre P, ainsi que deux autres chambres pour la mesure dans le plan sz, appelées chambres Z. La couche médiane contient ainsi deux chambres P, et la couche externe totalise deux chambres P et quatre chambres Z. La couverture angulaire du tonneau est : $44° \leq \theta \leq 136°$.

Le principe de la mesure consiste à déterminer très précisément la courbure de la trajectoire des muons, ceci grâce au champ magnétique de 0,51 T qui règne dans le détecteur. Ainsi pour des muons de 50 GeV issus du point d'interaction, la déviation observée par rapport à une ligne droite sera de : $s = 3,4$ mm (cf. fig. 2.16).

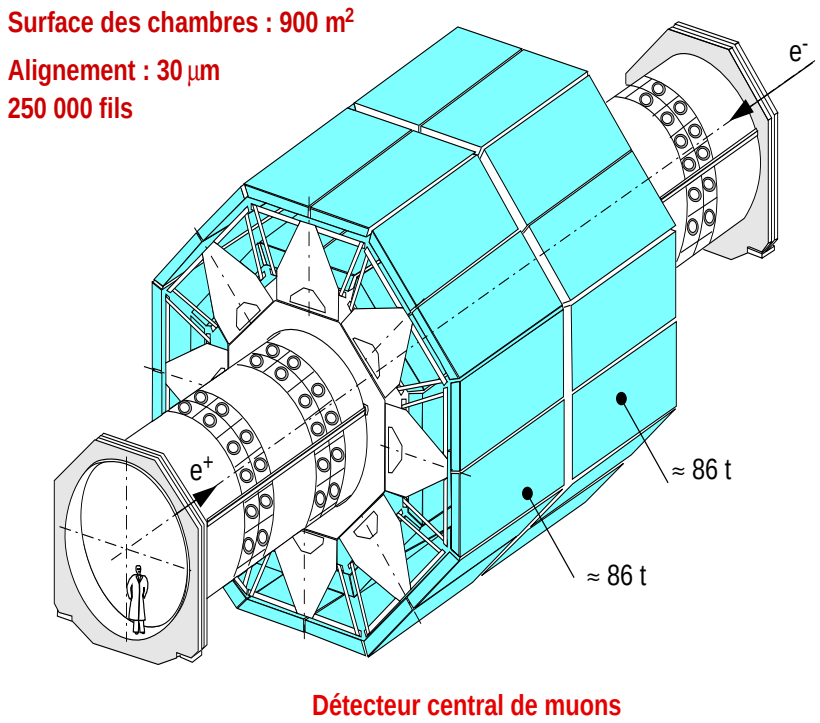


FIG. 2.14 – *Vue d'ensemble des chambres à muons.*

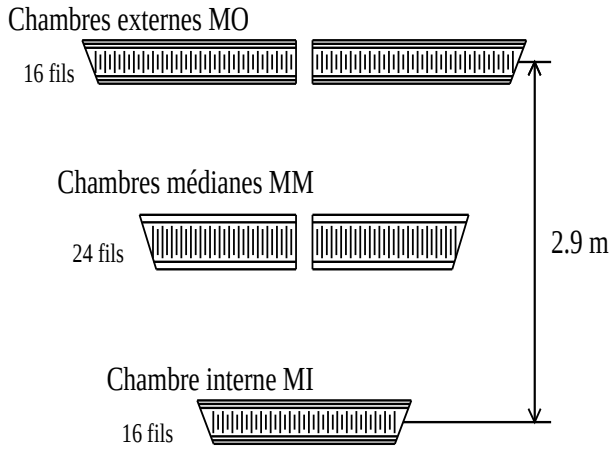


FIG. 2.15 – *Les chambres à muons.*

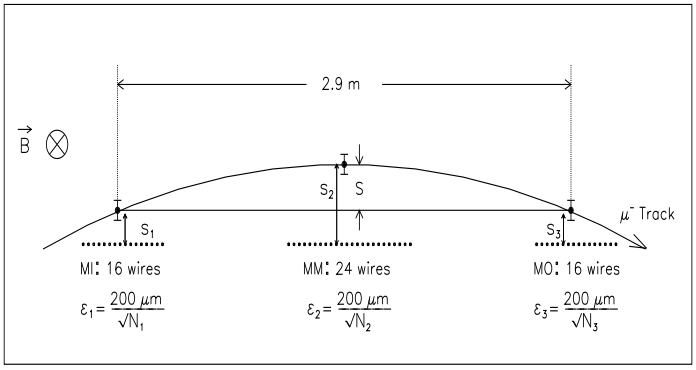


FIG. 2.16 – *Courbure de la trajectoire d'un muon.*

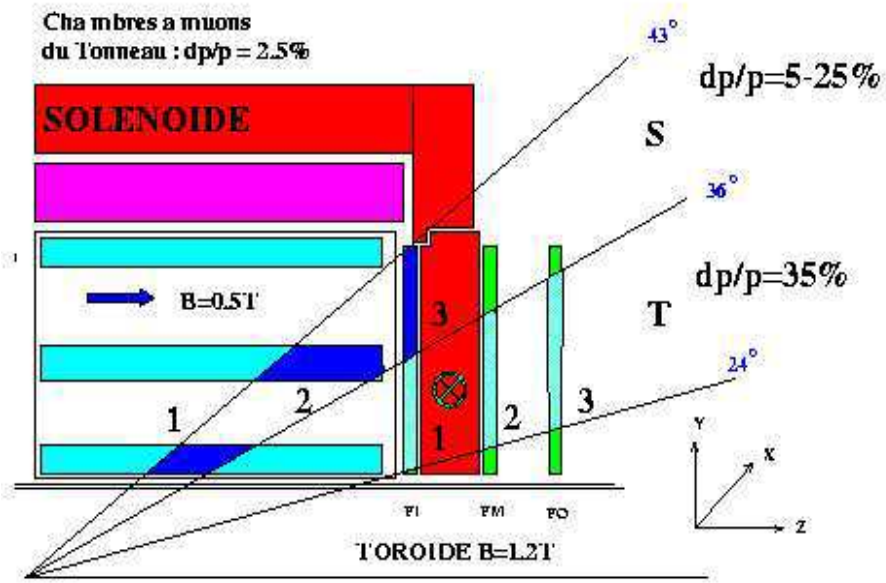


FIG. 2.17 – *Résolutions atteintes sur l'impulsion des muons.*

Afin d'augmenter l'acceptance, trois couches de chambres à dérive ont été ajoutées en 1995 sur les portes du détecteur. L'une des couches se trouve à l'intérieur, les deux autres à l'extérieur. Ces chambres permettent de couvrir la région : $24° \leq \theta \leq 43°$. Les résolutions atteintes sur l'impulsion des muons dépendent des différentes chambres touchées (cf. fig. 2.17). Si les trois principales chambres à muons le sont, on a une résolution de $2,5\%$ sur l'impulsion de muons de 45 GeV, issus du point d'interaction. Cette résolution atteint 25% si seulement deux chambres sont touchées, et 35% si une seule l'est.

2.2.6 Les détecteurs à bas angles

Le luminomètre

Les deux détecteurs de luminosité sont composés de cristaux de BGO, afin d'étudier le processus de diffusion Bhabha à bas angles (cf. fig. 2.18). La section efficace de ce processus étant calculée très précisément, on remonte ainsi à la luminosité collectée par le détecteur. Ces sous-détecteurs couvrent la région angulaire (cf. fig. 2.19) : $1,7° \leq \theta \leq 3,9°$ et $176,1° \leq \theta \leq 178,3°$. La résolution en énergie est de 2%.

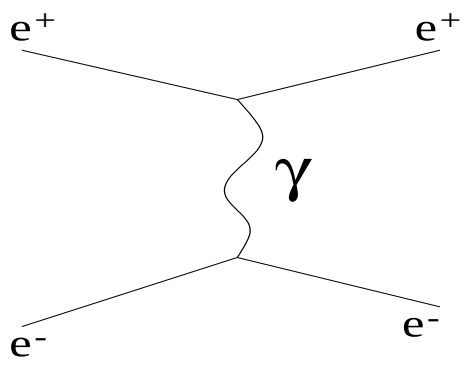


FIG. 2.18 – *Processus dominant de diffusion Bhabha.*

Les ALR

Les ALR [11] sont constitués de couches de plomb et de scintillateurs (cf. fig. 2.19), ces dernières assurant la mesure de l'énergie et la position des gerbes. Ils sont destinés à compléter l'acceptance entre le luminomètre et le calorimètre électromagnétique. Ils couvrent la région : $3,9° \leq \theta \leq 9°$ et $171° \leq \theta \leq 176,1°$. La résolution en énergie des ALR est de 15%. Les résolutions angulaires sont de $2°$ en ϕ et $0,2°$ en θ.

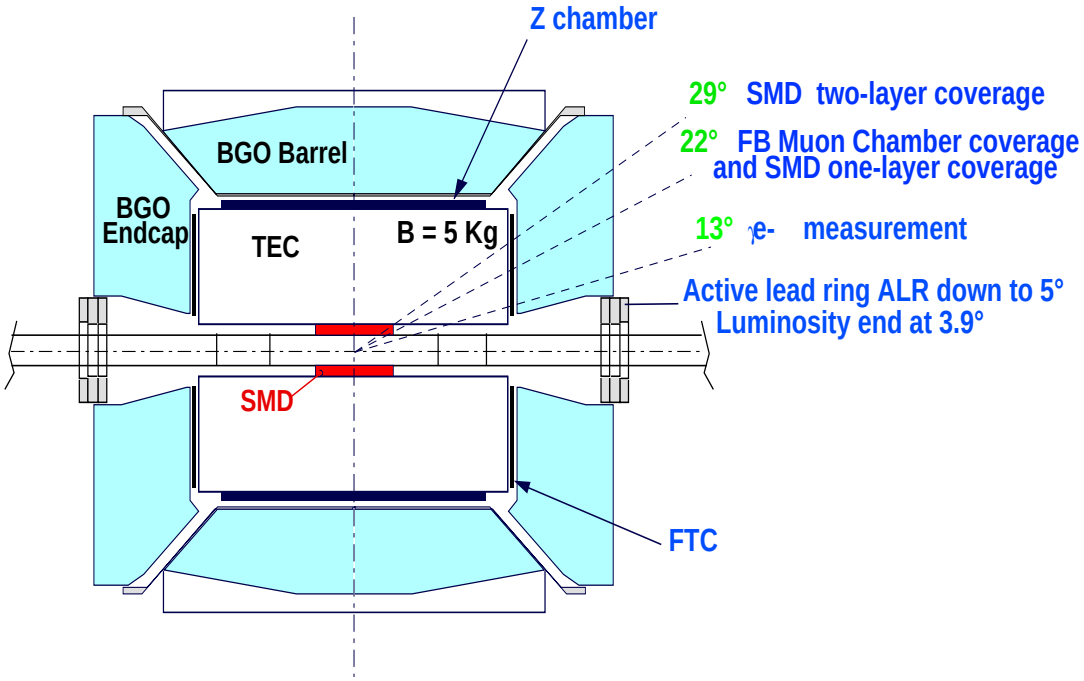


FIG. 2.19 – *Couverture angulaire de différents sous-détecteurs.*

2.2.7 Le déclenchement des événements dans L3

Au LEP, il se produit un croisement de faisceau tous les 22 μs, soit une fréquence de 45 kHz. Cependant, le temps nécessaire afin d'enregistrer les données relatives à un événement est de 2,5 ms dans L3. On parle de temps mort, car on ne peut pas simultanément prendre d'autres données. Le rôle du déclenchement est donc de décider si on doit stocker ou non un événement, bloquant ainsi la prise de données. Cette procédure de déclenchement est elle-même composée de trois niveaux. Le taux de déclenchement final, après le niveau 3, est de seulement quelques Hz.

Le déclenchement niveau 1

Le déclenchement niveau 1 constitue le principal facteur de réduction du taux d'événements. Il est limité à environ 20 Hz, et s'allume si l'un au moins des quatre sous-déclenchements suivants est activé :

- le déclenchement en énergie :

Ce déclenchement analyse l'énergie déposée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique, ainsi que dans le luminomètre. Plusieurs conditions sont suffisantes individuellement. Tout d'abord, le déclenchement dû aux luminomètres permet de sélectionner les événements Bhabha à bas angles, afin de mesurer la luminosité. On demande pour cela deux dépôts d'énergie de plus de 15 GeV, chacun dans une hémisphère du détecteur. Ensuite, concernant les événements hadroniques, deux autres conditions sont : soit un dépôt d'énergie localisé (cluster), qui dépasse 7 GeV, ou seulement 3 GeV si une trace TEC est associée ; soit une énergie dépassant certains seuils dans les différentes parties (tonneaux et bouchons) des calorimètres, et notamment si l'énergie totale (dans les calorimètres) excède 20 GeV.

• le déclenchement TEC :

Le déclenchement TEC est activé lorsque l'on trouve des traces présentant des caractéristiques analogues à d'autres traces de référence. Pour analyser plus vite les données, la TEC est découpée en 96 fois 14 blocs, correspondant respectivement au découpage de la TEC interne et de la TEC externe.

• le déclenchement muon :

Celui-ci est activé lorsque des traces sont détectées dans les chambres à muons. En tenant compte de l'information sur les scintillateurs touchés, on peut éviter de sélectionner les muons cosmiques.

• le déclenchement scintillateurs :

Il permet de repérer si au moins cinq scintillateurs ont été touchés dans un intervalle de 30 ns, et concerne surtout les événements à grande multiplicité.

A ces quatre conditions formant le niveau 1, il convient d'ajouter le déclenchement aléatoire d'événements sans qu'il y ait eu de collisions. Les données ainsi collectées permettent d'étudier le bruit du détecteur.

Les autres déclenchements

Les événements sélectionnés par le niveau 1, mais n'ayant activé qu'un seul des quatre sous-déclenchements, sont susceptibles d'être éliminés par les déclenchements niveau 2 et niveau 3 successivement. Ces deux filtres peuvent notamment éliminer les événements dus au bruit de fond (bruits du détecteur ou bruit du LEP, comme les interactions entre le faisceau et les molécules de gaz résiduelles). Près du tiers des événements passant le niveau 1 sont rejetés par le niveau 2. Le niveau 3 en rejette encore plus de 50 %.

Bibliographie

[1] LEP design report vol.2, *The LEP main ring*, CERN-LEP/TH/84-01 (1984)

[2] L3 Collaboration B. Adeva *et al.*, *The construction of the L3 experiment*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 289** (1990) 35-102.

[3] L3 Collaboration M. Acciarri *et al.*, *The L3 Silicon Microvertex Detector*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 351** (1994) 300-312.

[4] L3 Collaboration F. Beissel *et al.*, *Construction and performance of the L3 central tracking detector*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 332** (1993) 33-55.

[5] L3 Collaboration J.A. Bakken *et al.*, *Study of a BGO calorimeter using electron and hadron beams from 1 to 50 GeV*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 228** (1985) 294-302.

[6] R.Y. Zhu, *Precision calibration of electromagnetic calorimeters with a radio-frequency quadrupole accelerator*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 306** (1991) 145-149.

[7] G. Basti *et al.*, *The L3 lead-scintillating fiber calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 374** (1996) 293-298 ;

A. Balandras, *Recherche de Supersymétrie dans les canaux avec un ou deux leptons avec le détecteur L3 à LEP*, thèse LAPP 2000, p.56-76.

[8] L3 Collaboration A. Arefiev *et al.*, *Proportional Chambers for the Barrel Hadron Calorimeter of the L3 Experiment*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 275** (1989) 71-80.

[9] A. Klimentov, *The L3 Uranium Hadron Calorimeter*, conférence CALOR99, 13-19 juin 1999.

[10] L3 Collaboration B. Adeva *et al.*, *Test Results of the L3 Precision Muon Detector*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 289** (1990) 335-341.

[11] M. Chemarin *et al.*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 349** (1994) 345-355 ;

G. Grenier, *Recherche de particules supersymétriques à l'aide de photons avec le détecteur L3 à LEP2*, thèse IPNL 2000-43, p.40-45.

Chapitre 3

Analyse

3.1 La topologie "deux jets et énergie manquante"

3.1.1 Topologie HZ dans le Modèle Standard

La topologie est définie vis-à-vis des objets reconstruits dans l'état final (par exemple jet, électron, énergie manquante ...). On a choisit de s'intéresser à la topologie "deux jets et énergie manquante" où deux quarks donnent lieu à deux jets de particules, tandis que deux neutrinos, échappant à la détection, sont signalés par de l'énergie manquante.

On a vu dans le chapitre 1 que le principal mode de production du boson de Higgs du MS à LEP2 est le Higgs-Strahlung (cf. fig. 1.8). La désintégration du boson de Higgs donnant principalement une paire de quarks b sur toute la gamme de masse accessible, la topologie sera principalement déterminée par la désintégration du boson Z. Celui-ci peut donner une paire de quarks, de neutrinos ou de leptons chargés (dans ce cas, on distinguera l'identification d'une part des électrons et des muons, et d'autre part des taus : ceux-ci donnent des minijets et de plus peuvent provenir du boson de Higgs). Les quatre topologies sont présentées figure 3.1.

Dans cette topologie "deux jets et énergie manquante", le signal Higgs du MS sera donc caractérisé par deux jets, issus dans la plupart des cas de quarks b, eux-mêmes provenant du boson de Higgs. Le boson Z se désintégrant en une paire de neutrinos, ce canal représente environ 20 % des événements de signal attendu pour la gamme de masse du boson de Higgs considérée. On a ainsi une double contrainte cinématique sur les masses visible et manquante ; ces dernières devant correspondre, aux incertitudes de mesure près, à la masse du boson de Higgs et à celle du boson Z, respectivement.

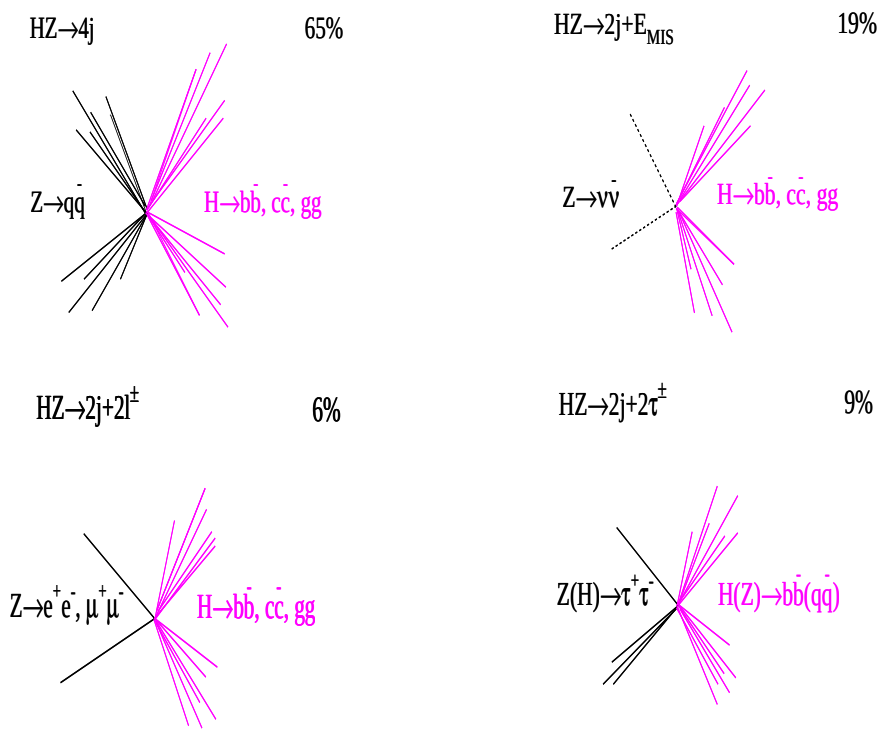


FIG. 3.1 – *Les différentes topologies du boson de Higgs du MS. Les pourcentages indiqués représentent les contributions de chaque topologie, dans le cas d'une hypothèse de masse du boson de Higgs de 95 GeV.*

3.1.2 Topologie hZ dans le MSSM

La topologie hZ dans le cadre du MSSM et pour de faibles valeurs de $\tan\beta$ est très proche de celle du MS. En effet, parmi les deux processus de production de bosons de Higgs, le Higgs-Strahlung est privilégié par rapport à la production associée de h et de A. Les quatre topologies décrites précédemment sont identiques dans le cas du MSSM. De plus, le rapport d'embranchement du boson de Higgs h en une paire de quarks $b\bar{b}$ étant encore dominant, on réutilisera en fait la même analyse, mais étendue sur une gamme de masse du boson de Higgs plus large.

3.1.3 Topologie hZ indépendante de la saveur des quarks

Dans le cas du MS, les recherches sont optimisées pour une hypothèse de masse proche de la limite cinématique, soit $M_h = \sqrt{s} - M_Z$. En effet, à

chaque augmentation de l'énergie du LEP, une nouvelle limite observée était donnée, permettant de se focaliser sur un domaine de masse restreint. Il en résulte que les deux jets seront à la fois très coplanaires et colinéaires, car provenant d'une particule (le boson de Higgs) émise pratiquement au repos. Dans les modèles à deux doublets, on s'intéresse à une gamme de masse plus vaste, qui commence bien en dessous de la limite cinématique. Les deux jets provenant des quarks issus du boson de Higgs n'ont donc plus les mêmes contraintes angulaires. De plus, on ne connait pas le mode de désintégration le plus probable du boson de Higgs. Celui-ci va donner une paire de quarks $q\bar{q}$, tandis que le boson Z se désintègre dans 20 % des cas en une paire de neutrinos (cf. fig. 3.2)

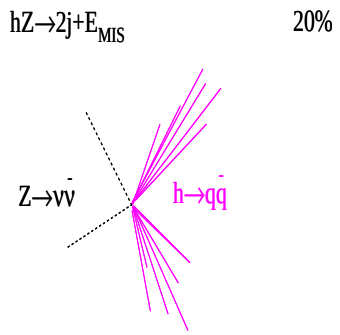


FIG. 3.2 – *Topologie du boson de Higgs indépendant de la saveur.*

3.1.4 Topologie hZ du boson de Higgs "invisible"

L'hypothèse d'un boson de Higgs se désintégrant en particules invisibles (par exemple, dans le cadre de la supersymétrie, une paire de neutralinos ou de sneutrinos) amène à considérer la même topologie (cf. fig. 3.3). En effet, le boson Z peut se désintégrer en une paire de quarks, et donner deux jets. Les rôles entre le boson de Higgs et le boson Z sont donc inversés par rapport au $H\nu\bar{\nu}$ du MS. La masse visible cette fois-ci devra correspondre à celle du Z et la masse manquante à la masse du boson de Higgs. De plus, le boson Z se désintègre de façon à peu près équivalente dans les cinq saveurs de quarks cinématiquement accessibles, au lieu de privilégier les quarks b comme le boson de Higgs du MS.

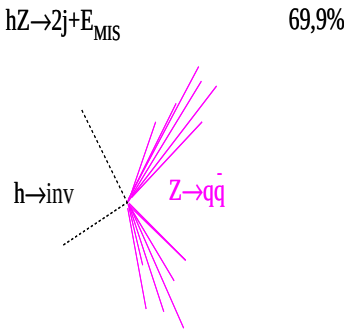


FIG. 3.3 – *Topologie du boson de Higgs invisible.*

3.1.5 Les différents bruits de fond du MS

Description

Il y a six processus constituant le fond du MS à considérer pour ce type d'analyse. Le processus Bhabha par exemple, malgré sa très grande section efficace, ne sera pas décrit, car il est trop éloigné de la topologie recherchée. Les six processus classés par ordre décroissant de section efficace sont les suivants :

$\mathbf{e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}}$

Le graphe de Feynman de ce processus de production de quatre fermions (4f), appelé processus d'interaction "deux photons", est présenté figure 3.4. Ce fond ne correspond pas a priori à la topologie recherchée, sauf si les deux leptons incidents repartent tous les deux dans le tube du faisceau, ce qui est en fait le plus probable. Dans ce cas cependant, l'impulsion transverse de ce type d'événement est faible. De plus, la masse du système $q\bar{q}$, c'est-à-dire la masse visible, prend des valeurs également faibles. Ce fond est simulé avec une coupure au niveau du générateur : $M_{q\bar{q}} \geq 5$ GeV. Il reste le cas où l'un des leptons serait dévié, et irait dans une zone non (ou peu) instrumentée du détecteur, difficile à simuler. On doit donc éliminer complètement ce fond au niveau de la préselection séquentielle, étant donné sa grande section efficace qui induit une incertitude importante sur le nombre d'événements attendus.

$\mathbf{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}(\gamma)$

Il s'agit d'un processus de production de paires de fermions (2f), dont les principales caractéristiques dépendent du nombre de photons radiés par les leptons incidents, appelés ISR (Initial State Radiation). S'il n'y en aucun, il

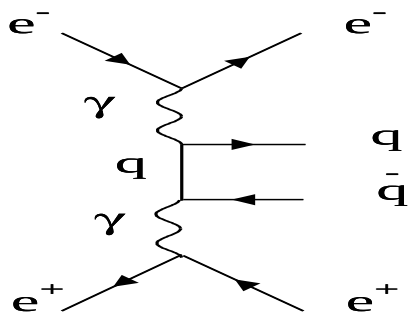


FIG. 3.4 – *Processus "deux photons"* $e^+e^- \to e^+e^-q\bar{q}$.

s'agit du continuum $\gamma^*/Z^* \to q\bar{q}$ (cf. fig. 3.5 haut). La reconnaisance de ce fond est aisée, car il n'y a pas d'énergie manquante (à moins qu'un jet ne soit émis le long du tube ou vienne dans une zone morte d'un calorimètre par exemple). On s'attend à deux jets très colinéaires totalisant une énergie visible proche de l'énergie dans le centre de masse.

S'il y a un ISR émis par un lepton incident, l'énergie de ce photon est telle que le boson Z revient sur sa couche de masse. En effet, la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{q\bar{q}}$ de ce processus est plus grande dans la région du pic du Z que pour une masse supérieure à M_Z. On parle alors de retour radiatif au pic du Z. Dans ce cas, les lois de conservation de l'énergie-impulsion donnent :

$$E_\gamma = (s - M_Z^2)/2\sqrt{s} \tag{3.1}$$

soit par exemple $E_\gamma = 83,2$ GeV pour $\sqrt{s} = 206,6$ GeV. L'énergie réellement disponible dans le centre de masse est réduite d'autant :

$$\sqrt{s'} = \sqrt{s} - E_\gamma \tag{3.2}$$

avec $\sqrt{s'} = 123,4$ GeV dans l'exemple ci-dessus, ce qui caractérise ce processus. De plus, l'impulsion manquante provenant de l'ISR sera préférentiellement à bas angle.

Le fond $q\bar{q}$ le plus difficile à reconnaître est en fait le double retour radiatif au pic du Z, avec un ISR émis par chaque lepton incident (cf. fig. 3.6).
Les impulsions des deux ISR peuvent se compenser mutuellement. S'ils sont tous les deux perdus dans le tube du faisceau, on observe alors les mêmes caractéristiques que le signal, notamment une masse manquante importante et une impulsion longitudinale faible. La principale variable utilisée pour contrer ce fond est l'acoplanarité, qui doit être faible dans ce cas.

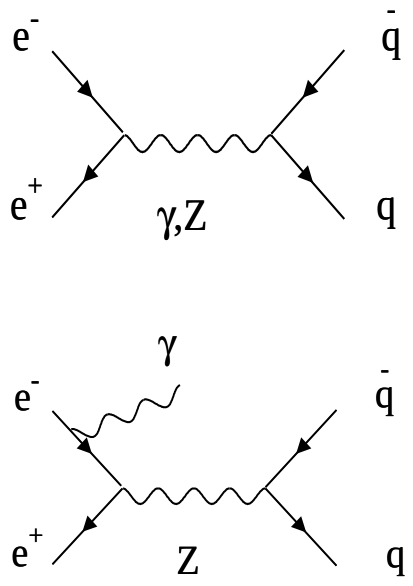


FIG. 3.5 – *Le continuum $\gamma^*/Z \to q\bar{q}$ (en haut) et le retour radiatif au pic du Z (en bas).*

$\mathbf{e^+e^- \to W^+W^-}$

Les deux processus contribuant à la production de paires de bosons W sont présentés fig. 3.7.

Les bosons W peuvent se désintégrer soit hadroniquement en $q\bar{q}'$ avec un taux d'embranchement de $67,8\,\%$, soit de façon leptonique dans $32,2\,\%$ des cas. Si les deux bosons W se désintègrent tous les deux en quarks, il y aura alors quatre jets dans l'état final, ce qui ne correspond pas à la topologie recherchée. Si tous les deux se désintègrent en leptons, le faible nombre de traces provenant des particules chargées permettra d'éliminer facilement ce fond. Par contre, si on a une désintégration semi-leptonique de la paire de W, et si le lepton chargé (électron, muon ou tau) se trouve près d'un des deux jets (ou même simplement rattaché à un jet quand l'événement est reconstruit dans la topologie deux jets), ou encore si le lepton est perdu dans le tube du faisceau, le fond devient plus difficile à distinguer du signal. La forme quasiment diagonale de la matrice CKM privilégie une désintégration hadronique du boson W en saveurs légères. L'absence d'étiquetage de la saveur b dans ces jets permettra de réduire fortement ce fond, dans le cas d'une analyse Higgs du MS.

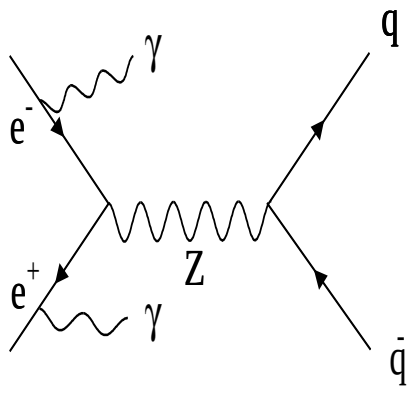


FIG. 3.6 – *Le double retour radiatif au pic du Z.*

$\mathbf{e^+e^- \to Ze^+e^-}$

Il s'agit d'un autre processus de production 4f où les deux leptons incidents repartent généralement dans le tube du faisceau (cf. fig. 3.8).
Un boson Z peut alors donner une paire de quarks, après qu'il a été rayonné par l'un des leptons incidents.

$\mathbf{e^+e^- \to W^\pm e^\mp \nu_e}$

Il s'agit d'un processus de production 4f d'un boson W dans la voie t (cf. fig. 3.9).
L'un des leptons incidents repart le plus souvent à bas angle, donnant ainsi de l'énergie manquante. La désintégration hadronique du boson W, quant à elle, donne deux jets issus de la paire $q\bar{q}'$. Là encore, la capacité d'étiquetage des quarks b permet de réduire beaucoup ce fond pour une analyse recherchant le boson de Higgs du MS.

$\mathbf{e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*}$

Les deux graphes contribuant à ce processus 4f sont présentés figure 3.10. Le fond ZZ est le seul fond irréductible au sens de la topologie. La paire de bosons Z peut en effet donner le même état final que le signal attendu, puisque l'un des deux Z peut décroître en $\nu\bar{\nu}$ et l'autre en une paire $q\bar{q}$. De même que le fond Ze^+e^-, la section efficace est assez faible (vis-à-vis des processus de production de paire de fermions ou de bosons W, cf. tables 3.1 et 3.2) : il s'agit soit d'un mécanisme de production dans la voie t, soit d'un processus l'annihilation au second ordre (en α et/ou α').

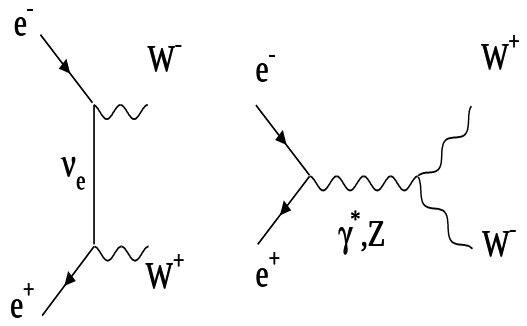


FIG. 3.7 – *Les contibutions de l'échange de neutrino dans la voie t (gauche) et de photon/Z dans la voie s (droite) à la production de paires de bosons W.*

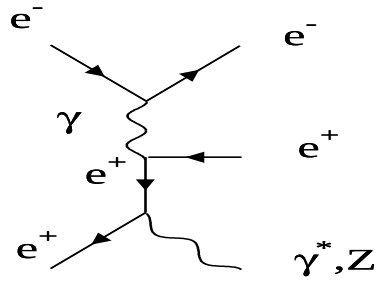


FIG. 3.8 – *Processus de production d'un boson Z unique.*

Monte-Carlo et sections efficaces

Les différents programmes Monte-Carlo (MC) suivants ont été utilisés afin d'estimer les fonds du MS : PHOJET [1] pour le processus deux photons ($e^+e^- \to e^+e^-q\bar{q}$), KK2f [2] pour la production de paire de fermions ($e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$), KORALW [3] pour le processus $e^+e^- \to W^+W^-$, EXCALIBUR [4] pour l'état final $q\bar{q}'e^{\mp}\nu_e$ et PYTHIA [5] pour les autres processus à quatre fermions dans l'état final ($e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$ et $e^+e^- \to Ze^+e^-$).

Le programme PYTHIA est aussi utilisé pour calculer les efficacités obtenues sur le signal, en générant des échantillons MC d'événements Higgs. Ceux-ci contiennent typiquement 2000 événements pour chaque hypothèse de masse. Pour $\sqrt{s}$ compris entre 200 et 209 GeV par exemple, tous les points de masse de 105 à 120 GeV par pas de 1 GeV ont été générés, et ce pour chaque valeur de $\sqrt{s}$ apparaissant dans les tables 3.1 et 3.2. Les sections efficaces et les rapports d'embranchement du signal Higgs ont été calculés à l'aide du

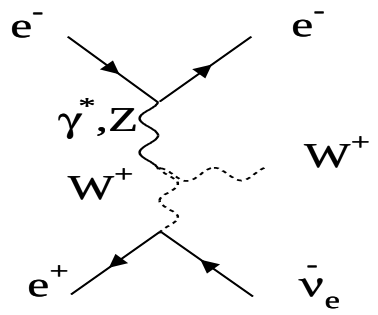


FIG. 3.9 – *Production d'un boson W unique.*

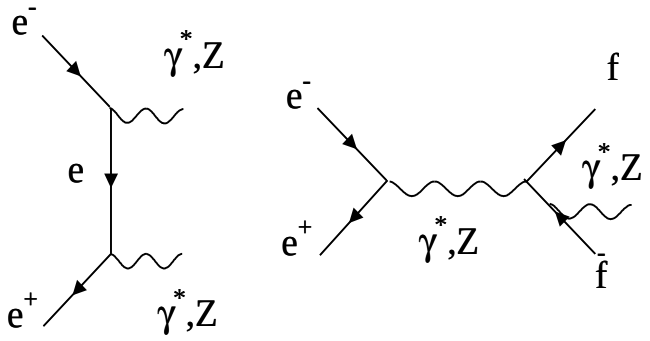


FIG. 3.10 – *La production de paires de bosons Z, dans la voie t (à gauche) ou par annihilation (à droite).*

générateur HZHA [6].

Les sections efficaces utilisées pour normaliser les fonds du MS sont présentées dans les tables 3.1 et 3.2 ci-après, pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 209 GeV. Les différentes luminosités intégrées sont également rappelées. La figure 3.11 montre les sections efficaces des fonds MS en fonction de $\sqrt{s}$, avec les mesures de précision associées superposées aux courbes de prédiction théorique.

3.1.6 Présélection hadronique

On s'attache ici à décrire une présélection hadronique, étant donné la topologie du signal, à savoir "deux jets et énergie manquante". On attend donc une large multiplicité ainsi qu'une énergie visible détectée comprise dans

$\sqrt{s}$ (GeV)	191,6	195,5	199,5	201,7
$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	29,8	84,1	83,3	37,1
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	94,7	89,8	85,8	83,7
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	13,8	14,0	14,1	14,1
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	3,39	3,46	3,52	3,54
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	2,98	3,03	3,14	3,17
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	1,08	1,19	1,26	1,28

TAB. 3.1 – *Sections efficaces en pb pour les différents processus du MS en fonction de l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) atteinte par le LEP. On rappelle également la luminosité intégrée correspondante ($\int \mathcal{L}dt$) collectée par l'expérience L3.*

$\sqrt{s}$ (GeV)	203,8	205,1	206,3	206,6	208,0
$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	7,6	68,1	66,9	63,7	8,2
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	83,5	82,4	81,6	81,0	79,8
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	14,3	14,3	14,3	14,3	14,3
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	3,58	3,58	3,59	3,59	3,63
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	3,20	3,23	3,24	3,24	3,26
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	1,30	1,32	1,32	1,33	1,34

TAB. 3.2 – *Sections efficaces en pb pour les différents processus du MS en fonction de l'énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s}$). On rappelle également la luminosité intégrée correspondante ($\int \mathcal{L}dt$).*

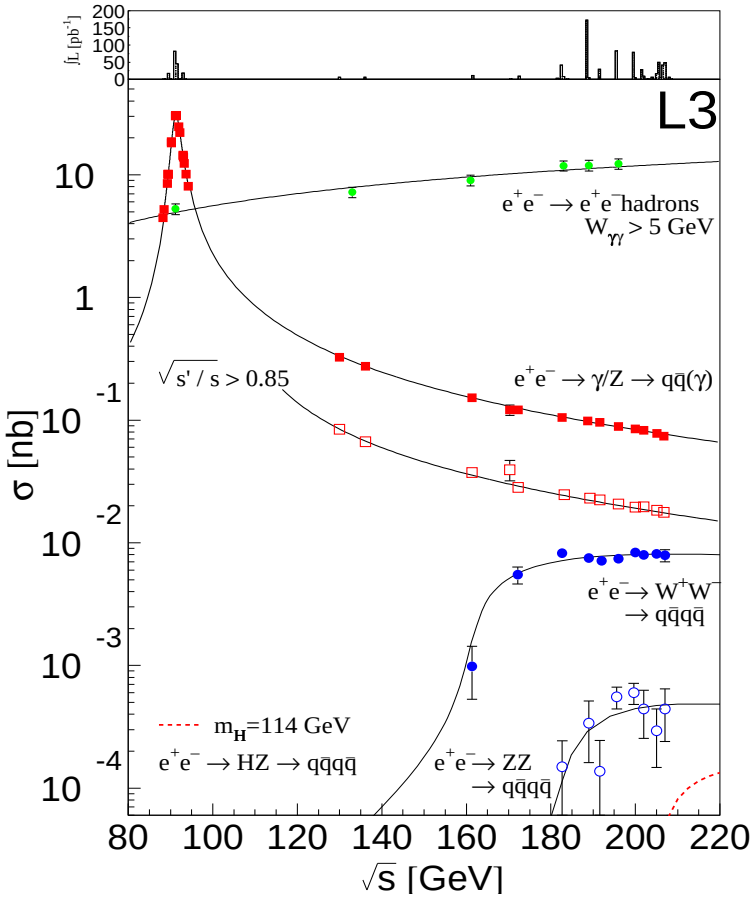


FIG. 3.11 – *Sections efficaces des fonds du MS ainsi que les mesures de précision associées.*

un certain intervalle. On applique les coupures séquentielles suivantes :
• le nombre de bonnes traces reconstruites (NTRK) dans les événements doit être au moins égal à cinq. Chaque trace est caractérisée par un minimum de huit impacts dans la TEC.
• l'énergie visible (E_{vis}) doit être comprise entre 20% et 80% de $\sqrt{s}$.

Ces deux conditions permettent déjà d'éliminer en totalité les événements purement leptoniques tels que le fond Bhabha, et également une grande partie du fond deux photons. De plus, les deux jets doivent se matérialiser par la présence d'un nombre important d'amas calorimétriques, que l'on désigne par *clusters* :
• $N_{clusters} \geq 15$

3.1.7 Stratégie de recherche

Suite à la présélection hadronique, on effectuera d'autres coupures afin de réduire des fonds encore importants en termes de nombres attendus d'événements, notamment les fonds W^+W^- et $Z \rightarrow q\bar{q}$. Ces présélections plus spécialisées seront décrites dans chacunes des parties suivantes, décrivant les analyses Higgs du MS et Higgs des modèles à deux doublets.

Après application des coupures séquentielles, on utilise un réseau de neurones (cf. paragraphe suivant). Celui-ci permet de donner un résultat sous la forme d'une variable globale, qui sera ensuite combinée avec l'information sur la masse reconstruite afin de déterminer la variable finale. Cette variable, appelée *discrimant*, servira à calculer la limite sur la masse du boson de Higgs, via des méthodes statistiques exposées dans le chapitre suivant sur l'exploitation des résultats.

3.1.8 Description du réseau de neurones

L'intérêt d'un réseau de neurones réside dans l'utilisation simultanée de plusieurs informations provenant de différentes variables, permettant ainsi de tenir compte des corrélations entre celles-ci. Les réseaux de neurones et les fonctions de vraisemblance sont donc des techniques d'analyse appelées multivariables ; elles s'opposent en cela à la technique dite d'analyse séquentielle où chaque variable est traitée séparément lors de la sélection des événements. Les variables telles que la sortie d'un réseau de neurones ou une fonction de vraisemblance, donnent une information globale sur les événements.

Principe

Le principe consiste à construire une matrice de poids, notée w_{ij}, reliant des neurones d'entrée a_i aux neurones de sortie b_j. La figure 3.12 ci-après représente un exemple simple avec deux neurones d'entrée et un neurone de sortie.
Les valeurs des neurones d'entrée correspondent à différentes variables physiques, incluant des informations cinématiques, angulaires et également le *btag* (cf. paragraphe suivant) pour une analyse Higgs du MS. La valeur du neurone de sortie, comprise entre 0 et 1, représente quant à elle le degré de vraisemblance des événements comme étant plutôt du fond MS (valeur proche de 0) ou plutôt du signal (valeur proche de 1). On calcule la valeur du neurone de sortie grâce à une fonction d'activation notée f, telle que :

$$b_j = f(\sum_i w_{ij} a_i) \tag{3.3}$$

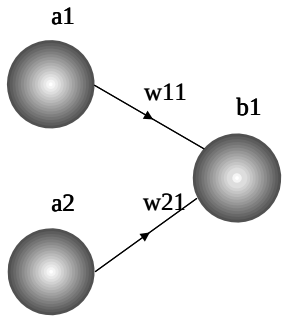


FIG. 3.12 – *Exemple simple de réseau de neurones.*

où f est une fonction sigmoïde.

Structure du réseau de neurones

Le réseau de neurones utilisé dans la suite est de type perceptron multi-couches [7], avec la structure suivante en neurones : 9-18-1. Les 9 neurones d'entrées correspondent aux variables physiques choisies pour discriminer le fond du signal Higgs. Le neurone de sortie représente la vraisemblance de chaque événement en fond ou en signal. Il y a également une couche cachée, composée de 18 neurones, qui sert à tenir compte des corrélations entre les variables d'entrées.

Prenons l'exemple de la fonction *ou exclusif*, avec un réseau simple comme celui décrit sur la figure 3.12 et une fonction d'activation f de Heaviside, c'est-à-dire en marche d'escalier, avec un seuil égal à zéro. Il est aisé de vérifier que les trois conditions suivantes seront toujours vérifiées quels que soient les poids w_{11} et w_{21} choisis positifs :

$$\text{non} + \text{non} \rightarrow \text{non}$$

$$\text{non} + \text{oui} \rightarrow \text{oui}$$

$$\text{oui} + \text{non} \rightarrow \text{oui}$$

Par contre, la quatrième condition ne sera jamais remplie. On aura toujours :

$$\text{oui} + \text{oui} \rightarrow \text{oui}$$

car si l'un des neurones d'entrée active le neurone de sortie, on aura a fortiori le même résultat avec deux neurones d'entrée activés. On doit alors introduire

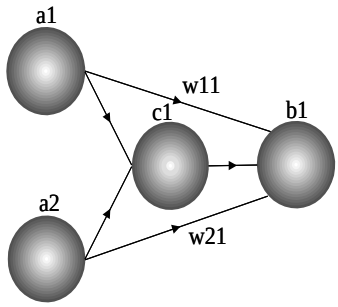


FIG. 3.13 – *Exemple d'un réseau avec une couche cachée.*

un neurone intermédiaire, appartenant à une couche cachée tel qu'il ne soit activé que lorsque les deux premiers le sont (cf. fig. 3.13).
Le neurone caché c_1 peut alors donner une contribution négative qui va compenser w_{11} et w_{21}, et éviter d'activer le neurone de sortie. Dans ce cas, on obtiendra comme prévu :

$$\text{oui} + \text{oui} \rightarrow \text{non}$$

La couche cachée a ainsi permis de tenir compte de cette corrélation entre les deux neurones d'entrée.

Entraînement

L'optimisation de la matrice de poids (w_{ij}) est effectuée lors de la phase d'entraînement du réseau de neurones, en minimisant la fonction E suivante, appelée fonction *erreur* :

$$E = \sum_j (b_j - \theta_j)^2 \tag{3.4}$$

où θ_j représente la valeur de sortie idéale, soit 0 pour un événement de fond et 1 pour un événement de signal. Pour ceci, on applique une fonction de rétro-propagation des erreurs, de façon à modifier les poids w_{ij} [8] :

$$w_{ij} \rightarrow w_{ij} - \eta(b_j - \theta_j)a_i \tag{3.5}$$

soit

$$w_{ij} \rightarrow w_{ij} - \eta\frac{\partial E}{\partial w_{ij}} \tag{3.6}$$

avec η appelé paramètre d'apprentissage. Grâce à (3.6), la matrice de poids (w_{ij}) deviendra stable lorsque l'erreur sera minimale.

Dans la pratique, on présente au réseau de neurones des événements MC de fond et de signal qui forment un échantillon d'entraînement. La matrice de poids ayant été entraînée sur cet échantillon, on ne pourra plus utiliser ces événements MC dans la suite de l'analyse. On utilise également d'autres événements MC, formant un échantillon de validation, afin de s'assurer que le réseau de neurones ne s'est pas entraîné sur une configuration particulière. On évite ainsi le risque de biais dans l'analyse.

3.1.9 Reconstruction des jets

On désigne par jet toute cascade de particules observée dans le détecteur. Il peut s'agir d'un jet hadronique provenant des produits de fragmentation d'un quark ou d'un gluon, mais également de particules isolées (électron, photon, muon ou hadron). La reconstruction des jets [9] procède en deux étapes : dans chaque sous-détecteur où l'on recherche les accumulations de dépôt d'énergie, puis la reconstruction globale.

On appelle *coup* tout dépôt d'énergie dans l'un des calorimètres, dont l'énergie excède 9 MeV (resp. 2 MeV) dans le calorimètre hadronique (resp. électromagnétique). On définit un *amas* comme un regroupement de deux coups (ou plus) qui sont adjacents. L'ensemble des coups formant un amas permettent de trouver l'énergie et la direction de cet amas.

La reconstruction globale consiste à associer différents amas pour former les jets. On considère d'abord l'amas le plus énergique, et on forme un cône de 30° autour de sa direction, englobant d'autres amas. On calcule à nouveau la direction associée, et on itère jusqu'à ce que la direction soit stable. On trouve ainsi le premier jet. On recommence avec l'amas le plus énergique se trouvant en dehors du jet déjà reconstruit. La procédure s'arrête lorsque l'énergie du jet trouvé n'excède pas 7 GeV. Les amas restants sont associés à un jet s'ils ne sont pas distants de plus de 20° d'un amas de ce jet.

3.1.10 Etiquetage des quarks b dans L3

L'étiquetage des quarks b est essentiel pour la physique du Higgs. Il repose principalement sur les détecteur de traces internes, la TEC (chambre à expansion temporelle, cf. 2.2.2) et le SMD (détecteur de micro-vertex, cf. 2.2.2).

Reconstruction du vertex primaire

Afin de reconstruire le vertex primaire [10] [11], on sélectionne dans un événement les traces suivantes :
• possédant au minimum 10 fils touchés dans la chambre à trace,
• l'étendue des fils touchés doit etre au moins de 12 intervalles,
• le moment transverse (p_T) de la trace doit être supérieur à 150 MeV,
• les plus petites distances d'approche au point d'interaction géométrique, projetées dans les plans $r\phi$ et sz, notées $\mathrm{d}_{r\phi}$ et d_{sz}, doivent satisfaire les conditions suivantes :
a) $|\mathrm{d}_{r\phi}| \leq 10$ mm
b) $|\mathrm{d}_{sz}| \leq 100$ mm

On utilise ensuite une procédure itérative qui consiste à prendre comme référence le vertex primaire calculé à partir d'un échantillon de référence d'événements hadroniques. Si le χ^2 est supérieure à 0,05, la trace contribuant le plus au χ^2 est enlevée. On recommence ainsi jusqu'à obtenir une valeur du χ^2 au plus égale à 0,05 ou seulement trois traces. Le vertex primaire est ainsi reconstruit dans $99,5\,\%$ des cas.

Longueurs de désintégration

Une fois le vertex primaire reconstruit, on l'utilise comme point de référence pour toutes les traces contenues dans l'événement : on redéfinit ainsi les plus petites distances d'approche dans le plan $r\phi$ ($\mathrm{d}_{r\phi}$) et dans le plan sz (d_{sz}) au vertex primaire.

Afin de déterminer les longueurs de désintégration d'un hadron beau (B) dans les plans $r\phi$ et sz (notées respectivement $\mathrm{L}_{r\phi}$ et L_{sz}), on trouve d'abord le point d'intersection de chacune des traces avec l'axe du jet contenant cette trace, dans les deux plans $r\phi$ et sz (on néglige la courbure des traces, ce qui est une bonne approximation près du point d'interaction). Les distances entre ces deux points d'intersection et le vertex primaire définissent les longueurs de désintégration $\mathrm{L}_{r\phi}$ et L_{sz} (cf. fig. 3.14).

Les longueurs de désintégration s'expriment sous la forme :

$$\mathrm{L}_{r\phi} = \frac{\mathrm{d}_{r\phi}}{\sin(\Phi_j - \Phi)\sin\theta_j} \tag{3.7}$$

$$\mathrm{L}_{sz} = \frac{\mathrm{d}_{sz}}{\sin\theta_j(\cos\theta\cos(\Delta\Phi) - \sin\theta\cot\theta_j)} \tag{3.8}$$

où (θ_j, Φ_j) caractérisent la direction du jet et (θ, Φ) celle de la trace ; on a aussi $\Delta\alpha = \alpha_j - \alpha$ avec $\alpha = \theta, \Phi$.

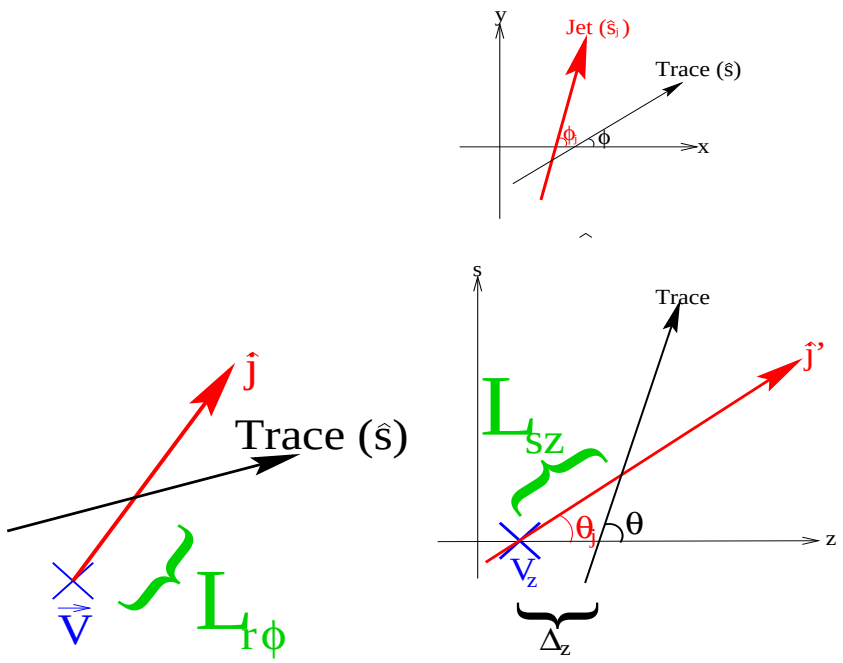


FIG. 3.14 – *Définition des variables* $L_{r\phi}$ *et* L_{sz}.

En combinant ces deux informations, on définit la longueur de désintégration L d'un hadron B, prise sous la forme :

$$L = \frac{L_{r\phi}/\sigma^2_{L_{r\phi}} + L_{sz}/\sigma^2_{L_{sz}} - \frac{(L_{r\phi}+L_{sz})c_{\Phi z}}{\sigma^2_{L_{r\phi}}\sigma^2_{L_{sz}}}}{1/\sigma^2_{L_{r\phi}} + 1/\sigma^2_{L_{sz}} - \frac{2c_{\Phi z}}{\sigma^2_{L_{r\phi}}\sigma^2_{L_{sz}}}} \tag{3.9}$$

où $\sigma_{L_{r\phi}}$ et $\sigma_{L_{sz}}$ représentent les erreurs sur $L_{r\phi}$ et L_{sz} respectivement, et $c_{\Phi z}$ leur corrélation.

Les variables $L_{r\phi}$ et L_{sz} utilisant les informations sur la direction du jet (θ_j, Φ_j), on tient compte d'une erreur de 15 mrad sur cette direction dans le calcul de $\sigma_{L_{r\phi}}$ et $\sigma_{L_{sz}}$.

Discriminant d'un jet

On définit la significance S=L/σ_L, où σ_L représente l'erreur sur la longueur de désintégration L. La probabilité d'une trace de provenir du vertex primaire représente la probabilité d'avoir une significance supérieure ou égale

à S calculée. En faisant le produit de toutes les probabilités associées à chacune des traces du jet, on trouve ainsi le discriminant d'un jet.

Réseau de neurones utilisé pour l'étiquetage des quarks b

On utilise un réseau de neurones pour déterminer la probabilité de l'événement (P_{event}) de contenir des quarks b [12]. Le réseau tiendra compte en entrée des informations suivantes :
• le discriminant du jet (cf. paragraphe précédent), caractérisant le temps de vie d'un hadron B.
• les vertex secondaires : en utilisant la longueur de désintégration L et l'erreur sur celle-ci (σ_L) pour chacune des traces d'un jet, et en imposant que le vertex secondaire se trouve sur la direction du jet, on applique la même procédure itérative que celle décrite pour la reconstruction du vertex primaire. L'efficacité de reconnaissance d'un vertex secondaire dans un jet issu d'un quark b est ainsi de l'ordre de 50 %.
• leptons identifiés : on utilise l'information sur le moment et le moment transverse des leptons identifiés (électrons et muons). La proportion de jets de b contenant des électrons (3 %) ou des muons (6 %) reste cependant faible, en partie à cause des inefficacités du détecteur.
• forme des jets : on utilise aussi le $\beta\gamma$ des jets (avec $\beta = E/p$ et γ facteur relativiste) calculé à partir de tous les amas calorimétriques, le $\beta\gamma$ calculé à partir des quatre amas les plus énergiques, et enfin la sphéricité dans le référentiel propre du jet (S_{propre}) :

$$S_{propre} = \frac{\sum p_T^2}{\sum p^2} \tag{3.10}$$

où les moments p et moments transverses p_T sont calculés dans le référentiel propre du jet.

• autre variable : afin de prendre en compte les inefficacités du détecteur dans la région à bas angle (typiquement, pour $\theta \leq 22°$, angle en dessous duquel aucune couche du SMD ne peut plus être atteinte), on rentre en entrée du réseau de neurones l'angle θ du jet.

La combinaison de toutes ces informations permet de déterminer une probabilité individuelle (P_i) pour chacun des jets d'être issu d'un quark b. On définit la probabilité globale de l'événement P_{event} par :

$$-\log P_{event} = -\sum \log P_i \tag{3.11}$$

Performance de l'étiquetage des quarks b

La distribution de probabilité de l'événement ($-\log P_{event}$) de contenir des quarks b, c ou des saveurs plus légères (u, d ou s) est représentée figure 3.15 (en haut). Dans la suite, on appelle btag la quantité $-\log P_{event}$.

En intégrant la distribution du btag, on définit l'efficacité d'étiquetage pour une valeur x_0 du btag comme la probabilité d'obtenir une valeur du btag supérieure ou égale à x_0. La pureté est définie comme la fraction de jets de b sur le total. Des prises de données spécifiques, dont l'énergie dans le centre de masse correspond à la masse du boson Z (pic au Z de calibration), sont effectuées pour obtenir l'étiquetage des quarks présenté ci-dessous. L'efficacité et la pureté de l'échantillon utilisé sont montrées sur la figure 3.15 (en bas). Pour une efficacité d'étiquetage des quarks b de 78 %, la pureté de l'échantillon en jets de b est 80 % [12]. L'accord entre les données et les prédictions MC est satisfaisant, notamment pour l'étiquetage des quarks b.

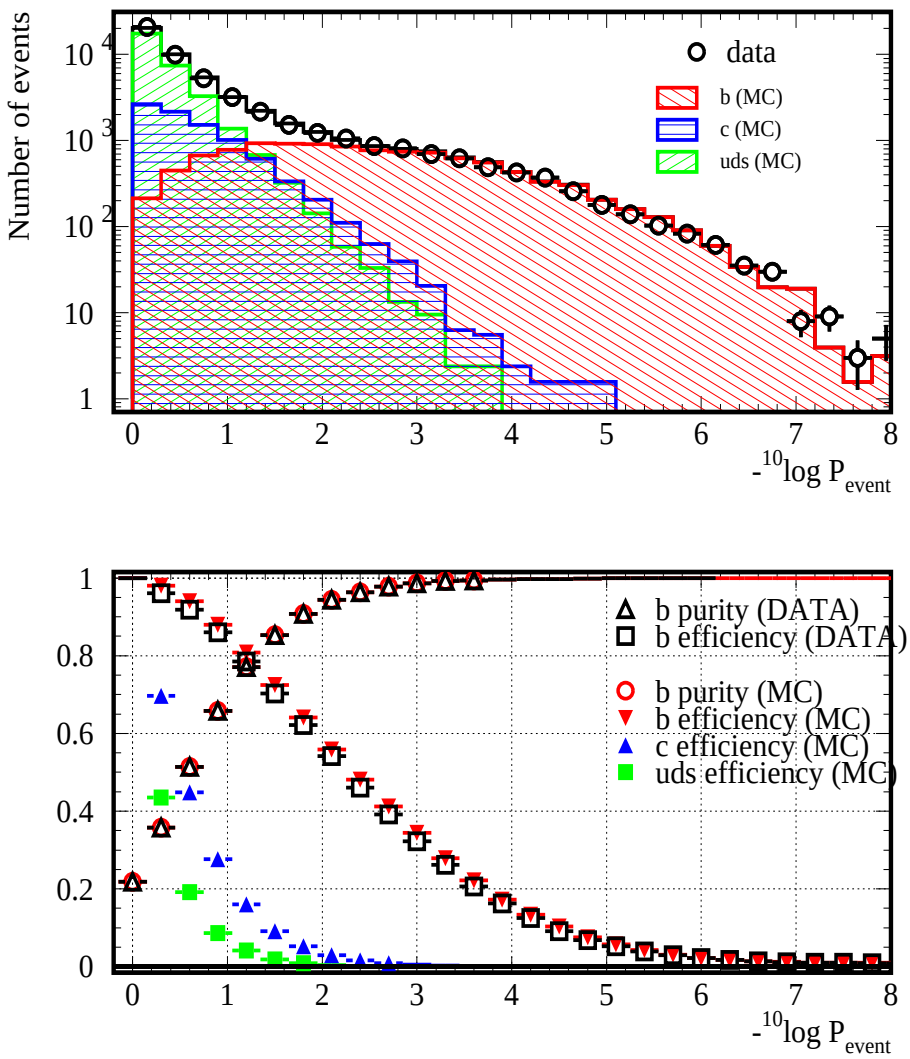


FIG. 3.15 – *En haut : données (points) prises au pic du Z (calibration) pour le tonneau et simulations (zones hachurées) de la probabilité de l'événement* ($-\log P_{event}$) *de contenir des quarks u, d, s (zone hachurée droite), c (zone hachurée horizontale) ou b (zone hachurée gauche). En bas : performances de l'étiquetage des quarks b ; les carrés vides (resp. les triangles vides) représentent l'efficacité (resp. la pureté) de reconnaissance des quarks b en fonction de* $-\log P_{event}$ *pour les données. Les simulations MC correspondantes sont superposées avec des caractères pleins. L'efficacité MC pour la reconnaissance des quarks u, d et s d'une part, et c d'autre part sont également montrées.*

3.2 Sélection $H\nu\bar{\nu}$ dans le cadre du MS

On précise ici le cadre de cette analyse, car ceci détermine l'utilisation d'une variable fondamentale, à savoir le btag. Dans le cas d'un boson de Higgs standard, les produits de désintégration sont préférentiellement une paire de quarks b (cf. fig. 3.1). On présente d'abord une présélection destinée à rejeter les événements de fond les plus faciles à reconnaître. Les différentes coupures à la présélection ont été déterminées afin d'obtenir le meilleur rapport "signal sur fond" -où "signal" (resp. "fond") représente le nombre d'événements de signal (resp. "fond") attendus. L'analyse présentée ici concernant des données prises à partir de 1999 ($\sqrt{s} \geq 192$ GeV), on optimise la sensibilité de l'analyse sur la gamme de masse au-delà de 95 GeV (limite inférieure sur la masse du boson de Higgs standard, obtenue en combinant à cette date les quatre canaux disponibles [13]). L'analyse conserve toutefois une sensibilité pour des hypothèses de masse inférieures.

3.2.1 Présélection

Coupures séquentielles

Utilisation des vétos La topologie étudiée ici consiste à repérer de l'énergie manquante. Cependant, cette mesure ne doit pas être confondue avec de la perte d'information due à des particules ayant échappées à la détection, notamment des particules à bas angles ($|\theta| \leq 5^0$). On effectue ainsi un *veto* sur l'énergie déposée dans les calorimètres sur l'avant, pour être sûr de mesurer avec précision tous les objets visibles reconstruits dans l'événement. Ces calorimètres sont le luminomètre et les ALR (cf. 2.2.6) :

$$E_{LUMI} + E_{ALR} \leq 20 \text{ GeV} \tag{3.12}$$

Le cas des photons radiés par un lepton incident est particulièrement dangereux, car il correspond au cas de figure du retour radiatif au Z du fond $q\bar{q}(\gamma)$. Les électrons quant à eux peuvent provenir du fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$. Cette coupure reste cependant bien supérieure au niveau de bruit dans ces deux sous-détecteurs (de l'ordre de 1 GeV).

On veut également éviter des événements créés de manière fortuite par des interactions entre le faisceau et des molécules de gaz résiduelles dans le tube de l'accélérateur. On impose une énergie minimale dans chacun des calorimètres électromagnétique (E_{ECAL}) et hadronique (E_{HCAL}). En effet, un tel événement pourrait avoir une énergie visible calculée à partir des traces sans qu'il n'y ait d'amas reconstruits dans les calorimètres électromagnétique ou hadronique.

$$E_{ECAL} \geq 5 \text{ GeV} \tag{3.13}$$

$$E_{HCAL} \geq 5 \text{ GeV} \tag{3.14}$$

Rejet du fond $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$. Le fond le plus copieux ayant survécu à la présélection hadronique est le processus deux photons ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, cf. 3.1.5). Sa section efficace est grande, mais la cinématique est assez différente de celle du signal Higgs. En effet, la masse visible (M_{VIS}) dans le détecteur est assez loin des valeurs attendues, à savoir la masse du boson de Higgs. La fenêtre sur l'énergie visible effectuée lors de la préselection hadronique a en effet éliminé près de 99% de ce fond. De plus, on utilise une variable appelée *thrust* (ou poussée) qui caractérise la direction $\vec{n}$ maximisant la valeur suivante :

$$thrust \ = \frac{\sum_i \vec{p_i}.\vec{n}}{\sum_i \sqrt{\vec{p_i}^2}} \tag{3.15}$$

On définit θ_{thrust} comme l'angle dans l'espace entre $\vec{n}$ trouvé et l'axe du faisceau. La valeur de $|\cos\theta_{thrust}|$ est proche de 1 pour ce fond, permettant de le reconnaître facilement (cf. fig. 3.16).

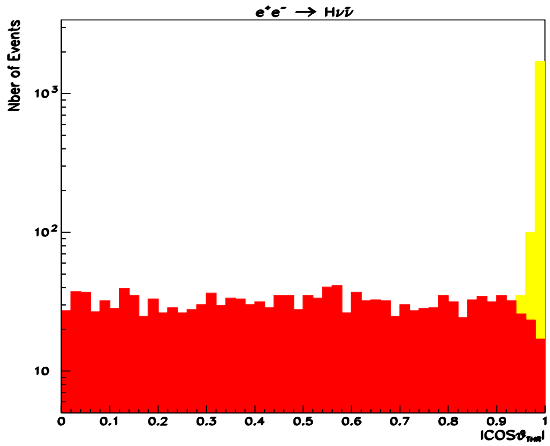


FIG. 3.16 – $|\cos\theta_{thrust}|$ *pour le fond* $q\bar{q}(\gamma)$ *(en clair) et le signal Higgs 115 GeV (en foncé) avec un facteur de normalisation arbitraire pour le signal.*

On effectue la coupure suivante :

$$|\cos\theta_{thrust}| \leq 0,96 \tag{3.16}$$

Rejet du fond $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$. Les événements $q\bar{q}$ non radiatifs sont caractérisés par une énergie visible proche de $\sqrt{s}$. Ils ne correspondent donc pas à la cinématique considérée ici. Les événements simplement radiatifs (cf. fig. 3.5) présentent deux particularités : une valeur plus faible de $\sqrt{s'}$ et une impulsion manquante ($\vec{P}_{mis}$) dirigée près de l'axe du faisceau lorsque le photon émis dans l'état initial n'est pas détecté (cf. fig. 3.17 et 3.18). On impose pour réduire ce fond :

$$0,3 \leq \theta_{\vec{P}_{mis}} \leq 2,75\,\text{rad} \tag{3.17}$$

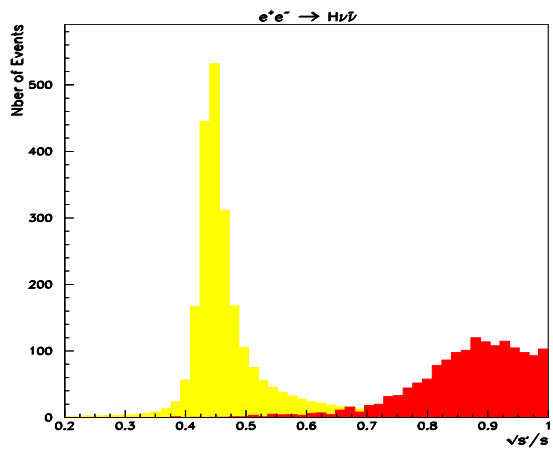


FIG. 3.17 – $\frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}}$ *pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$ (en clair) et le signal Higgs 115 GeV (en foncé) avec un facteur de normalisation arbitraire pour le signal.*

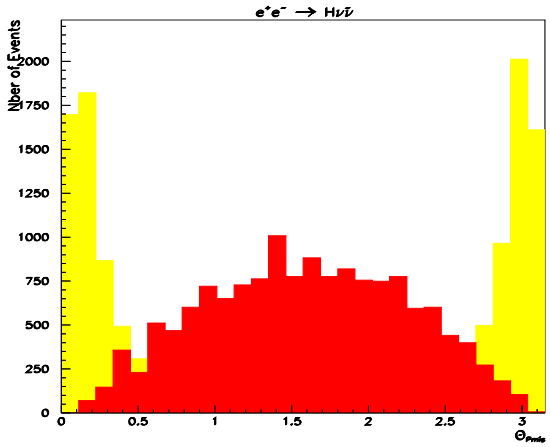


FIG. 3.18 – $\theta_{\vec{P}_{mis}}$ *pour le fond* $q\bar{q}(\gamma)$ *(en clair) et le signal Higgs 115 GeV (en foncé) avec un facteur de normalisation arbitraire pour le signal.*

Il reste cependant une catégorie d'événements plus résistants à ces coupures, à savoir le fond $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ doublement radiatif où les photons (ISR) ont été émis par chacun des leptons incidents. Les critères précédents ne permettent pas de les éliminer. Par contre, ils présentent la particularité d'avoir à la fois une acoplanarité très faible (car le boson Z est émis au repos comme pour tout retour au Z) et d'être *centraux*, ce qui signifie que les deux jets de particules ne sont pas dirigés suivant l'axe du faisceau. On forme la variable suivante :

$$\cos\psi = (\vec{p_1} \wedge \vec{p_2}) \cdot \vec{z} \tag{3.18}$$

où $\vec{p_1}$ et $\vec{p_2}$ sont les vecteurs unitaires portant les impulsions des deux jets. Cette variable est représentée fig. 3.19 pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$.
On effectue une coupure sur cette variable de façon à minimiser le plus possible un fond dont la simulation Monte-Carlo est par nature délicate (à cause des deux ISR de haute énergie), et qui pourrait apporter une erreur systématique importante en fin d'analyse.

$$|\cos\psi| \;\geq\; 0,025 \tag{3.19}$$

Enfin, on rejette les photons identifiés ayant une énergie supérieure à 20 GeV, et qui respectent le critère d'isolation suivant :

$$E_{isol} \;\leq\; 10 \text{ GeV} \tag{3.20}$$

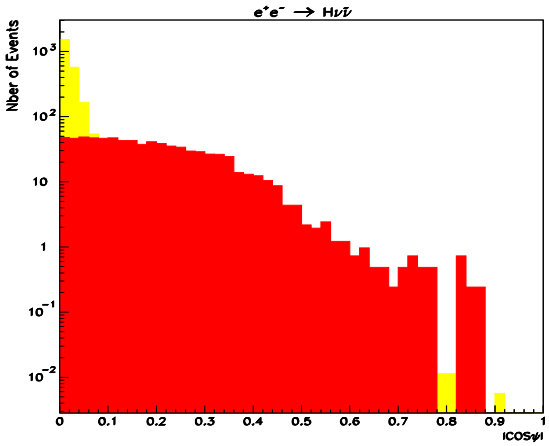


FIG. 3.19 – $\cos\psi$ *pour le fond* $q\bar{q}(\gamma)$ *(en clair) et le signal Higgs 115 GeV (en foncé) avec un facteur de normalisation arbitraire pour le signal.*

où E_{isol} représente l'énergie dans un cône de demi-angle au sommet de 30^0 autour de la direction de l'impulsion de la particule.

Rejet du fond $e^+e^- \to W^+W^-$ La désintégration semi-leptonique de ce fond peut générer un état final $q\bar{q}\tau\nu_\tau$ qui ressemble beaucoup au signal, dans la mesure où le lepton τ peut lui-même se désintégrer en donnant d'autre(s) neutrino(s), et donc de l'énergie manquante. Les variables d'impulsion manquante et de masse manquante sont donc adaptées à la distinction de ce fond du signal Higgs (cf. fig. 3.20 et 3.21).
Les coupures effectuées sont les suivantes :

$$\vec{P}_{MIS} \leq 65\,\text{GeV} \tag{3.21}$$

$$50 \leq M_{MIS} \leq 130\,\text{GeV} \tag{3.22}$$

De plus, les états finals $q\bar{q}e\nu_e$ et $q\bar{q}\mu\nu_\mu$ peuvent être repérés par des leptons isolés. On rejette donc les leptons identifiés (e, μ ou τ) ayant une énergie supérieure à 20 GeV, et qui respectent le critère d'isolation suivant :

$$E_{isol} \leq 10\,\text{GeV} \tag{3.23}$$

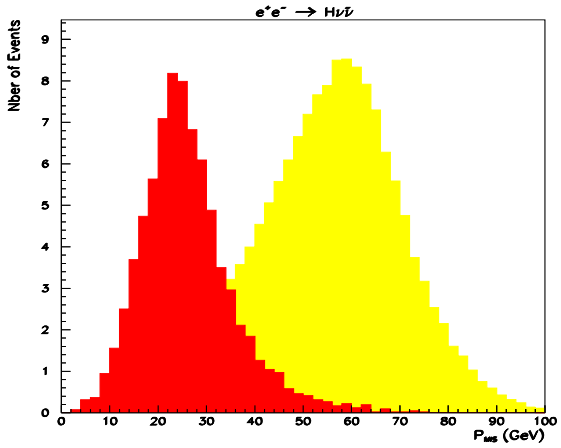


FIG. 3.20 – $\vec{P}_{MIS}$ *pour le fond* W^+W^- *(en clair) et le signal Higgs 115 GeV (en foncé) avec un facteur de normalisation arbitraire pour le signal.*

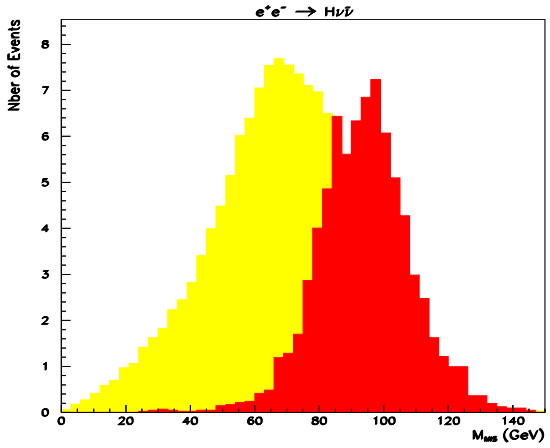


FIG. 3.21 – M_{MIS} *pour le fond* W^+W^- *(en clair) et le signal Higgs 115 GeV (en foncé) avec un facteur de normalisation arbitraire pour le signal.*

Optimisation à hautes masses Dans le cadre de l'analyse Higgs du MS, on recherche un boson de Higgs proche de la limite cinématique (cf. 3.1.1). On peut donc directement optimiser l'analyse pour les hautes masses. On utilise une variable angulaire appelée *acolinéarité*, définie comme l'angle dans l'espace entre les deux jets. En effet, dans cette topologie dite "deux jets et énergie manquante", les deux jets sont émis dos à dos pour une hypothèse de masse du boson de Higgs standard proche de la limite cinématique. On effectue la coupure suivante :

$$acolinéarité \geq 2,0 \text{ rad} \tag{3.24}$$

Efficacités à la présélection

Après ces différentes coupures séquentielles, les efficacités et nombres d'événements attendus sont les suivants (on présente ci-dessous les résultats pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 206,6$ GeV, soit une luminosité intégrée $\int \mathcal{L}dt = 63,7$ pb^{-1} ; les résultats de la présélection pour les autres valeurs de $\sqrt{s}$ sont présentés dans l'annexe A) :

	$\mathcal{E}$ (%)	$N_{attendus}$
$e^+e^- \to e^+e^-q\bar{q}$	0,71E-04	0,7 ± 0,3
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,43	22,2 ± 0,5
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	6,77	61,6 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,15	0,35 ± 0,03
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	8,88	18,3 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	17,46	14,7 ± 0,1
Nombre total d'événements attendus		118 ± 0,7
Nombre total d'événements observés		116
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	83,1	2,09 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 110$ GeV)	83,1	1,31 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 115$ GeV)	75,9	0,469 ± 0,005

TAB. 3.3 – *Efficacités ($\mathcal{E}$) obtenues à la présélection pour les différents processus de fond du MS et le signal Higgs pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs, et les nombres attendus d'événements correspondants ($N_{attendus}$). Les erreurs indiquées sont statistiques.*

A ce niveau de présélection, le fond prédominant (maximum de la colonne 3 table 3.3 pour les processus de fond) est la production de paires de bosons

W ($e^+e^- \to W^+W^-$). Cependant, le fond le plus difficile à réduire (maximum de la colonne 2 table 3.3 pour les processus de fond) est le processus $e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$, à cause de ses caractéristiques communes avec le signal Higgs (cf. 3.1.5).

3.2.2 Réseau de neurones

Après cette présélection à coupures séquentielles, qui permet de réduire la majorité des processus de fond du MS, on utilise un réseau de neurones combinant différentes informations.

Variables utilisées en entrée

Les neuf variables suivantes ont été utilisées comme variables d'entrée du réseau de neurones :

- $\frac{E_{VIS}}{\sqrt{s}}$
- $\vec{P}_{MIS}$
- M_{MIS}
- l'acolinéarité
- $|\cos\theta_{thrust}|$
- $\theta_{\vec{P}_{MIS}}$
- $|\cos\psi|$
- W=max(W_1, W_2), largeur maximum des deux jets où $W_i = \frac{\sum P_T}{E^i_{jet}}$
- étiquetage en quarks b (btag) de l'événement

Ces variables sont toutes présentées ci-après (cf. fig. 3.22, 3.23, 3.24, 3.25 et 3.26). Il s'agit de représentations dites *n-1*, à savoir que toutes les coupures de la présélection ont été effectuées sauf celle concernant la variable présentée. Les données sont présentées pour $\sqrt{s} \geq 206$ GeV.

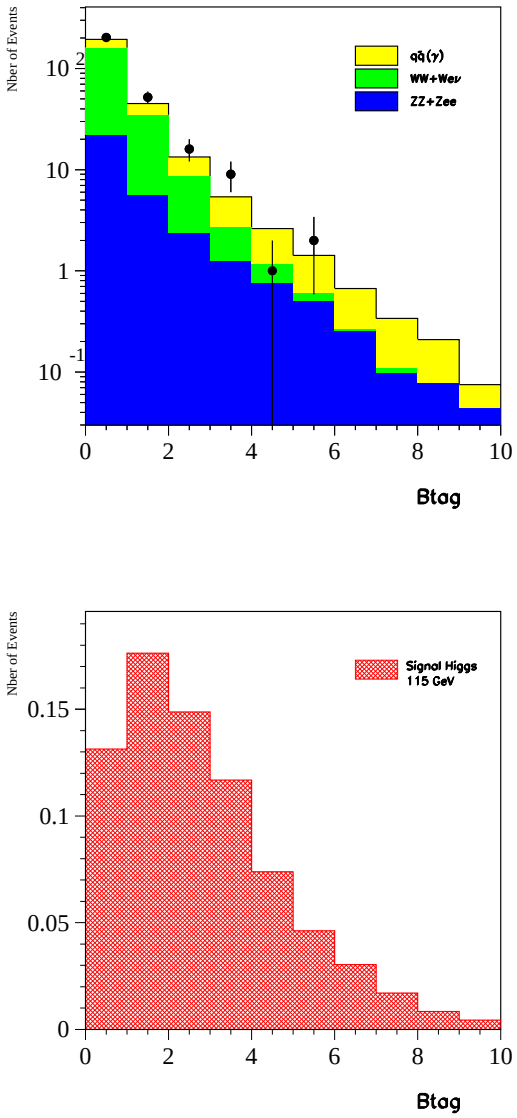


FIG. 3.22 – *Sur toutes les figures qui suivront, on présente : en haut les différents fonds du MS avec trois zones claire, grise et foncée (resp. fonds $q\bar{q}(\gamma)$, $WW + W_{e\nu}$ et $ZZ + Zee$) et les données ; en bas le signal Higgs normalisé correspondant à une hypothèse de masse 115 GeV. Sur cette figure, il s'agit de l'étiquetage des quarks b.*

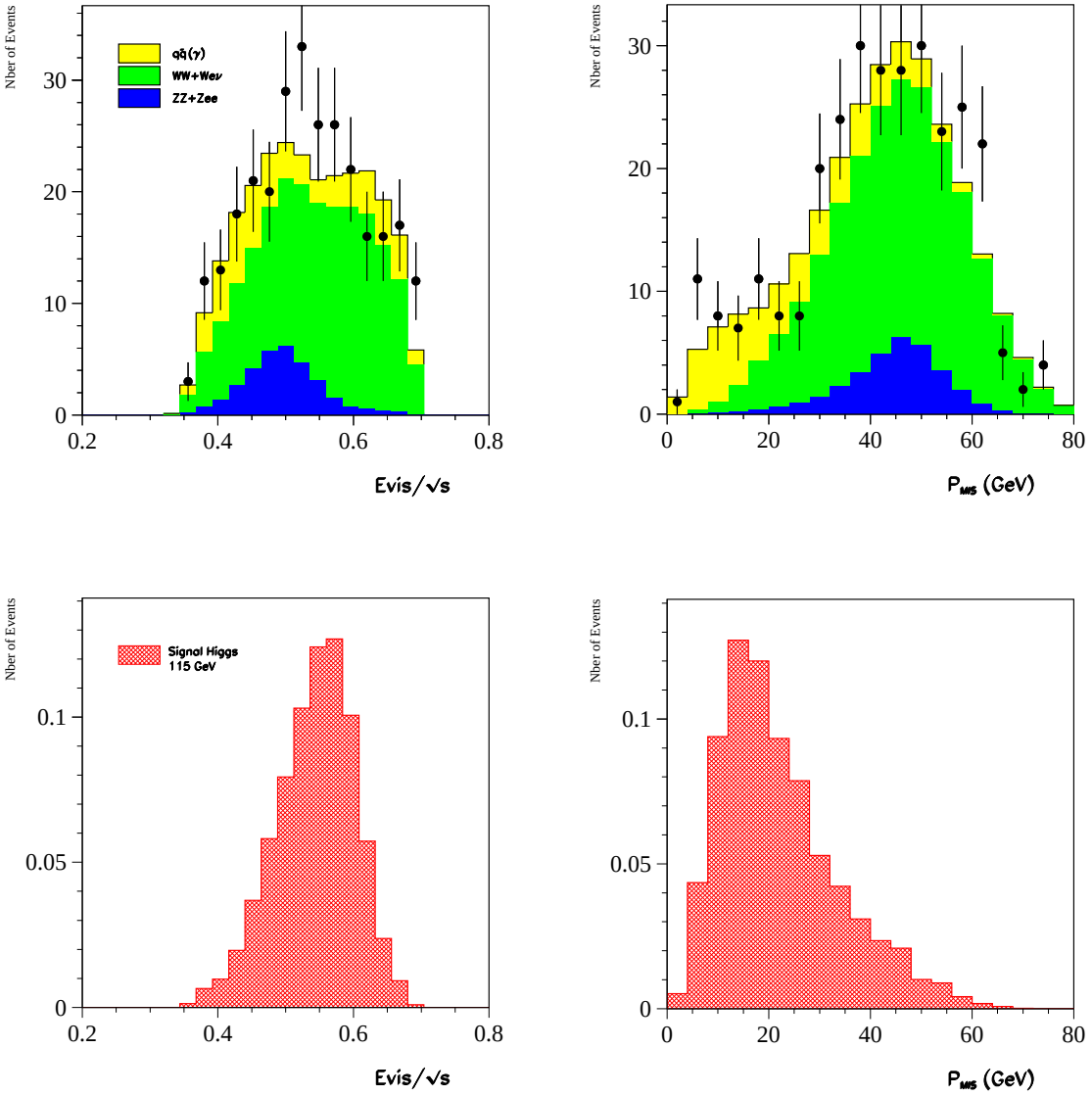


FIG. 3.23 – *A gauche, distribution de l'énergie visible normalisée ; à droite, l'impulsion manquante.*

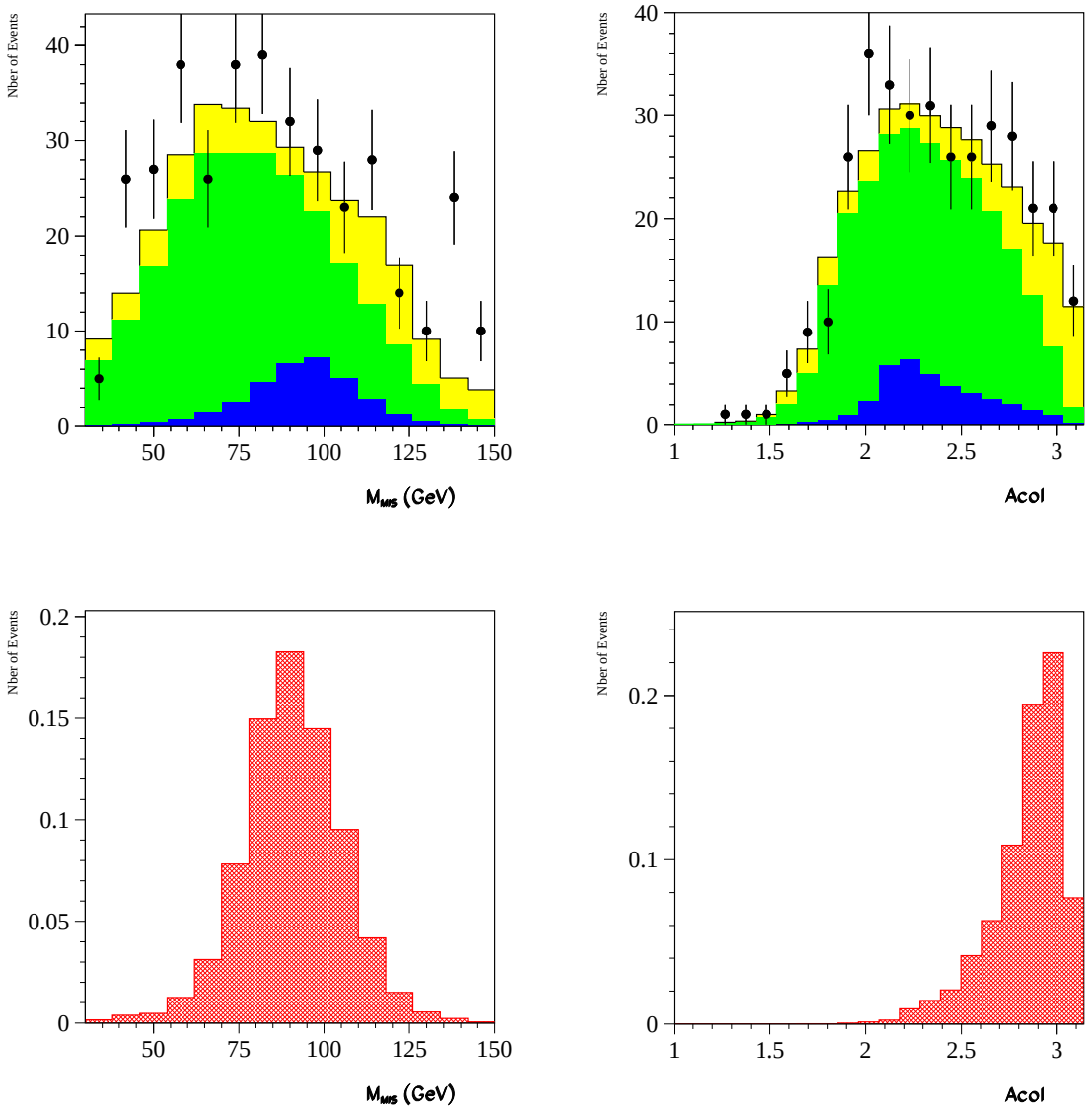


FIG. 3.24 – *A gauche, distribution de la masse manquante ; à droite, l'acolinéarité.*

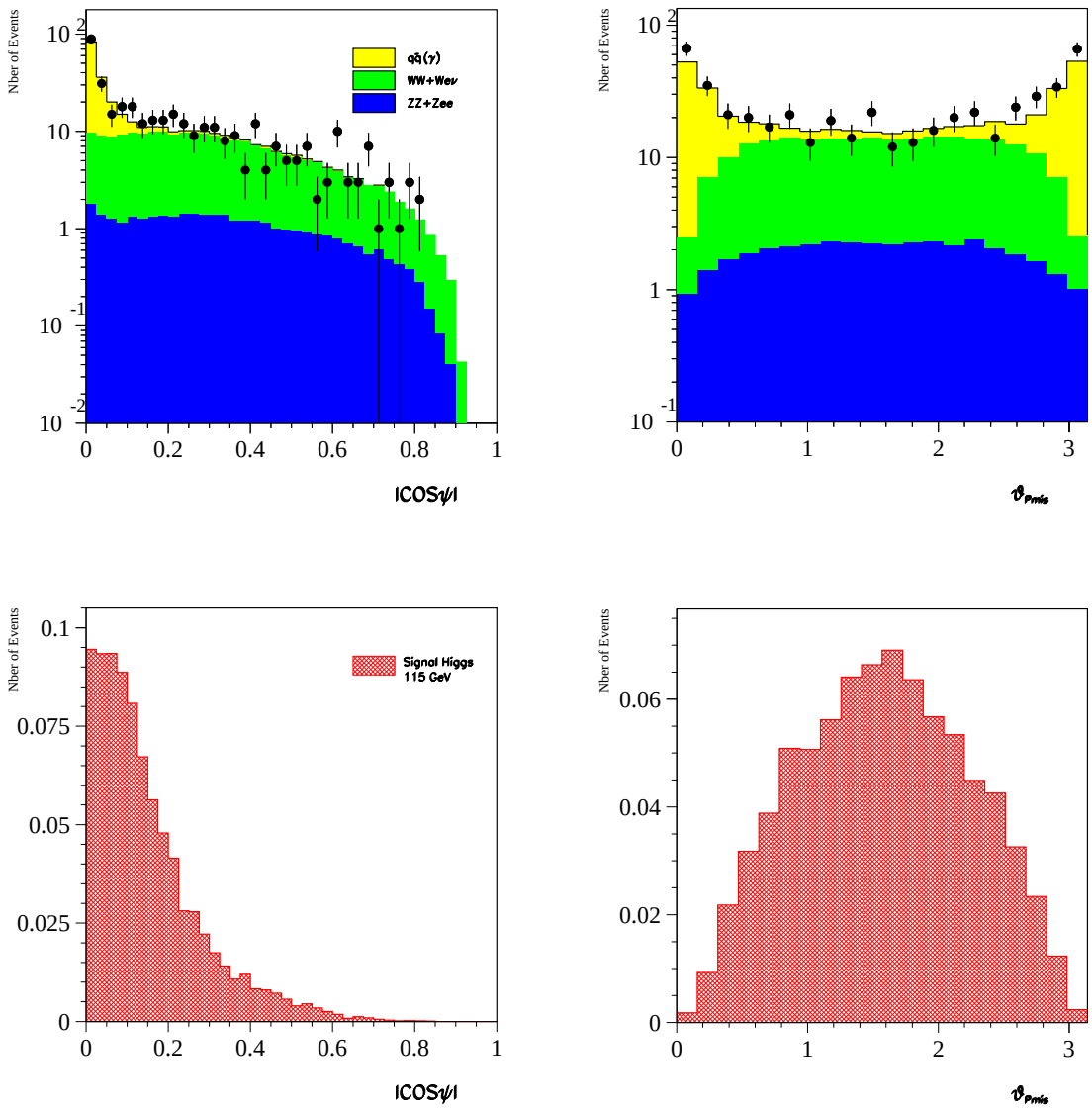


FIG. 3.25 – *A gauche, distribution du* $\cos\psi$ *; à droite,* $\theta_{\vec{P}_{mis}}$.

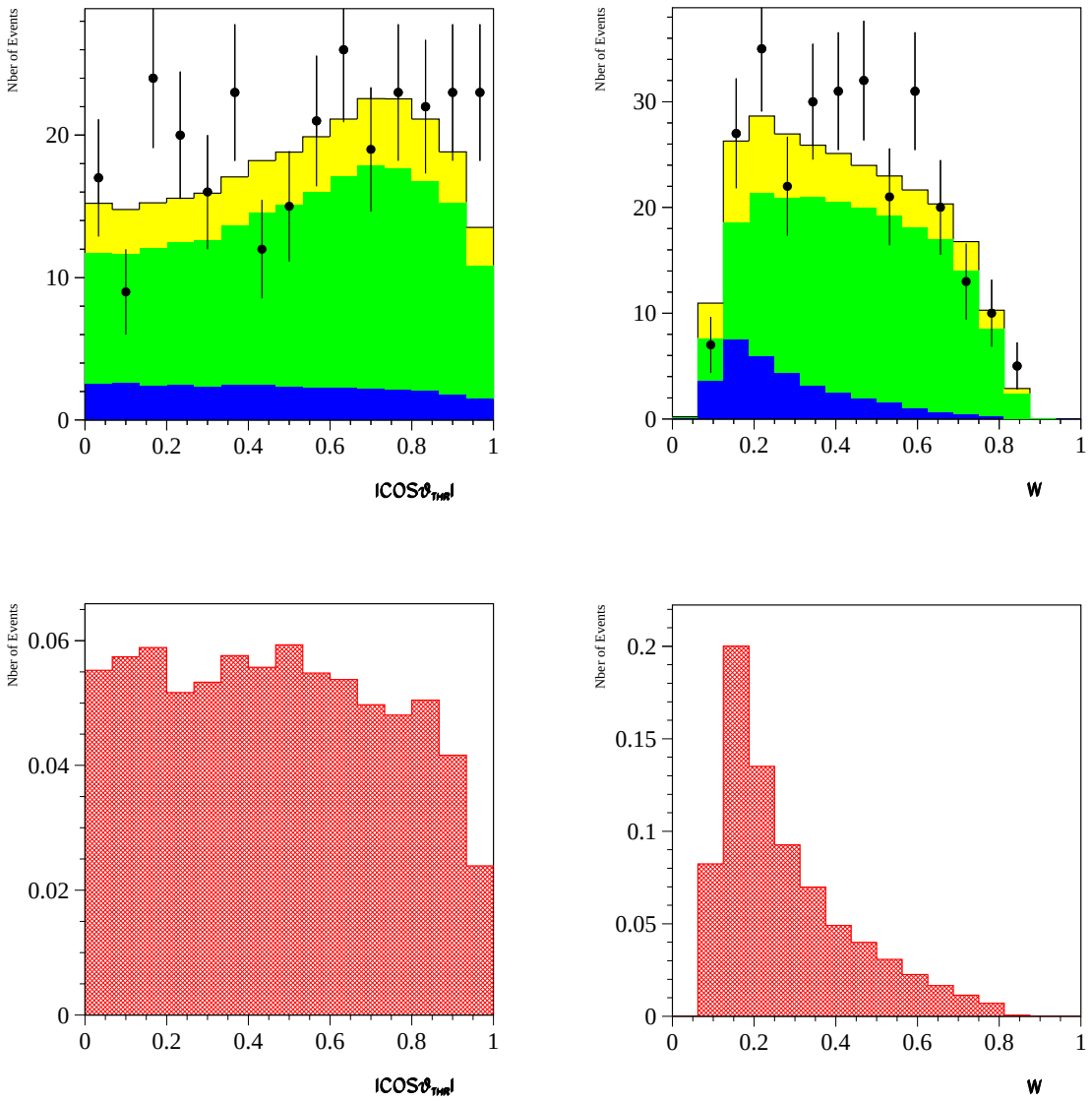


FIG. 3.26 – *A gauche, distribution de* $|\cos\theta_{thrust}|$ *; à droite,* W*, largeur maximale des deux jets.*

Sortie du réseau de neurones

On entraîne le réseau de neurones pour chaque énergie dans le centre de masse. Pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV, le réseau est entraîné pour le signal Higgs pour des hypothèses de masse du boson de Higgs variant entre 105 GeV (précédente limite observée) et la limite cinématique pour le processus de production de Higgs-strahlung, soit $\sqrt{s} - M_Z$ (pour $\sqrt{s} = 206,6$ GeV par exemple, la gamme de masse d'entraînement est donc 105-115 GeV). Pour les énergies dans le centre de masse comprises entre 192 et 202 GeV, la gamme de masse d'entraînement commence à 95 GeV (précédente limite observée) jusqu'à la limite cinématique.

Pour les processus de fond du MS, seuls les processus de production de paire de fermions ($\mathbf{e^+e^- \to q\bar{q}}(\gamma)$), de paire de bosons W ($\mathbf{e^+e^- \to W^+W^-}$) et d'un boson W unique ($\mathbf{e^+e^- \to W^\pm e^\mp \nu_e}$) sont utilisés pour l'entraînement. Le processus de production d'un boson Z unique ($\mathbf{e^+e^- \to Ze^+e^-}$) et le processus d'interaction "deux photons" ($\mathbf{e^+e^- \to e^+e^-q\bar{q}}$) présentent une statistique trop limitée au niveau de la présélection (cf. table 3.3 colonne 2, efficacité des processus de fond au niveau de la présélection). Quant au processus de production de paire de bosons Z ($\mathbf{e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*}$), ses caractéristiques cinématiques et angulaires sont trop similaires à celles du signal (cf. table 3.3 colonne 2) : son utilisation dans l'échantillon d'entraînement à pour conséquence une dégradation des performances du réseau de neurones.

La sortie du réseau de neurones est présentée ci-après (cf. fig. 3.27). La description du fond MS par les Monte-Carlo est satisfaisante, spécialement dans la région dominée par le fond, c'est-à-dire la région piquée à zéro. Quelques candidats sont observés dans la région dominée par le signal. La discrimination entre le signal et le fond est meilleure que sur n'importe quelle variable prise individuellement à la présélection.

3.2.3 Masse reconstruite

Définition

Dans le cas du processus de Higgs-Strahlung, on dispose d'une contrainte cinématique sur la masse manquante : celle-ci doit correspondre à la masse d'un boson Z. Afin de prendre en compte les erreurs expérimentales sur la mesure de la masse, on écrit que l'énergie et l'impulsion du boson de Higgs doivent être proportionnelles aux grandeurs mesurées, soit :

$$\begin{aligned} E_H &= \alpha E_{VIS} \\ P_H &= \alpha P_{VIS} \end{aligned} \tag{3.25}$$

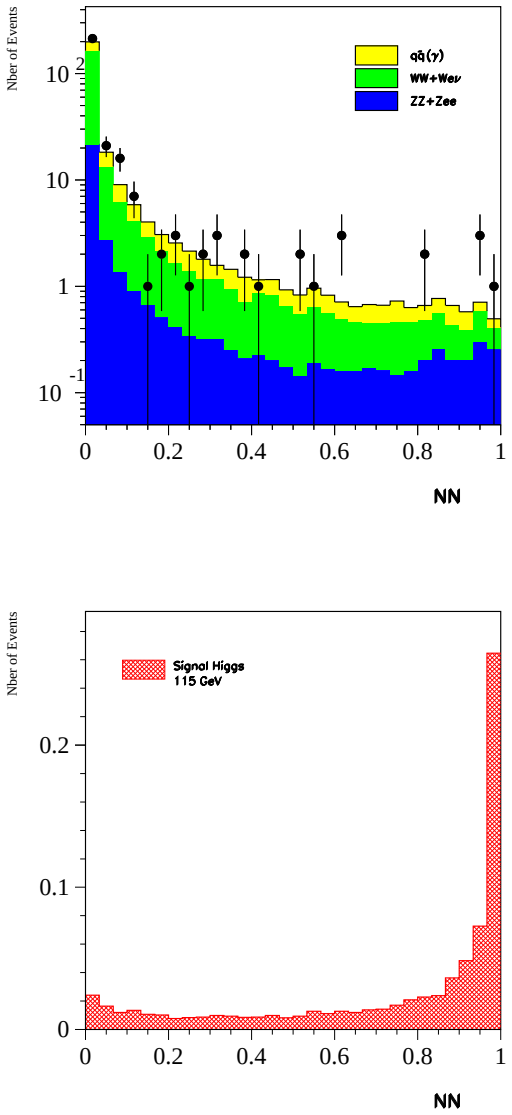


FIG. 3.27 – *Sortie du réseau de neurones* (NN) *pour les processus de fond du MS et le signal Higgs pour une hypothèse de masse du boson de Higgs standard égale à 115 GeV.*

En imposant que la masse de recul soit celle du boson Z, on écrit :

$$M_Z^2 = (\sqrt{s} - E_H)^2 - P_H^2 \tag{3.26}$$

d'où en utilisant les relations 3.25, on en déduit :

$$\alpha^2 M_{VIS}^2 - 2\alpha\sqrt{s}E_{VIS} + (s - M_Z^2) = 0 \tag{3.27}$$

Sachant que l'on a également $M_H^{REC} = \alpha M_{VIS}$, on trouve finalement (en gardant la seule solution acceptable) la masse reconstruite (M_H^{REC}) :

$$M_H^{REC} = \frac{\sqrt{s}E_{VIS} - \sqrt{sE_{VIS}^2 - M_{VIS}^2(s - M_Z^2)}}{M_{VIS}} \tag{3.28}$$

Pour tenir compte également de la largeur non-nulle du boson Z, on corrige le terme M_Z de la façon suivante :

$$\Delta M_Z = (M_{MIS} - M_Z)\frac{\sigma_Z}{2.36\Gamma_Z} \tag{3.29}$$

où σ_Z représente la résolution expérimentale sur la masse, soit 10 GeV et Γ_Z la largeur du boson Z, soit 2,49 GeV.

Résolution sur la masse reconstruite

La résolution sur la masse visible (ce qui est mesuré dans le détecteur) est de l'ordre de 10 GeV (cf. fig. 3.28). La masse reconstruite par contre présente une résolution de l'ordre de 3 GeV dans la région du pic (cf. fig. 3.28 : la résolution est en fait calculée dans la partie *droite* de la distribution, à savoir pour des valeurs supérieures à la valeur moyenne de la distribution), ce qui est de nature à améliorer sensiblement les performances de l'analyse.

3.2.4 Variable discriminante finale

La variable discriminante finale est par définition l'information que l'on utilise pour le calcul du niveau de confiance. Il s'agit donc de la variable la plus discriminante possible. On a vu précédemment que la présélection avait été optimisée pour les hautes masses. Cependant, on peut encore exploiter l'information provenant de la masse reconstruite, comme le montre la figure 3.29.

Cette distribution montre clairement que les événements de fond pouvant atteindre une grande masse reconstruite sont de type $q\bar{q}(\gamma)$ (histogramme clair), alors que les événements de type WW ou ZZ seront au contraire éliminés en tenant compte de cette information. La combinaison entre la

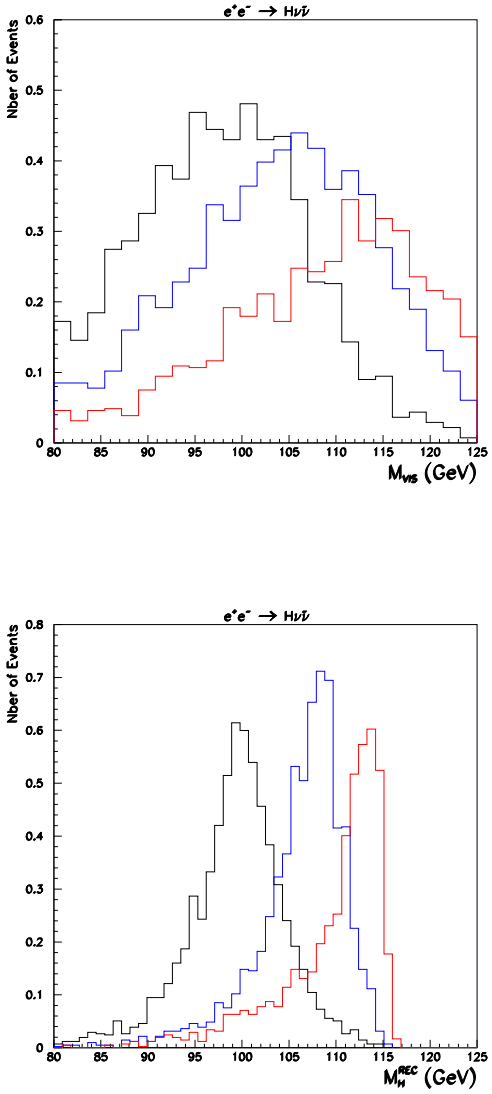


FIG. 3.28 – *Différentes hypothèses de masse pour le signal Higgs, avec en haut la masse visible, et en bas la masse reconstruite (en traits continus M_H=100 GeV, en traits alternés M_H=108 GeV et en pointillés M_H=115 GeV).*

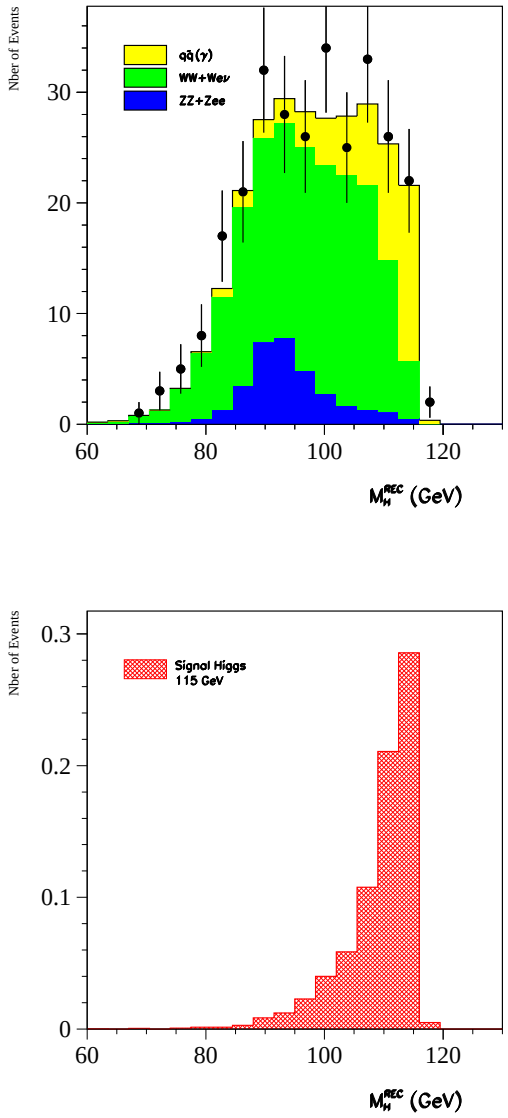


FIG. 3.29 – *Distribution de la masse reconstruite.*

sortie du réseau de neurones et la masse reconstruite permet d'obtenir la *pureté* (ou variable finale discriminante) présentée figure 3.30.
Celle-ci est déterminée de la façon suivante :

$$pureté = \frac{N_s \rho_s(NN) \rho_s(M_H^{REC})}{N_s \rho_s(NN) \rho_s(M_H^{REC}) + N_f \rho_f(NN) \rho_f(M_H^{REC})} \tag{3.30}$$

où N_s et N_f représentent respectivement les nombres attendus de signal et de fond, $\rho_s(q)$ et $\rho_f(q)$ les densités de probabilité pour le signal et le fond, et ce pour la quantité q indiquée, à savoir la sortie du réseau de neurones (NN) ou la distribution de masse reconstruite (M_H^{REC}). Cette technique a déjà été décrite dans la référence [13]. La figure 3.30 montre les données pour $\sqrt{s} \geq 206$ GeV, à savoir $\sqrt{s}$ suffisamment élevé pour produire un boson de Higgs de 115 GeV via le processus de Higgs-Strahlung.

3.2.5 Etude spécifique du fond $q\bar{q}(\gamma\gamma)$

Le processus $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ doublement radiatif avec deux ISR de haute énergie constitue le fond le plus difficile à réduire dans cette topologie dite *énergie manquante*. En effet, les critères d'optimisation à haute masse permettent d'éliminer en grande partie les deux processus de fond WW et ZZ (bien que ce dernier soit irréductible au sens de la topologie). Une étude particulière de ce fond est donc nécessaire afin de vérifier que la simulation MC est en accord avec les données expérimentales [14].

Définition du signal

On se propose de sélectionner les événements $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ possédant deux photons identifiés dans l'état final. On suppose que les deux photons sont émis dos à dos, l'un par l'électron et l'autre par le positon. Dans ce cas, la conservation de l'énergie-impulsion donne une relation entre les énergies des deux photons E_{γ_1} et E_{γ_2} :

$$E_{\gamma_1} = \sqrt{s}/2 - M_Z^2/(2\sqrt{s} - 4E_{\gamma_2}) \tag{3.31}$$

On retrouve l'équation qui définit le simple retour radiatif au pic du Z en prenant $E_{\gamma_2} = 0$ dans l'équation ci-dessus :

$$E_\gamma = (s - M_Z^2)/2\sqrt{s} \tag{3.32}$$

L'énergie maximale des photons radiés ne doit pas excéder celle d'un photon provenant d'un simple retour au Z. Comme l'on veut aussi prendre en compte

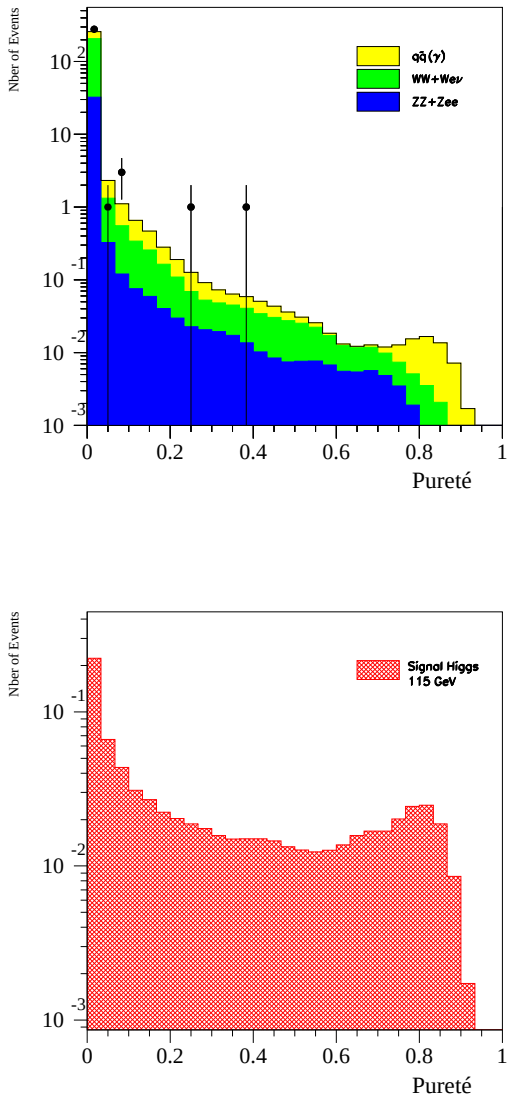


FIG. 3.30 – *Pureté pour le fond MS et le signal Higgs 115 GeV.*

la largeur du boson Z en restant le plus conservatif, on prendra un intervalle de variation de ± 10 GeV autour de M_Z (soit $\pm 4\Gamma_Z$). L'énergie maximale est donc :

$$E_{\gamma_{1max}} = (s - (M_Z + 10)^2)/2\sqrt{s} \tag{3.33}$$

D'après l'équation 3.31, on en déduit l'énergie minimale du deuxième photon :

$$E_{\gamma_{2min}} = \sqrt{s}/2 - M_Z^2/(2\sqrt{s} - 4E_{\gamma_{1max}}) \tag{3.34}$$

Par exemple pour $\sqrt{s} = 206,6$ GeV, les deux photons devront avoir une énergie comprise dans l'intervalle 36,8 GeV et 78,5 GeV. Avec une telle définition du signal, on trouve une section efficace théorique de 1,9 pb.

Mesure de la section efficace

Les coupures de présélection sont les mêmes que celle décrites au paragraphe 3.2.1. On utilise ensuite un réseau de neurones similaire à celui décrit au paragraphe 3.2.2. La sortie de ce réseau obtenue est présentée figure 3.31 :

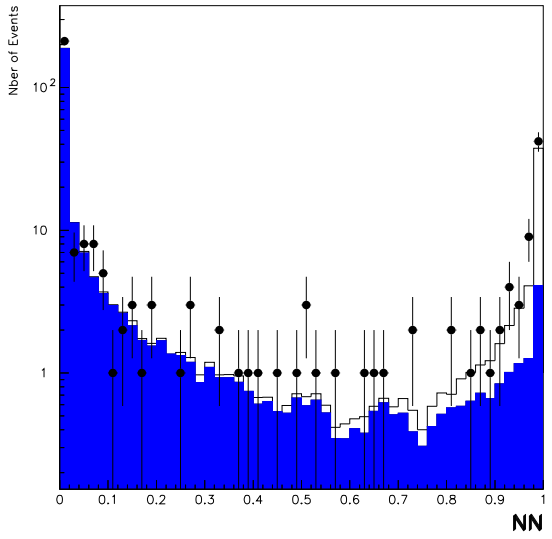


FIG. 3.31 – *Sortie du réseau de neurones : l'histogramme foncé représente la somme des processus de fond du MS, et l'histogramme claire le signal (dans cette étude, il s'agit du processus $q\bar{q}(\gamma\gamma)$).*

L'accord global sur cette variable discriminante est satisfaisant. Pour une valeur de la sortie du réseau de neurones supérieure à 0,7 ($NN \geq 0,7$), on trouve : 42,5 événements de signal $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ attendus, 13,7 événements de fond et 68 données.

Pour mesurer la section efficace de ce processus, on utilise une méthode dite de maximum de vraisemblance. On note s_i, b_i et d_i respectivement les nombres d'événements dans le bin i des distributions de signal, fond et des données ; en notant ϵ_i l'efficacité sur le signal dans le bin i, σ la section efficace à mesurer du signal et L la luminosité intégrée, on écrit :

$$s_i(\sigma) = \epsilon_i \sigma L \tag{3.35}$$

On considère dans chaque bin de la sortie du réseau de neurones la probabilité $P_i(\sigma)$ d'observer d_i données pour $s_i + b_i$ événements attendus :

$$P_i(\sigma) = \exp(-(s_i(\sigma) + b_i)) \frac{(s_i(\sigma) + b_i)^{d_i}}{d_i!} \tag{3.36}$$

Enfin, on trouve la section efficace mesuré σ_{mes} en minimisant la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\sigma)$ suivante :

$$\mathcal{L}(\sigma) = -\ln(\prod_i P_i) = \sum_i (s_i(\sigma) + b_i - d_i \ln(s_i(\sigma) + b_i)) \tag{3.37}$$

On donne le résultat sous la forme du rapport σ_{mes}/σ_{th}, où σ_{th} représente la section efficace théorique du processus $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ (la première incertidude est statistique, tandis que la seconde est systématique) :

$$\frac{\sigma_{mes}}{\sigma_{th}} = 1,26\,^{+0,20\,+0,13}_{-0,18\,-0,13} \tag{3.38}$$

La section efficace mesurée est donc supérieure à la prédiction du MS, tout en restant raisonnablement en accord avec celle-ci. D'autres études similaires ont été effectués à LEP2 pour des énergies dans le centre de masse comprises entre 131 et 202 GeV [15], avec des résultats équivalents.

3.2.6 Incertitudes

On appelle en fait *incertitudes* l'ensemble des erreurs statistiques et systématiques. Les incertitudes indiquées dans la suite sont des incertitudes relatives.

Signal Higgs du MS

Les différentes sources d'incertitude sur le signal sont les suivantes :
• la statistique Monte Carlo est limitée (environ 2000 événements générés par point de masse), d'où une incertitude : 2%
• la précision sur la section efficace de production du processus HZ : 1%
• la précision sur le rapport d'embranchement du boson de Higgs en une paire de quarks $b\bar{b}$: 1%
• utilisation de la variable d'étiquetage des quarks b (btag) : 2%
• l'efficacité calculée sur le signal. En effet, on doit prendre en compte les erreurs de la simulation Monte Carlo. Afin d'étudier cet effet, on modifie une à une toutes les coupures séquentielles au niveau de la présélection, permettant d'en déduire la variation sur l'efficacité. L'ensemble de ces incertitudes sont sommées quadratiquement, et on trouve une incertitude de 2% sur l'efficacité du signal Higgs.

Au total, l'incertitude calculée (somme quadratique de toutes les incertitudes précédentes) sur le signal est prise égale à 4%.

Processus de fond

Les différentes sources d'incertitude sur les processus de fond du MS sont :
• dans le cas des fonds MS, l'incertitude provient d'une part de la statistique Monte Carlo limitée : 6%.
• l'utilisation de la variable d'étiquetage des quarks b entraîne, comme dans le cas du signal Higgs, une incertitude de 2%.
• l'incertitude sur les sections efficaces des différents fonds du MS est de 2%.
• d'autre part, en faisant une étude similaire à celle utilisée pour le signal (variation des coupures), on trouve une incertitude de 7% supplémentaire.

Au total, on trouve une incertitude (sommée quadratiquement) égale à 10% [16].

3.3 Sélection $h\nu\bar{\nu}$ dans les modèles à deux doublets

Il y a deux différences essentielles avec l'analyse précédente. Tout d'abord, on n'utilise plus l'étiquetage des quarks b, car le mode de désintégration du boson de Higgs h dans les modèles à deux doublets peut donner d'autres saveurs de quarks dans l'état final. Cette absence d'étiquetage des quarks b a pour effet de rendre l'identification du signal Higgs plus difficile (cf. description des fonds en 3.1.5). Le fond ZZ (irréductible) a été fortement

réduit précédemment grâce à cette variable, de même que les fonds résultants de la production de bosons W. De plus, on ne peut pas optimiser l'analyse pour une gamme de masse aussi restreinte que pour le MS, car la masse du boson de Higgs n'est plus le seul paramètre libre dans le secteur du Higgs (cf. 1.2.1) : on doit considérer que la section efficace de production du boson de Higgs dans les modèles à deux doublets de Higgs est limitée par celle du MS.

3.3.1 Présélection

Il y a une différence majeure avec la présélection de l'analyse Higgs du MS (cf. 3.2.1) : les coupures sur l'acolinéarité et l'impulsion manquante ($\vec{P}_{MIS}$) ne sont pas appliquées. Ces deux coupures sont en effet très dépendantes de l'hypothèse de masse. Sinon, toutes les autres coupures décrites en 3.2.1 sont appliquées. La coupure sur $\theta_{\vec{P}_{mis}}$ est resserée telle que :

$$|\cos\theta_{\vec{P}_{mis}}| \leq 0,9 \tag{3.39}$$

On présente dans la table 3.4 les résultats de la présélection pour $\sqrt{s}$ égal à 206,6 GeV. Les résultats pour chaque énergie dans le centre de masse sont présentés dans l'annexe B.

Le fond prédominant à ce niveau de la sélection est la production de paires de bosons W, représentant environ 50 % de l'ensemble du fond. Dans le cas de l'analyse du MS, l'utilisation de l'étiquetage des quarks b permet de l'éliminer en donnant cette information en entrée du réseau de neurones, ce qui n'est plus possible dans cette analyse indépendante de saveur.

3.3.2 Sortie du réseau de neurones

Les huit variables utilisées sont les mêmes que pour l'analyse MS, mis a part la variable d'étiquetage des quarks b qui a été enlevée. De même que dans le cas de l'analyse du MS, on entraîne le réseau de neurones pour chaque énergie dans le centre de masse. Pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 209 GeV, le réseau est entraîné pour le signal pour des hypothèses de masse du boson de Higgs variant entre 70 GeV et la limite cinématique pour le processus de production de Higgs-Strahlung.

De même, pour les processus de fond du MS, seuls les processus de production de paire de fermions ($\mathbf{e^+e^- \to q\bar{q}}(\gamma)$), de paire de bosons W ($\mathbf{e^+e^- \to W^+W^-}$) et d'un boson W unique ($\mathbf{e^+e^- \to W^\pm e^\mp \nu_e}$) sont utilisés pour l'entraînement.

La sortie du réseau de neurones obtenue est présentée figure 3.32 avec les données pour $\sqrt{s} \geq 206,6$ GeV (il en est de même pour la distribution de

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,28	14,3 ± 0,3
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	5,72	52,1 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,007	0,15 ± 0,02
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	9,03	18,6 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	15,4	13,0 ± 0,1
Nombre total d'événements attendus		98 ± 1
Nombre total d'événements observés		106
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80$ GeV)	67,5	5,05 ± 0,06
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90$ GeV)	72,5	4,33 ± 0,05
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	74,2	3,06 ± 0,03

TAB. 3.4 – *Efficacités ($\mathcal{E}$) obtenues à la présélection pour les différents fonds du MS et le signal Higgs pour différentes hypothèses de masse, et les nombres attendus d'événements correspondants (N_{attendus}), pour $\sqrt{s} = 206,6$ GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 63,7$ pb^{-1}. Les erreurs indiquées sont statistiques. Les nombres attendus de signal ont été calculés en supposant une section efficace identique à celle du MS, et une désintégration du boson de Higgs totalement hadronique.*

masse reconstruite et la variable finale). L'accord entre les données et le fond prédit par le MS est satisfaisant.

3.3.3 Variable discriminante finale

La technique employée est la même que celle exposée en 3.2.4. La variable de masse reconstruite est présentée figure 3.33, et la variable finale figure 3.34.

En comparant les figures 3.30 et 3.34, on constate que la discrimination du fond MS et du signal Higgs est plus difficile dans le cas de l'analyse indépendante de saveur, ce qui est conforme à l'absence d'utilisation de l'étiquetage des quarks b. Le traitement statistique dans le chapitre suivant confortera ce point.

3.3.4 Incertitudes

Les sources d'incertitudes sur le signal Higgs et les processus de fond sont moins nombreuses que dans le cas de l'analyse Higgs du MS.

Signal Higgs

On ne considére plus le rapport d'embranchement du boson de Higgs en une paire de quarks $b\bar{b}$. On a encore cependant les incertitudes concernant la statistique limitée MC (2%) ainsi que la précision sur la section efficace de production du processus HZ du MS (1%), dans la mesure où celle-ci sert de référence afin d'établir une limite sur la masse du boson de Higgs. Concernant l'efficacité calculée sur le signal, on n'est plus tributaire de l'incertitude due à l'utilisation de l'étiquetage des quarks b, ce qui donne une incertitude de 2%. L'incertitude totale est prise égale à 3%.

Processus de fond

Dans le cas des fonds MS, l'incertitude prépondérante provient encore de la statistique limitée utilisée. Elle est prise égale à 7%.

Les deux analyses présentées ont permis d'obtenir dans chaque cas une variable discriminante finale, caractérisant la séparation obtenue entre le signal Higgs d'une part, et les processus de fond du MS d'autre part. Il reste à établir quantitativement les résulats en termes de niveaux de confiance.

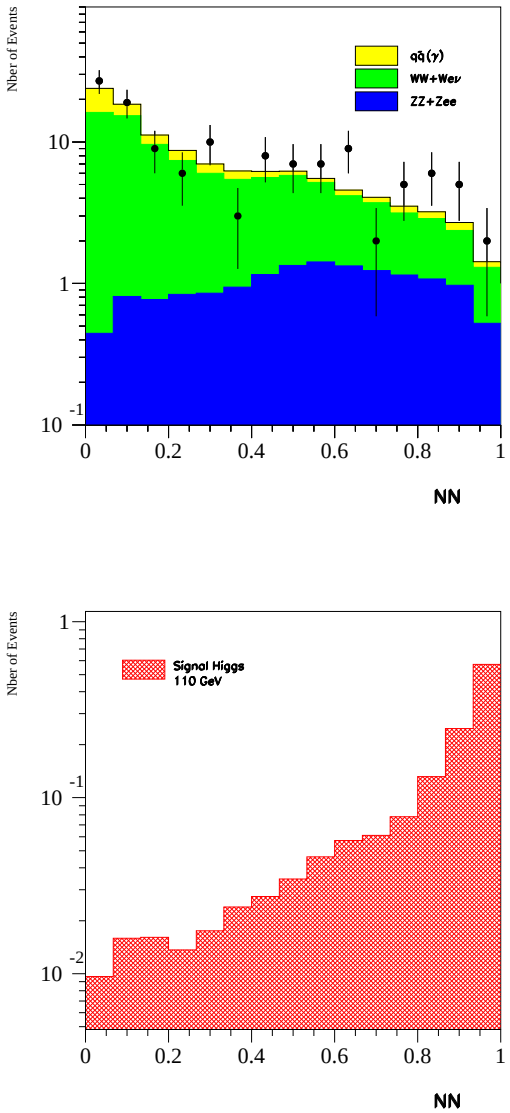


FIG. 3.32 – *Sortie du réseau de neurones* (NN) *pour les processus de fond du MS et le signal Higgs, dans l'analyse indépendante de saveur, pour une hypothèse de masse du boson de Higgs égale à 110 GeV (c'est-à-dire la limite attendue pour la combinaison des quatre canaux L3, pour une section efficace de production égale à celle du MS).*

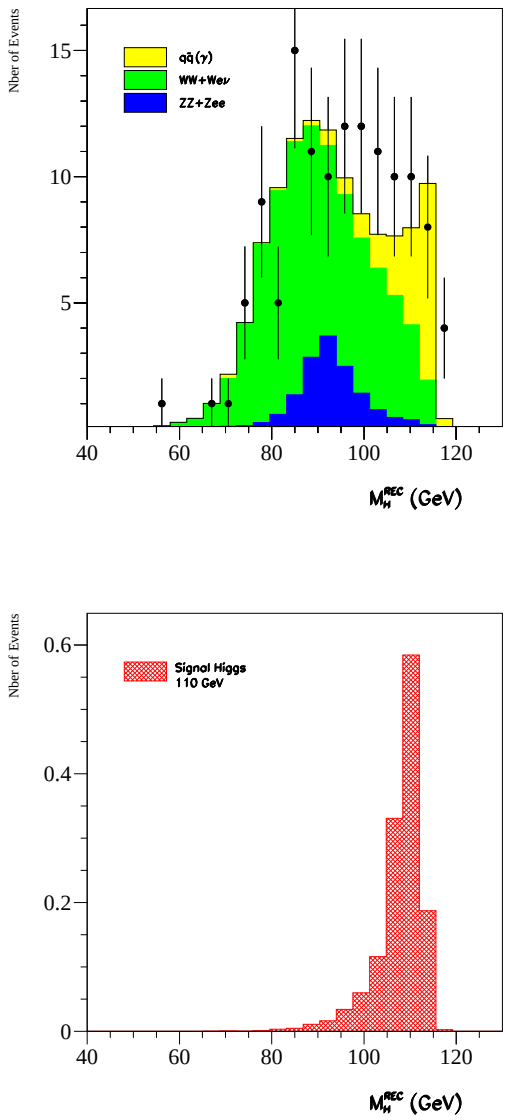


FIG. 3.33 – *Distribution de masse reconstruite. La ligne continue représente l'ensemble des fonds du MS et l'histogramme foncé le signal Higgs pour une hypothèse de masse 110 GeV (pour une section efficace de production égale à celle du MS).*

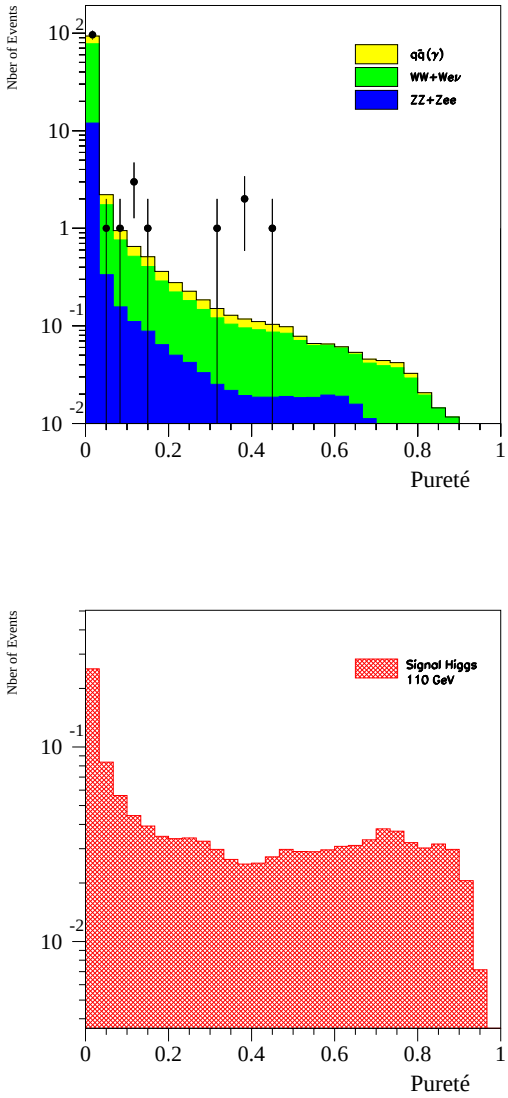


FIG. 3.34 – *Variable discriminante finale. La ligne continue représente l'ensemble des fonds du MS et l'histogramme foncé le signal Higgs pour une hypothèse de masse 110 GeV (pour une section efficace de production égale à celle du MS).*

Bibliographie

[1] PHOJET version 1.05 ;
R. Engel, Z.Phys **C 66** (1995) 203 ;
R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. **D 54** (1996) 4244.

[2] KK2f version 4.13 ;
S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comp. Phys. Comm. **130** (2000) 260.

[3] KORALW version 1.33 ;
S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216 ;
S. Jadach *et al.*, Phys. Lett. **B 372** (1996) 289.

[4] F.A. Berends, R. Kleiss and R. Pittau, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.

[5] PYTHIA versions 5.722 et 6.1 ; T. Sjöstrand, preprint CERN-TH/7112/93 (1993), révisé en août 1995 ; T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74 ; T. Sjöstrand, preprint hep-ph/0001032 (2000).

[6] P. Janot, *The HZHA generator*, dans *Physics at LEP2*, CERN Report 96-01 (1996).

[7] A.Zell *et al.*, *Stuttgart Neural Network Simulator*, University of Stuttgart Report No. 6/95.

[8] M. Kado, *Recherche du boson de Higgs dans le canal à énergie manquante avec le détecteur ALEPH à LEP2*, thèse LAL 99-16.

[9] L3 Collaboration, O. Adriani *et al.*, Nucl. Inst. Meth. in Physics Research **A 302** (1991) 53.

[10] B. Bertucci, *Measurement of the Z Branching Fraction into Bottom Quarks Using Lifetime Tags*, note interne L3 1968, soumise à la conférence ICHEP 96 (Varsovie).

[11] J. Alcaraz, B. Bertucci, M. Chamizo, S. Easo, J. Goldstein, D. Kamrad, M. Maity, J. Rodin, *Measurement of the Z Branching Fraction into Bottom Quarks Using Double Tag Methods*, note interne L3 2114, soumise aux conférences d'été 1997.

[12] J. Branson, A. Dominguez, I. Fisk, G. Raven, em The UCSD B tag for 1996, note interne L3 2108.

[13] L3 Higgs Working Group, *Standard Model Higgs Searches at* $\sqrt{s} = 189$ *GeV*, note interne L3 2382.

[14] C. Mariotti, E. Piotto, note Delphi 2000-132 ; M. Kado, note Aleph 2000-035.

[15] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B 505** (2001) 47-58.

[16] L3 Collaboration, P. Achard *et al.*, *Standard Model Higgs Boson with the L3 Experiment at LEP*, Phys. Lett. **B 517** (2001) 319-331.

Chapitre 4

Exploitation des résultats

Dans le chapitre précédent décrivant l'analyse (MS ou modèle à deux doublets), on arrive à un résultat exprimé sous la forme d'une variable discriminante finale (cf. 3.2.4 et 3.3.3). Il s'agit de l'information que l'on va utiliser afin d'établir les différents niveaux de confiance, étant donné que cette variable discriminante représente la discrimination maximale possible entre les processus de fond du MS et le signal Higgs.

4.1 Traitement statistique

4.1.1 Niveau de confiance

L'objectif final d'une analyse est de donner, dans le cas d'une exclusion, une limite inférieure sur le paramètre physique, ou *observable* qui nous intéresse ici, à savoir la masse du boson de Higgs. En terme de découverte, on doit également quantifier la déviation par rapport à la prédiction seule du fond. On détermine ainsi un *niveau de confiance* sur chacune des hypothèses, *fond* uniquement ou *signal plus fond*. Un estimateur statistique Q est construit de façon à classer les expériences suivant leur ressemblance avec l'hypothèse x considérée (par exemple $x = s + b$ désigne l'hypothèse *signal plus fond*). Le niveau de confiance (Confidence Level, noté CL) représente donc la probabilité que l'estimateur statistique (Q) donne une valeur inférieure à celle observée par l'expérience (Q_{obs}) [1]:

$$CL_x = P_x(Q \leq Q_{obs}) \tag{4.1}$$

soit

$$CL_x = \int_{-\infty}^{Q_{obs}} \frac{dP_x}{dQ}\, dQ \tag{4.2}$$

où le terme $\frac{dP_x}{dQ}$ représente la densité de probabilité de l'estimateur statistique pour l'hypothèse x.

4.1.2 Estimateur statistique

L'estimateur statistique Q [2] choisi est le rapport des fonctions de *vraisemblance* ($\mathcal{L}$) de l'hypothèse *signal plus fond* sur l'hypothèse *fond* uniquement, soit :

$$Q = \frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b} \tag{4.3}$$

où

$$\mathcal{L}(x) = \prod_{i=1}^{N} \frac{\exp(x.s_i(m_H) + b_i)(x.s_i(m_H) + b_i)^{n_i}}{n_i!} \times \prod_{j=1}^{n_i} \frac{x.s_i(m_H).\rho_{s_i}(m_H, d_{ij}) + b_i.\rho_{b_i}(d_{ij})}{x.s_i(m_H) + b_i} \tag{4.4}$$

avec $\mathcal{L}_{s+b} = \mathcal{L}(1)$ et $\mathcal{L}_b = \mathcal{L}(0)$. L'indice i représente tous les canaux de recherche que l'on désire combiner, provenant des différentes topologies ainsi que de toutes les énergies dans le centre de masse. $s_i(m_H)$ et b_i sont respectivement les nombres intégrés de signal (pour l'hypothèse de masse m_H) et de fond pour le canal i, $\rho_{s_i}(m_H, d_{ij})$ et $\rho_{b_i}(d_{ij})$ étant les densités de probabilités respectivement pour le signal et pour le fond, et ce pour la valeur d_{ij} de la variable discriminante finale du candidat j.

Pour des distributions prises sous forme d'histogramme, on peut simplifier l'expression de Q par :

$$\ln(Q) = -s_{tot} + \sum_i n_i.\ln(1 + \frac{s_i}{b_i}) \tag{4.5}$$

où la sommation sur i se fait cette fois sur l'ensemble de tous les intervalles provenant de tous les histogrammes représentant un canal à une énergie donnée. Le terme $\ln(1 + \frac{s_i}{b_i})$ représente ainsi le *poids* de chacun des n_i événements.

Un grand nombre de tirages Monte-Carlo sont générés pour les hypothèses *fond* et *signal plus fond*, et ce pour chaque hypothèse de masse m_H. Un exemple de distribution de $-2\ln(Q)$ est présenté fig. 4.1 pour une hypothèse de masse donnée. Les intégrales de ces deux distributions sont normalisées à l'unité afin de pouvoir utiliser ces distributions comme des densités de probabilités. D'après l'équation 4.2, l'intégration de la distribution correspondant

à hypothèse *fond* donne le niveau de confiance appelé $CL_b(m_H)$ (de même avec l'hypothèse *signal plus fond*, on obtiendra le niveau de confiance appelé $CL_{s+b}(m_H)$).

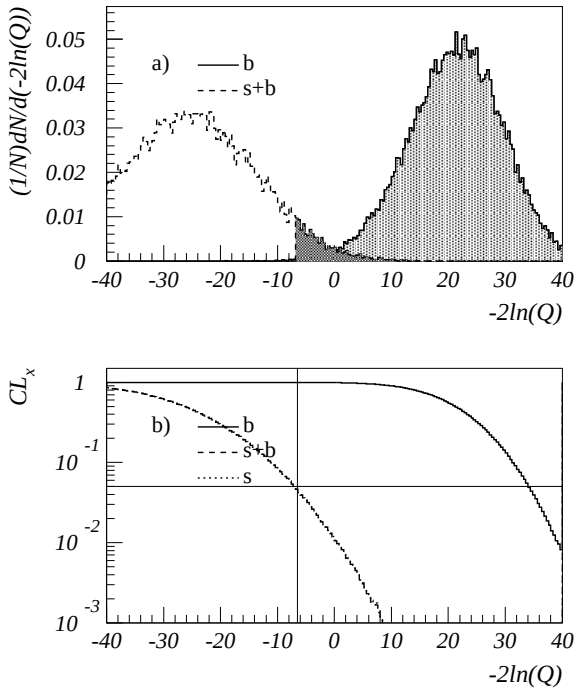


FIG. 4.1 – *(a)Exemple de distribution de densité de probabilité du* $-2\ln(Q)$ *(b)Valeurs prises par les différents niveaux de confiance : la ligne continue correspond à l'hypothèse fond (valeur prise par le* CL_b*), la ligne discontinue à l'hypothèse signal plus fond (valeur prise par le* CL_{s+b}*) ; quant au* CL_s*, il reste confondu dans cet exemple avec le* CL_{s+b}*. Les lignes verticale et horizontale représentent respectivement la valeur du* $-2\ln(Q)$ *et la valeur du* CL_s *pour l'observé.*

On remarque cependant que lorsque le signal attendu est faible (ce qui est le cas dans les recherches de boson de Higgs proche de la limite cinématique), une fluctuation du fond peut amener à mettre une limite en dehors du domaine de sensibilité. Afin d'éviter un tel résultat qui apparaîtrait comme non-physique, on définit une autre quantité appelée CL_s [1] pour déterminer une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{4.6}$$

Cette variable est également présentée figure 4.1 ($x = s$), bien qu'elle soit pratiquement confondue avec le CL_{s+b}.

4.1.3 Critères sur les niveaux de confiance

Une découverte sera caractérisée par une déviation à $5\,\sigma$ de l'observé par rapport à l'attendu, ce qui correspond à une valeur de $5,7.10^{-7}$ pour la variable $1 - CL_b$. Si il y a un accord parfait entre les données et le fond attendu du MS, la quantité $1 - CL_b$ prend la valeur 0,5. Au contraire, dans le cas d'une découverte, cette variable doit présenter une déviation prononcée pour l'hypothèse de masse considérée (cf. fig. 4.2), avec la même largeur que la largeur de la particule convoluée par la résolution expérimentale.

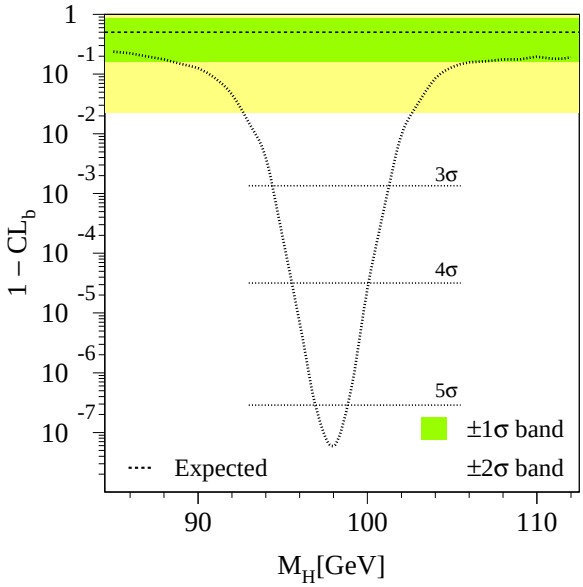


FIG. 4.2 – *Forme du* $1 - CLb$ *en cas de découverte.*

De plus, la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs est obtenue lorsque la quantité CL_s devient supérieure à 0,05 (limite à 95% de degré de confiance).

4.2 Résultats dans le cadre du Modèle Standard

4.2.1 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 202 GeV

La prise de données pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 202 GeV a été effectuée au cours de l'année 1999. Les luminosités et énergies dans le centre de masse correspondantes ont été reportées dans la table 4.1. Pour cet intervalle de $\sqrt{s}$, ceci représente une luminosité intégrée de 234,4 pb^{-1}.

$\sqrt{s}$ (GeV)	191,6	195,5	199,5	201,7
$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	29,8	84,1	83,3	37,1

TAB. 4.1 – *Luminosités intégrées ($\int \mathcal{L}dt$) collectées par l'expérience L3 pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 202 GeV.*

On présente ci-dessous la quantité $-2\ln Q$ (cf. fig. 4.3) en fonction de l'hypothèse de masse m_H.

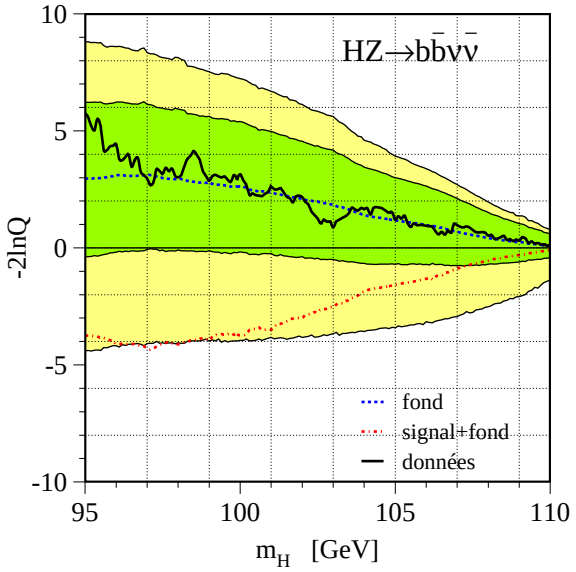


FIG. 4.3 – $-2\ln Q$ *pour les données pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 202 GeV. La ligne continue noire représente les données, la ligne pointillée du haut l'hypothèse fond uniquement et la ligne pointillée du bas l'hypothèse signal plus fond.*

Sur cette figure comme toutes celles qui suivront, la ligne pointillée du haut représente l'hypothèse *fond uniquement*, la ligne pointillée du bas l'hypothèse *signal plus fond*; quant à la ligne continue, elle représente les données. On a de plus les bandes foncée et claire qui correspondent à des déviations respectivement de $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ autour de l'hypothèse fond. Les deux lignes se rencontrent lorsque la sensibilité de l'analyse ne permet plus de distinguer l'hypothèse *fond uniquement* de l'hypothèse *signal plus fond*. Plus une analyse est performante et plus l'écart entre les courbes correspondantes aux hypothèses *signal plus fond* et *fond* l'est également.

A partir de la distribution de densité de probabilité du $-2\ln Q$, on trouve tout d'abord la quantité $1 - CL_b$, qui indique un éventuel excès ou déficit de données par rapport à l'hypothèse fond. On présente ci-dessous la quantité $1 - CL_b$ (cf. fig. 4.4) en fonction de l'hypothèse de masse m_H pour cet intervalle de $\sqrt{s}$.

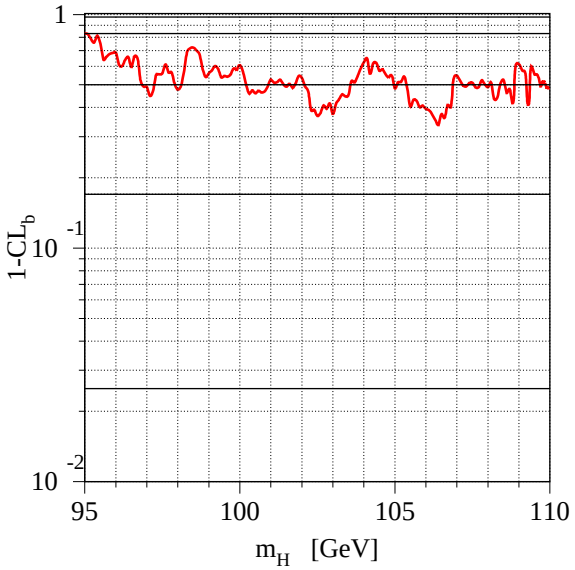


FIG. 4.4 – $1 - CL_b$ *pour les données pour* $\sqrt{s}$ *compris entre 192 et 202 GeV. La ligne continue noire représente les données.*

Il n'y a eu aucun excès significatif dans le canal $H\nu\bar{\nu}$ pour cette prise de données. Les données sont toujours à moins de un écart standard ($\pm 1\sigma$) du fond attendu par le MS.

4.2.2 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV

La prise de données pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV a été effectuée au cours de l'année 2000. Les luminosités et énergies dans le centre de masse correspondantes ont été reportées dans la table 4.2, soit une luminosité intégrée totale de 217,3 pb^{-1}.

$\sqrt{s}$ (GeV)	202,8	203,8	205,1	206,3	206,6	208,0	208,6
$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	2,7	7,6	68,1	66,9	63,7	8,2	0,1

TAB. 4.2 – *Luminosités intégrées ($\int \mathcal{L}dt$) collectées par l'expérience L3 pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV.*

On présente ci-dessous la quantité $-2\ln Q$ (cf. fig. 4.5) en fonction de l'hypothèse de masse m_H pour cet intervalle de $\sqrt{s}$.

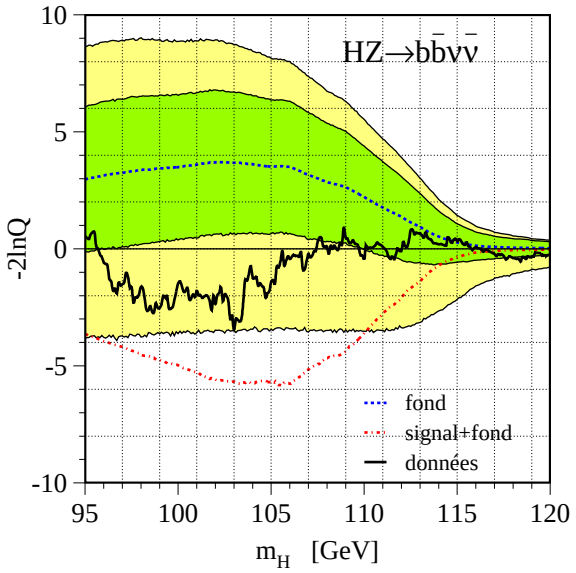


FIG. 4.5 – $-2\ln Q$ *pour les données pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV. La ligne continue noire représente les données, la ligne pointillée du haut l'hypothèse fond uniquement et la ligne pointillée du bas l'hypothèse signal plus fond.*

On présente aussi la quantité $1 - CL_b$ (cf. fig. 4.6) en fonction de l'hypothèse de masse m_H. On observe un excès d'événements pour une hypothèse

de masse m_H=103 GeV, mais qui ne dépasse cependant pas deux écarts standards ($+2\sigma$) du fond attendu du MS. De plus, les données n'atteignent pas l'hypothèse *signal plus fond* pour cette hypothèse de masse.

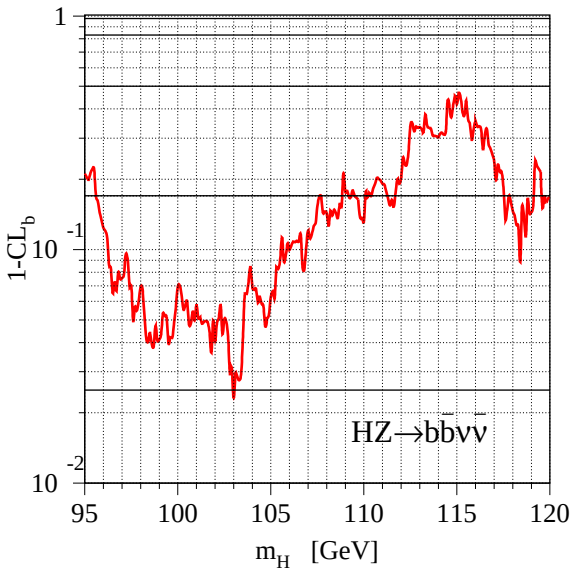


FIG. 4.6 – $1 - CL_b$ *pour les données pour* $\sqrt{s}$ *compris entre 202 et 209 GeV.*

4.2.3 Résultats combinés

Le résultat final provient de la combinaison des données pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 209 GeV dans ce canal $H\nu\bar{\nu}$. Ceci représente une luminosité intégrée totale de 452,1 pb^{-1}. On présente ci-dessous la quantité $-2\ln Q$ (cf. fig. 4.7) en fonction de l'hypothèse de masse m_H pour ces deux années. Le minimum du $-2\ln Q$ pour l'observé est atteint pour l'hypothèse de masse $m_H = 103$ GeV. Cependant, cet écart entre les données et la prédiction du fond par la simulation MC reste inférieur à deux écarts standards (2σ).

On présente ci-après la quantité $1 - CL_b$ (cf. fig. 4.8) en fonction de l'hypothèse de masse m_H. Comme on l'a vu précédemment, l'accord entre les données et le fond attendu reste toujours raisonnable (la différence avec la prédiction du fond du MS est inférieure à 2 σ) sur toute la gamme de masse.

De plus, on présente la quantité CL_s (cf. fig. 4.9) en fonction de l'hypothèse de masse m_H. Cette quantité (déduite également du $-2\ln Q$) permet d'en déduire une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs.

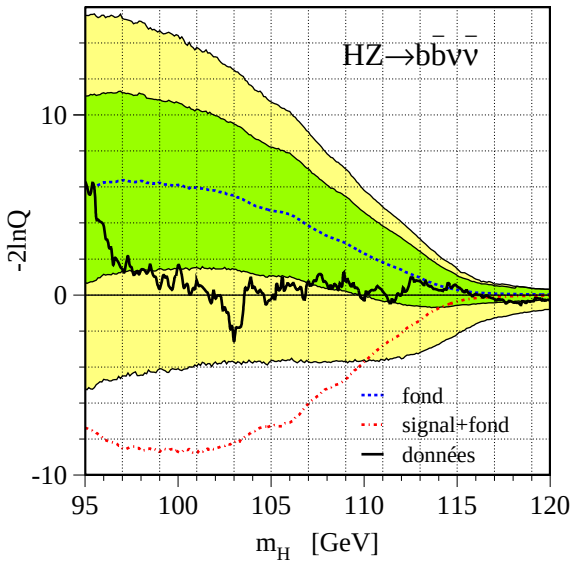


FIG. 4.7 – $-2\ln Q$ *pour les données de 192 à 209 GeV. La ligne continue noire représente les données, la ligne pointillée du haut l'hypothèse fond uniquement et la ligne pointillée du bas l'hypothèse signal plus fond.*

En utilisant seulement ce canal dans cette analyse, on trouve :
- Limite observée $m_H \geq 96,0$ GeV à 95% CL.
- Limite attendue $m_H \geq 106,5$ GeV à 95% CL.

La différence entre les limites observée et attendue est due à deux effets conjugués. D'une part, la sensibilité de l'analyse est réduite, pour des hypothèses de masse du boson de Higgs inférieures à 100 GeV, par l'optimisation pour les hautes masses : ceci donne en effet une sensibilité de l'analyse constante entre 95 et 105 GeV. D'autre part, on observe un excès constant de données, pour des hypothèses de masse du boson de Higgs standard comprises entre 96 et 112 GeV (excès inférieur à 2 σ), c'est-à-dire sur la même gamme de masse du boson de Higgs. Ceci explique donc la différence entre les limites observée et attendue.

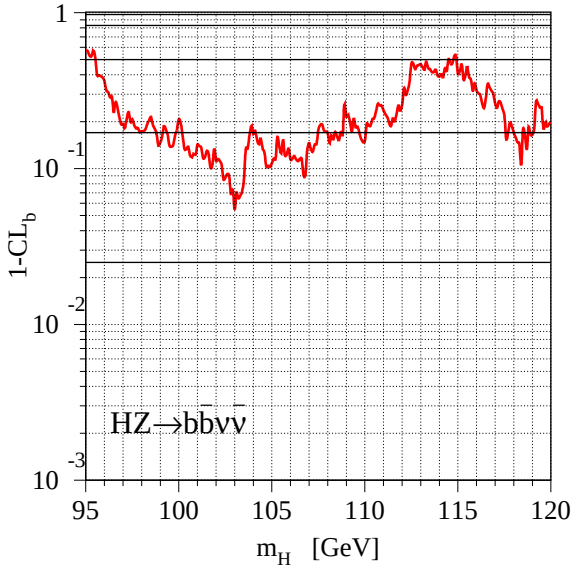


FIG. 4.8 – $1 - CL_b$ *pour les données de 192 à 209 GeV. La ligne continue représente les données.*

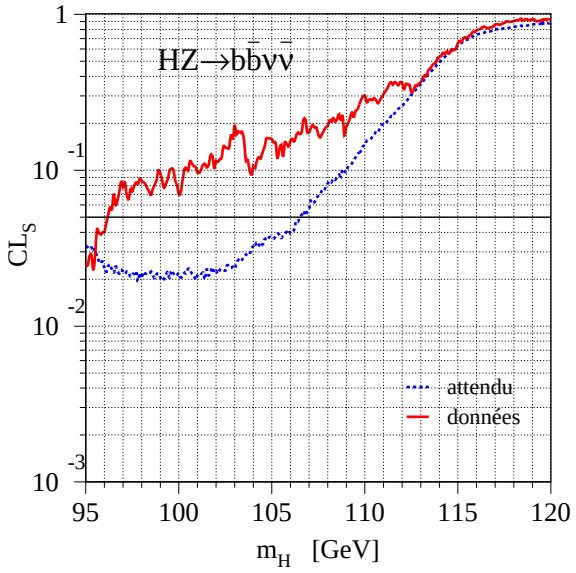


FIG. 4.9 – CL_s *pour les données de 192 à 209 GeV. La ligne continue représente les données et la ligne discontinue l'hypothèse fond uniquement.*

4.2.4 Evolution des candidats

Une façon synthétique de voir qu'elles sont les contributions de chacun des candidats individuellement consiste à représenter l'évolution des candidats, à savoir leur poids ($\ln(1 + s/b)$, cf. éq.(4.5)) en fonction de l'hypothèse de masse. La figure 4.10 illustre ceci.

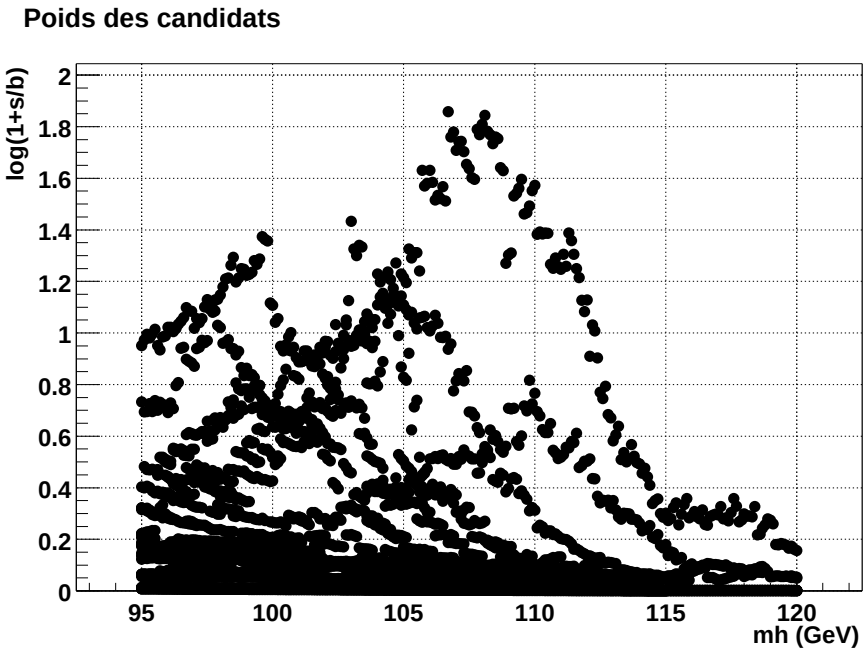
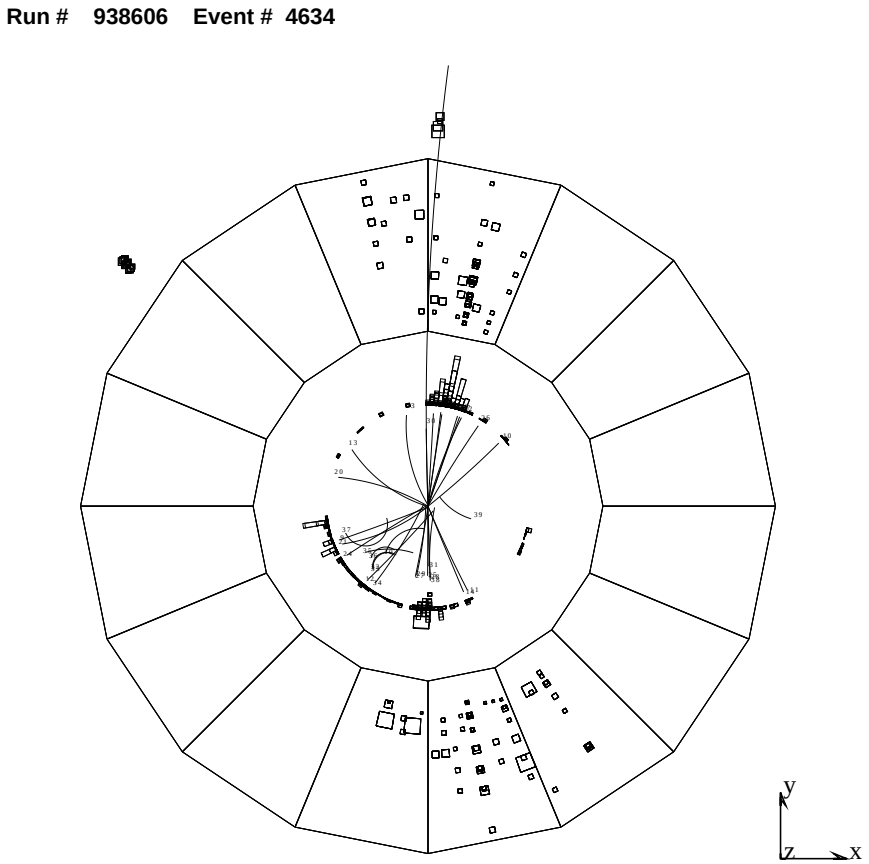


FIG. 4.10 – *Evolution des candidats* ($\ln(1 + s/b)$) *en fonction de l'hypothèse de masse* m_H.

Le meilleur candidat sélectionné dans cette analyse pour une hypothèse de masse $m_H = 115$ GeV (celui dont la contribution au $-2\ln Q$ est maximale pour cette hypothèse de masse) est visualisé sur les figures 4.11 (vue dans le plan $r\phi$) et 4.12 (vue dans le plan sz). Le minimum de la quantité $-2\ln Q$ est atteint en fait pour une hypothèse de masse 103 GeV. Cependant, cette hypothèse de masse était déjà exclue par les recherches du boson de Higgs standard pour $\sqrt{s}$ inférieur à 202 GeV. On choisit donc une hypothèse de masse correspondant à la limite attendue pour la combinaison des quatre expériences du LEP (cf. 4.2.7 Combinaison LEP).



Transverse Imbalance :	.1835		**Longitudinal Imbalance :**	.0786	
Thrust : .8955		**Major :**	.2856	**Minor :**	.1144
Event DAQ Time :	*1024 225829*				

FIG. 4.11 – *Candidat le plus significatif sélectionné par cette analyse pour une hypothèse de masse* $m_H = 115$ *GeV dans le plan* $r\phi$.

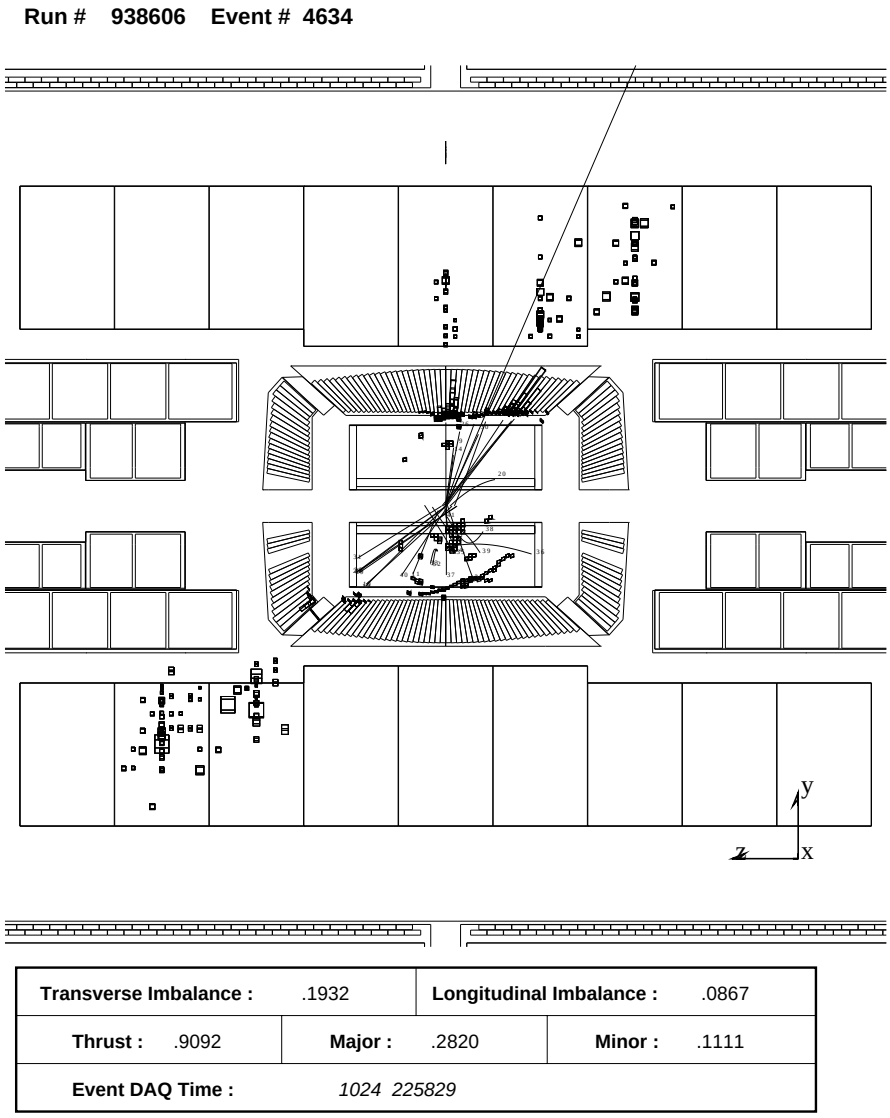


FIG. 4.12 – *Candidat le plus significatif sélectionné par cette analyse pour une hypothèse de masse* $m_H = 115$ *GeV dans le plan sz.*

Cet événement a été enregistré avec une énergie dans le centre de masse de 206,4 GeV. Ses caractéristiques sont les suivantes :
- masse reconstruite : 110,1 GeV (résolution $\sim$ 3,5 GeV)
- masse visible : 109,8 GeV (résolution $\sim$ 10 GeV)
- masse manquante : 91,5 GeV (résolution $\sim$ 10 GeV)
- btag (jet 1) : 0,58 (valeur comprise entre 0 et 1)
- btag (jet 2) : 0,59 (valeur comprise entre 0 et 1)
- btag (événement) : 3,4 (valeur comprise usuellement entre 0 et 8)

La vue de cet événement dans le détecteur de micro-vertex (SMD) est représentée dans l'annexe C figure C.1. Cet événement ne correspondant pas au candidat publié L3 $H\nu\bar{\nu}$, on présente donc les différences existantes avec l'analyse publiée L3.

4.2.5 Comparaison de deux analyses

Pour comparer deux analyses, on superpose les courbes de la quantité $-2\ln Q$ pour l'hypothèse *signal plus fond* et *fond* (cf. fig. 4.13). La figure 4.13 présente une comparaison entre les performances de l'analyse $H\nu\bar{\nu}$ décrite dans ce document et l'analyse publiée (adoptée par la collaboration L3).

L'analyse décrite précédemment (cf. chapitre 3) emploie notamment des coupures au niveau de la présélection minimisant le fond le plus difficile à estimer dans la région de haute pureté, à savoir le fond $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ doublement radiatif (cf. 3.2.1). A la différence de l'analyse publiée qui n'utilise pas l'acoplanarité ni la variable $\cos\psi$. Ceci explique l'absence du candidat publié L3 $H\nu\bar{\nu}$ [3] dans la suite, et également la différence de performance entre les deux analyses : le fait d'utiliser la variable $\cos\psi$ améliore sensiblement les performances. En effet, à la limite attendue pour la combinaison L3, soit 112,4 GeV (cf. paragraphe suivant), les valeurs prises par le $-2\ln Q$ dans les différentes hypothèses (fond et signal plus fond), ainsi que la différence entre les deux ($\Delta(-2\ln Q)$) sont sensiblement différentes (cf. tab. 4.3).

	$-2\ln Q$ (fond)	$-2\ln Q$ (signal plus fond)	$\Delta(-2\ln Q)$
Analyse décrite	1,25	-1,85	3,10
Analyse publiée	0,82	-1,07	1,89

TAB. 4.3 – *Comparaison des valeurs prises par le $-2\ln Q$ entre les deux analyses.*

L'amélioration des performances pour cette hypotèse de masse 112,4 GeV est donc de l'ordre de 60 % sur la différence $\Delta(-2\ln Q)$.

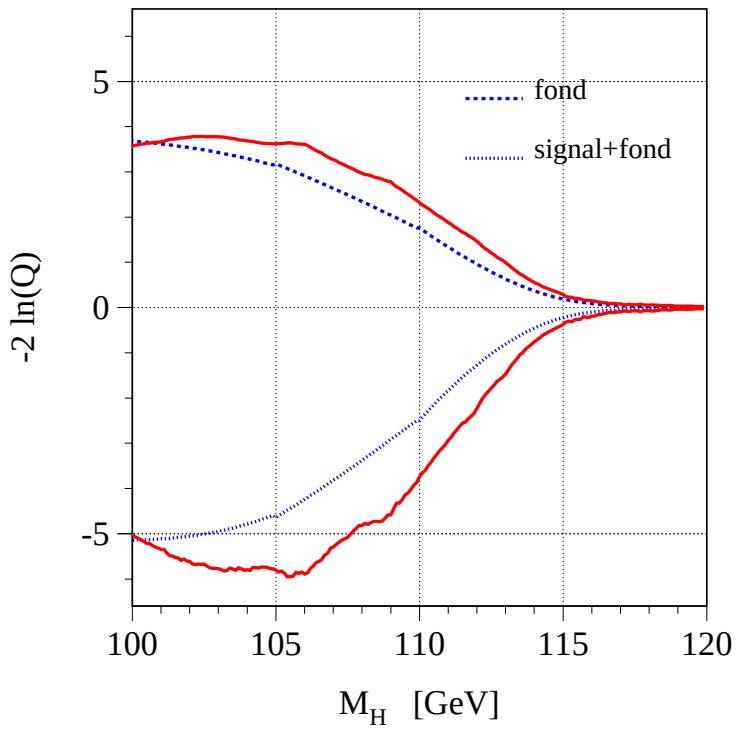
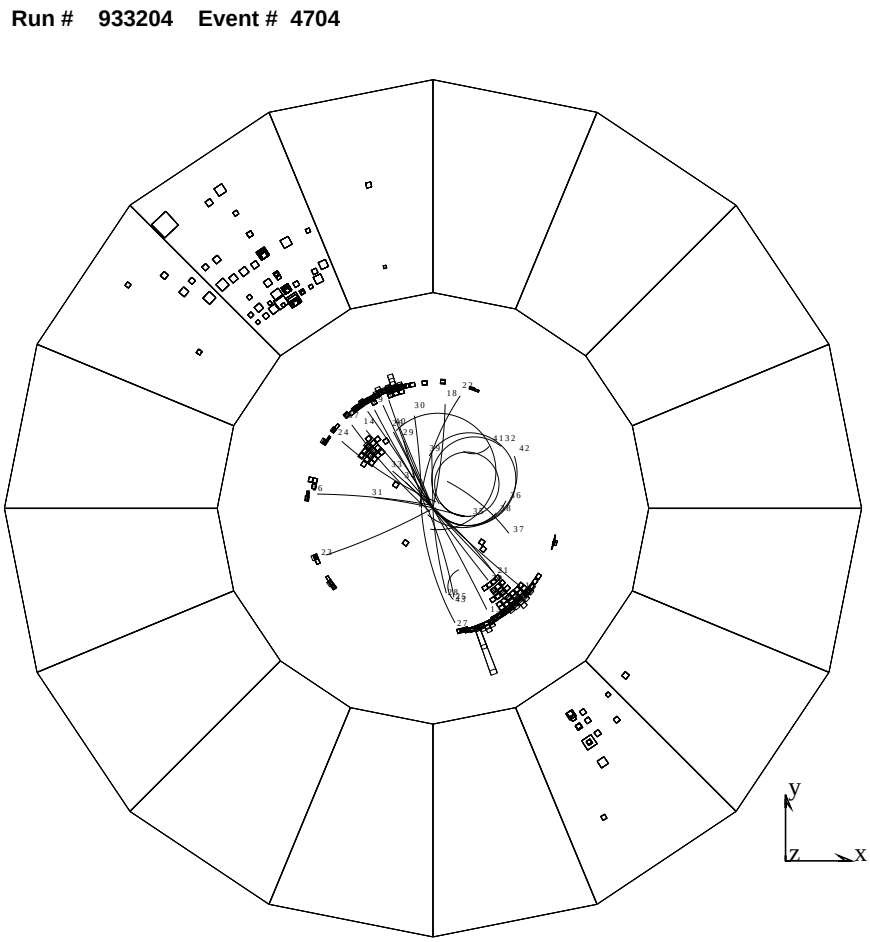


FIG. 4.13 – *Comparaison du* $-2\ln Q$ *pour les deux analyses* $H\nu\bar{\nu}$ *: les lignes discontinues représentent l'analyse publiée, les lignes continues l'analyse décrite dans ce document. Plus l'écart entre les lignes correspondantes aux hypothèses fond et signal plus fond est important, plus la sensibilité de l'analyse est grande.*

Le candidat publié L3 $H\nu\bar{\nu}$ est présenté dans les vues $r\phi$ (cf. fig. 4.14) et sz (cf. fig. 4.15) ; la vue dans le détecteur de micro-vertex (SMD) est représentée dans l'annexe C figure C.2. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- masse reconstruite : 115,0 GeV (résolution $\sim$ 3,5 GeV)
- masse visible : 106,6 GeV (résolution $\sim$ 10 GeV)
- masse manquante : 99,4 GeV (résolution $\sim$ 10 GeV)
- btag (jet 1) : 0,61 (valeur comprise entre 0 et 1)
- btag (jet 2) : 0,95 (valeur comprise entre 0 et 1)
- btag (événement) : 5,2 (valeur comprise usuellement entre 0 et 8)
- $\cos\psi$: 0,024

La faible valeur de $\cos\psi$ le place dans la région du fond $q\bar{q}(\gamma\gamma)$ doublement radiatif (cf. fig. 3.25).



Transverse Imbalance :	.0140		**Longitudinal Imbalance :**	-.0063	
Thrust :	.9785	**Major :**	.0827	**Minor :**	.0530
Event DAQ Time :	*1016 222503*				

FIG. 4.14 – *Candidat publié L3 $H\nu\bar{\nu}$ dans le plan $r\phi$.*

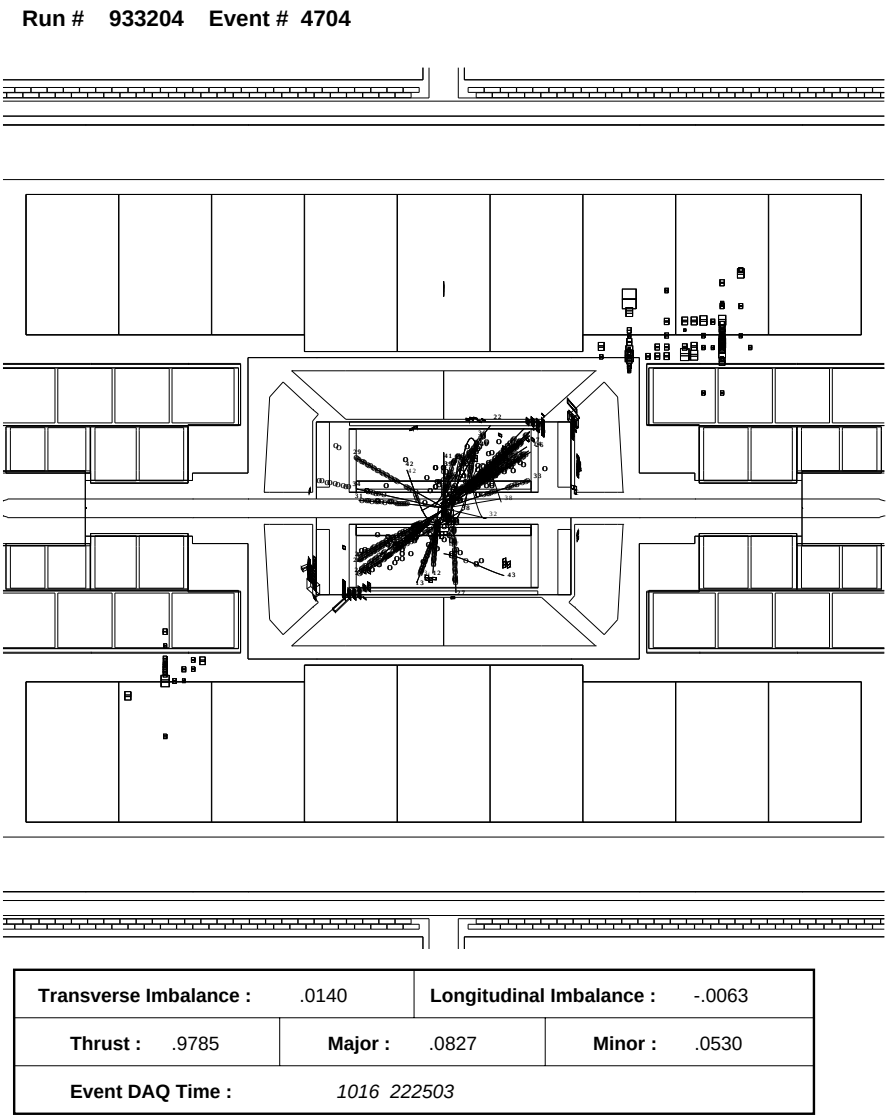


FIG. 4.15 – *Candidat publié L3 $H\nu\bar{\nu}$ dans le plan sz.*

4.2.6 Combinaison des quatres canaux L3

La combinaison L3 prend en compte les quatre canaux disponibles pour cette recherche du boson de Higgs standard (cf. 3.1.1), soit les canaux où l'état final contient : $q\bar{q}b\bar{b}$ (quatre jets, 65 % des événements), $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ (deux jets plus énergie manquante, 19 % des événements), $q\bar{q}l^+l^-$, $l = e, \mu$ (canaux leptoniques, 6 % des événements) et $q\bar{q}\tau^+\tau^-$ (canal tauique, 9 % des événements).

Les trois canaux quatre jets, leptonique et tauique, employent des variables finales discriminantes différentes de celle décrite au paragraphe 3.2.4.

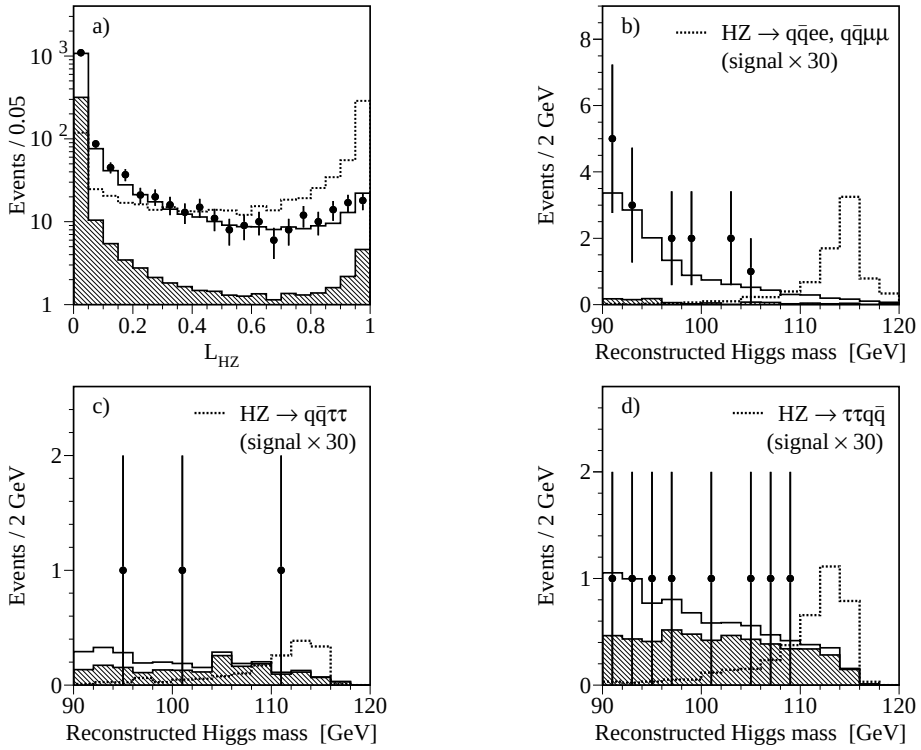


FIG. 4.16 – *Différentes variables finales discriminantes : a) quatre jets, b) canal leptonique, c) et d) canal tauique. L'histogramme foncé correspond aux processus de production de paire de bosons Z ou W et l'histogramme claire aux autres processus de fond du MS. La ligne discontinue représente le signal Higgs pour une hypothèse de masse du boson de Higgs 115 GeV, avec un coefficient d'amplification du signal égal à 200 pour la figure a), et égal à 30 pour les trois suivantes.*

Le canal *quatre jets* utilise une méthode basée sur un rapport de vraisemblance, dont les composantes sont les informations cinématiques (dont

les informations angulaires) et l'étiquetage des quarks b (cf. fig. 4.16 a)). Les canaux leptoniques et tauique quant à eux utilisent la masse reconstruite comme variable finale (cf. fig. 4.16 b) c) d)).

La distribution du $-2\ln Q$ obtenu pour cette combinaison (cf. fig. 4.17), ainsi que les niveaux de confiance sont présentés ci-après (cf. figures 4.18 et 4.19) [4] [5].

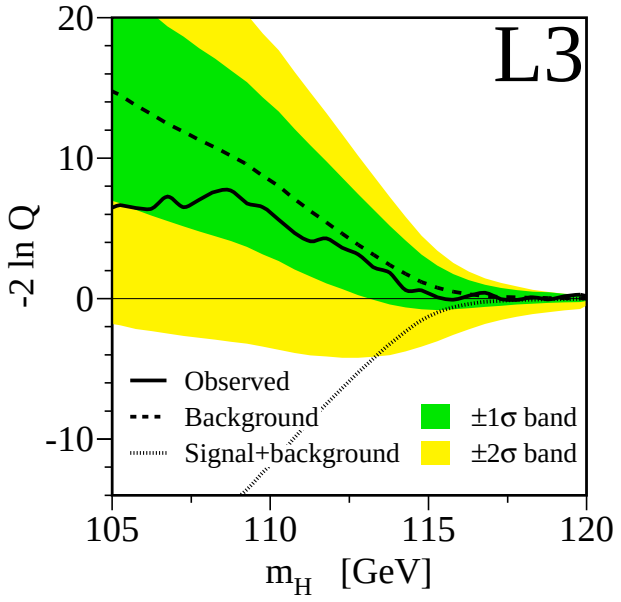


FIG. 4.17 – *Quantité $-2\ln Q$ en fonction de m_H pour la combinaison L3.*

Sur la figure 4.18, on observe que la différence entre les données et la prédiction du fond MS est toujours inférieure à 1 σ : l'accord entre données et MC est donc très satisfaisant.

La limite inférieure observée pour L3 est 112,0 GeV, à un niveau de confiance à 95 %, tandis que la limite inférieure attendue est de 112,4 GeV. Les différentes limites (observée ou attendue) proviennent en effet essentiellement du canal *quatre jets*. Pour un niveau de confiance plus élevé égal à 99,5 %, la limite inférieure observée est 107 GeV.

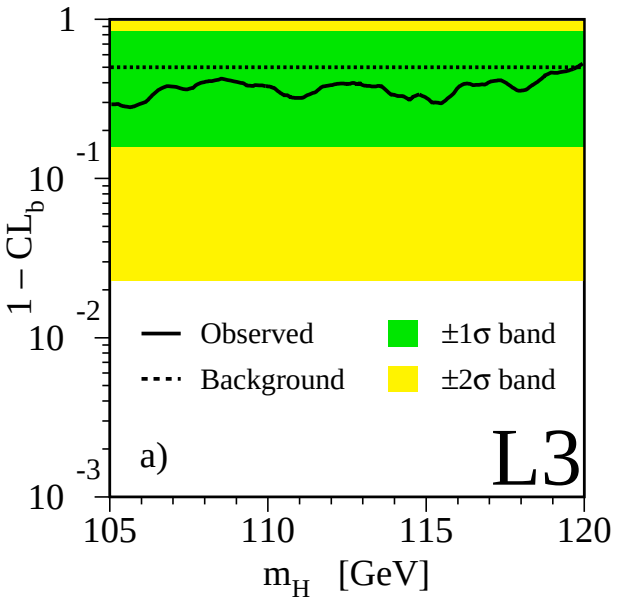


FIG. 4.18 – *Niveau de confiance* $1 - CL_b$ *en fonction de* m_H *obtenu après combinaison de tous les canaux L3.*

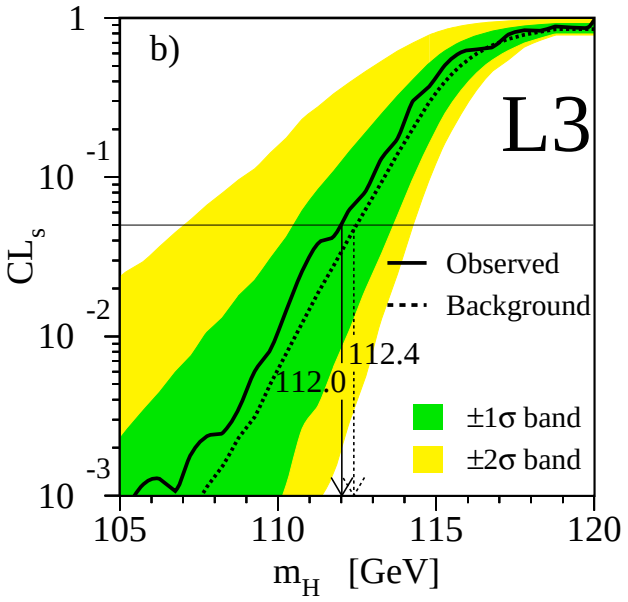


FIG. 4.19 – *Niveau de confiance* CL_s *en fonction de* m_H *obtenu après combinaison de tous les canaux L3.*

4.2.7 Combinaison LEP

La combinaison LEP permet de réunir les résultats des quatre collaborations ALEPH, DELPHI, OPAL et L3, augmentant la statistique accumulée, et améliorant la sensibilité des recherches de nouvelles particules. La même procédure statistique que celle décrite précédemment est employée. Toutes les données prises au-delà d'une énergie dans le centre de masse égale à 189 GeV ont été combinées, soit un total de 2,465 fb^{-1} pour l'ensemble des expériences du LEP [6]. La table 4.4 donne le détail par expérience, ainsi que les limites attendues et observées sur la masse du boson de Higgs standard pour chacune des quatre expériences.

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	629	610	627	599	2465
Limite attendue (GeV)	113,8	113,5	112,4	112,6	115,4
Limite observée (GeV)	111,5	114,3	112,0	109,4	114,1

TAB. 4.4 – *Luminosités intégrées par expérience et le total du LEP pour* $\sqrt{s} \geq 189$ *GeV, ainsi que les limites attendues et observées pour chacune des expériences.*

Les quantités $-2\ln Q$, obtenues pour chacune des quatres expériences et pour la combinaison LEP, sont présentées respectivement dans les figures 4.20 et 4.21.

Sur la figure 4.21, on a ajouté en plus des hypothèses habituelles *fond*, *signal plus fond* et de l'observé, un test *signal plus fond* : pour ceci, on remplace les données par le fond plus le signal simulé pour une hypothèse de masse donnée. On obtient alors ce que devrait être la valeur du $-2\ln Q$ en cas de présence de signal dans les données (sur la figure 4.21, on a pris m_H=115 GeV). Les niveaux de confiance associés sont présentés figures 4.22 et 4.23.

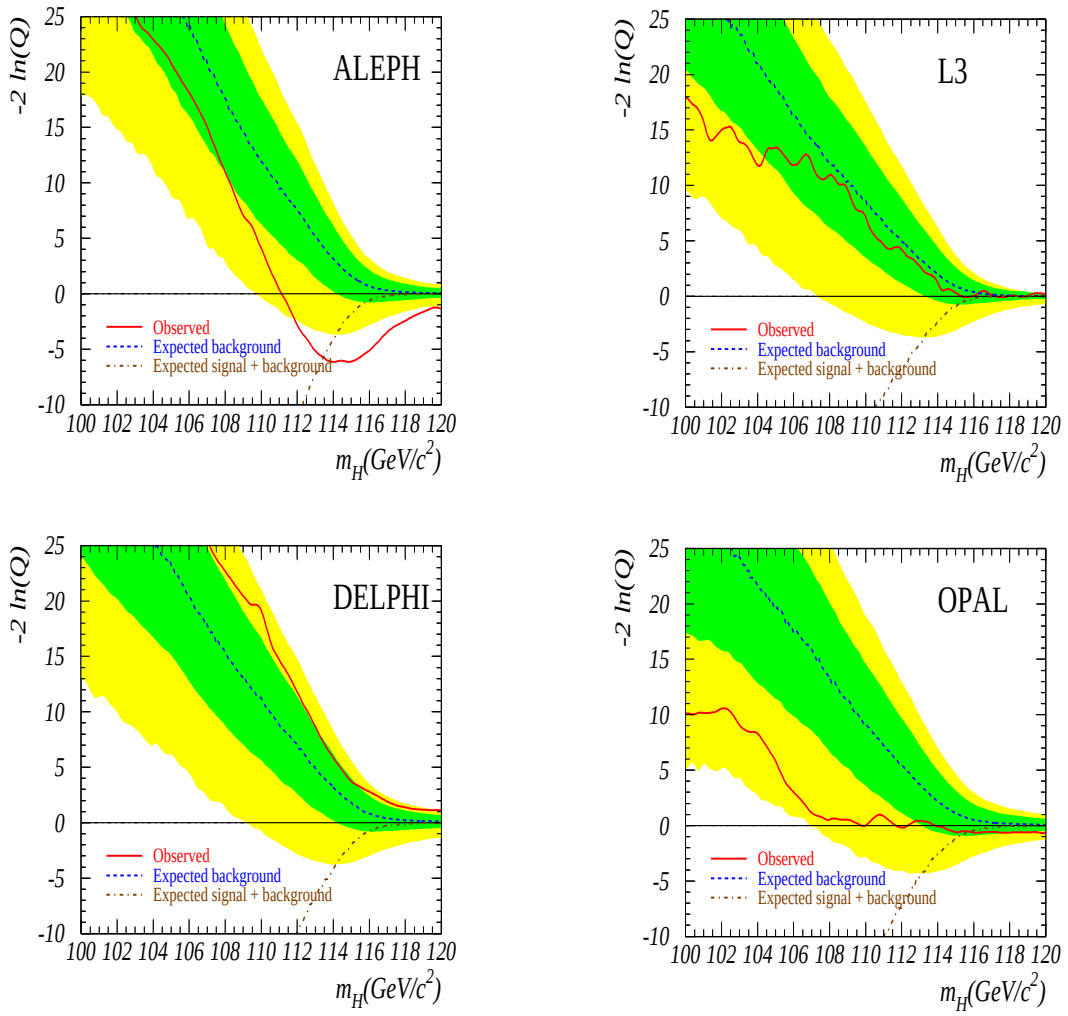


FIG. 4.20 – *Quantité* $-2\ln Q$ *en fonction de* m_H *pour chacune des quatre expériences pour toutes les données prises jusqu'à* $\sqrt{s}$ *=209 GeV.*

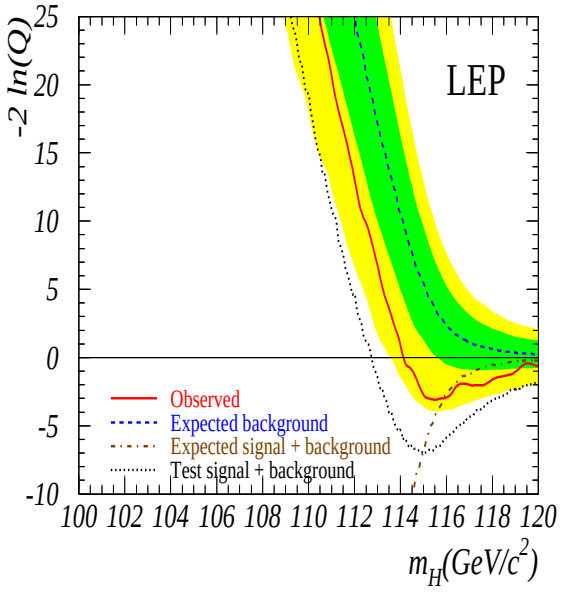


FIG. 4.21 – *Quantité* $-2\ln Q$ *en fonction de* m_H *pour la combinaison LEP pour toutes les données prises jusqu'à* $\sqrt{s}$ *=209 GeV.*

Sur la figure 4.21, on observe le minimum du $-2\ln Q$ pour une hypothèse de masse $m_H = 115,6$ GeV. Sur la figure 4.22, la déviation des données par rapport à la prédiction des fonds du MS pour cette même hypothèse 115,6 GeV est de 2,1 σ. La limite inférieure observée pour tout le LEP est 114,1 GeV, avec un niveau de confiance de 95%, alors que la limite inférieure attendue est 115,4 GeV. Les trois candidats les plus significatifs de toute la combinaison LEP pour cette hypothèse de masse 115,6 GeV sont des événements de topologie *quatre jets*, observés dans l'expérience ALEPH [7]. La collaboration ALEPH a utilisé deux analyses différentes, l'une basée sur un réseau de neurones et une autre sur des coupures séquentielles [8]. Le minimum du $-2\ln Q$ est atteint dans les deux analyses pour une hypothèse de masse 115 GeV : les deux résultats sont donc concordants. Les candidats les plus significatifs enregistrés par les quatre collaborations LEP sont résumés dans le tableau 4.5. On donne en colonne 2 l'énergie dans le centre de masse correspondante, en colonne 3 le canal d'analyse associé au candidat, en colonne 4 la masse reconstruite et en colonne 5 le poids des candidats ($\ln(1 + s_i/b_i)$) pour une hypothèse de masse du boson de Higgs égale à 115,6 GeV. Après les trois candidats *quatre jets* enregistrés par ALEPH, vient un autre candidat ALEPH dans la topologie *leptonique*. Le candidat publié L3 dans le canal *deux jets plus énergie manquante* arrive en cinquième position. Le poids des candi-

dats non-prépondérants peut cependant être maximal pour une hypothèse de masse du boson de Higgs différente de 115,6 GeV.

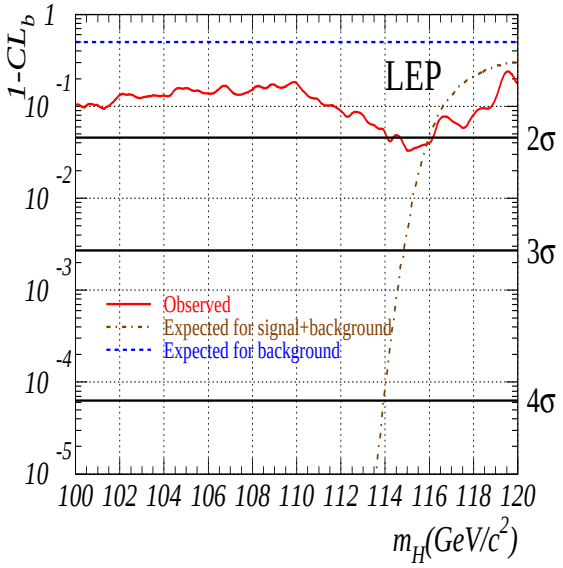


FIG. 4.22 – *Niveau de confiance* $1 - CL_b$ *en fonction de* m_H *obtenus après combinaison des quatre expériences du LEP pour toutes les données prises jusqu'à* $\sqrt{s}$ *=209 GeV.*

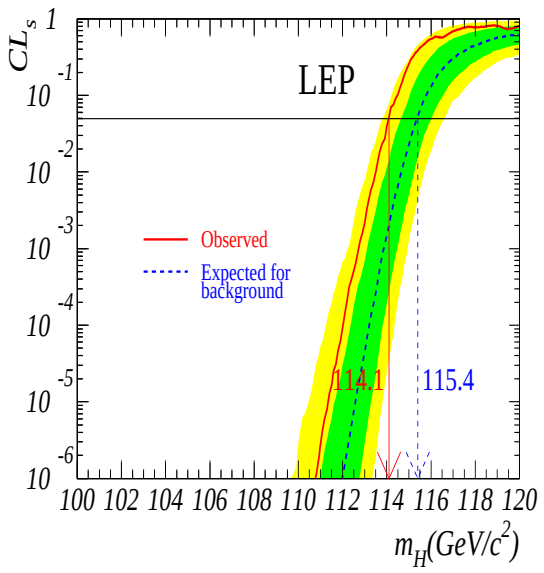


FIG. 4.23 – *Niveau de confiance CL_s en fonction de m_H obtenus après combinaison des quatre expériences du LEP pour toutes les données prises jusqu'à $\sqrt{s}$ =209 GeV.*

Expérience	$\sqrt{s}$ (GeV)	Canal	M_H^{REC} (GeV)	$\ln(1 + s_i/b_i)$
ALEPH	206,7	4-jets	114,3	1,33
ALEPH	206,7	4-jets	112,9	0,97
ALEPH	206,5	4-jets	110,0	0,55
ALEPH	205,0	leptonique	118,1	0,50
L3	206,4	2jets + E-miss	115,0	0,40
OPAL	206,6	4-jets	110,7	0,37
ALEPH	208,1	taus	115,4	0,36
DELPHI	206,7	4-jets	114,3	0,28

TAB. 4.5 – *Candidats les plus significatifs enregistrés par les quatre collaborations LEP pour $m_H = 115,6$ GeV.*

4.3 Résultats dans les modèles à deux doublets

On présente ci-après les résultats de l'analyse dans les modèles à deux doublets, analyse dite *indépendante de saveur*. Dans les deux paragraphes suivants, on présentera les résultats en supposant que le couplage g_{hZZ} prend la même valeur que dans le MS. On fait également l'hypothèse que la désintégration du boson de Higgs est purement hadronique ($BR(h \rightarrow hadrons) = 100\%$).

4.3.1 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 192 et 202 GeV

On présente ci-dessous la quantité $-2\ln Q$ (cf. fig. 4.24) en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs m_H.

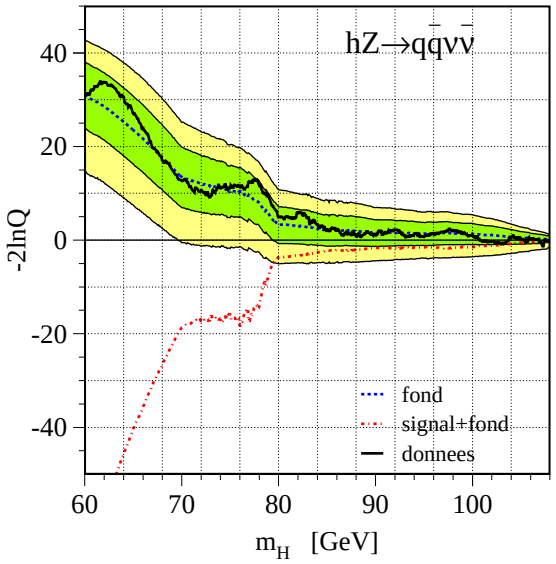


FIG. 4.24 – *Distribution du $-2\ln Q$ dans l'analyse indépendante de saveur pour les données pour $\sqrt{s} = 192$ à 202 GeV. La ligne continue représente les données, la ligne pointillée du haut l'hypothèse fond uniquement et la ligne pointillée du bas l'hypothèse signal plus fond.*

Les données sont en accord avec la prédiction des processus de fond du MS sur toute la gamme de masse considérée. Les courbes correspondantes à l'hypothèse *signal plus fond* et à l'hypothèse *fond* présentent un plateau

entre 70 et 80 GeV, dû à la méthode de combinaison employée (cf. 3.2.4) entre la sortie du réseau de neurones et la distribution de masse reconstruite pour former la variable finale (variable utilisée pour calculer cette quantité $-2\ln Q$). On présente aussi la quantité $1 - CL_b$ (cf. fig. 4.25) en fonction de l'hypothèse de masse m_H.

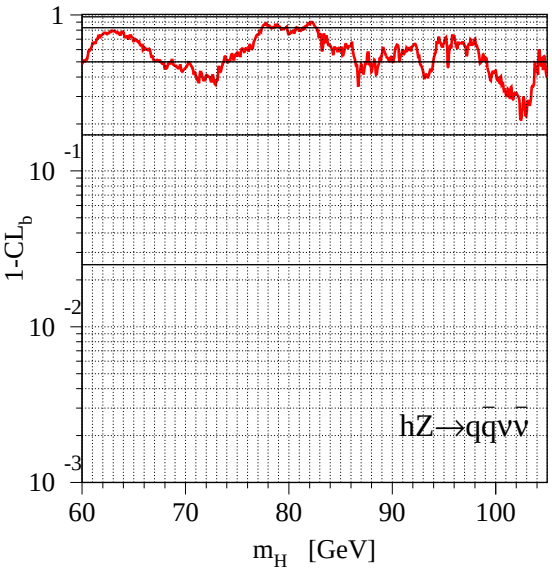


FIG. 4.25 – *Distribution du $1 - CL_b$ dans l'analyse indépendante de saveur pour les données pour $\sqrt{s} = 192$ à 202 GeV. La ligne continue représente les données.*

La valeur du $1-CL_b$ est toujours à moins d'un écart standard de la valeur attendue (0,5) pour l'hypothèse *fond uniquement*.

4.3.2 Résultats pour $\sqrt{s}$ compris entre 202 et 209 GeV

On présente ci-dessous la quantité $-2\ln Q$ (cf. fig. 4.26) en fonction de l'hypothèse de masse m_H, ainsi que la quantité $1 - CL_b$ (cf. fig. 4.27).

Un excès d'événements est observé dans la région des faibles masses ($m_H \sim 70$ GeV), sans pour autant correspondre à la production d'un boson de Higgs avec cette hypothèse de couplage g_{hZZ} égal à celui du MS. Les événements observés en excès ont été enregistrés pour une énergie dans le centre de masse supérieure ou égale à 206,3 GeV.

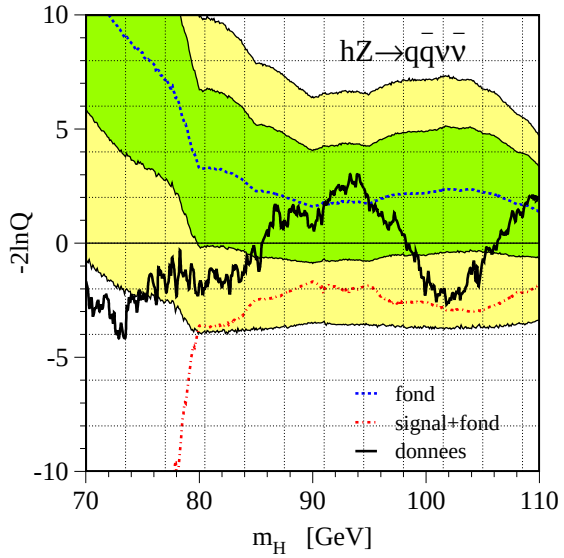


FIG. 4.26 – *Distribution du* $-2\ln Q$ *dans l'analyse indépendante de saveur pour les données pour* $\sqrt{s}$ *=202 à 209 GeV.*

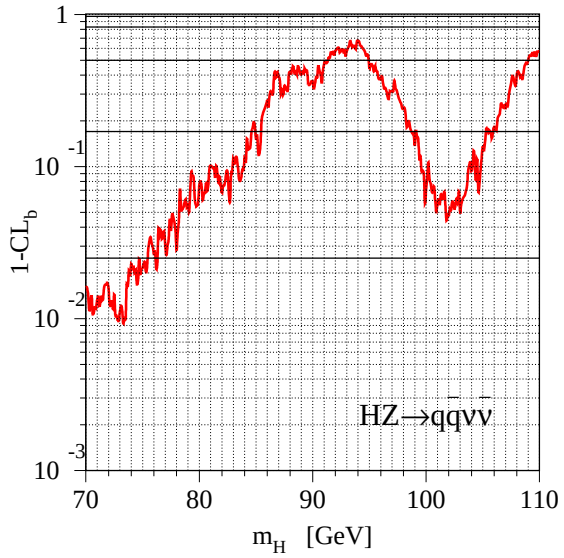


FIG. 4.27 – *Distribution du* $1 - CL_b$ *dans l'analyse indépendante de saveur pour les données pour* $\sqrt{s}$ *=202 à 209 GeV. La ligne continue noire représente les données.*

4.3.3 Combinaison L3

La procédure utilisée est la même que celle décrite au paragraphe 4.2.6. On donne ici un exemple de combinaison de tous les canaux (états finals $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ et $q\bar{q}l^+l^-$ où l représente e, μ ou τ) dans le cadre de cette analyse indépendante de saveur [9] . On combine ainsi toutes les données pour $\sqrt{s} =$ 192 à 209 GeV. Dans l'hypothèse d'un couplage hZZ identique à celui du MS, et d'une désintégration du boson de Higgs purement hadronique, on obtient les niveaux de confiance suivants (cf. fig. 4.28 et 4.29) :

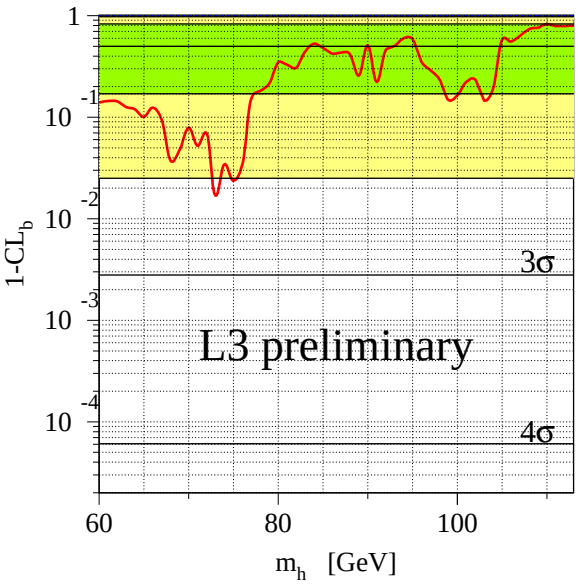


FIG. 4.28 – *Distribution du* $1 - CL_b$ *dans l'analyse indépendante de saveur pour* $\sqrt{s} = 192$ *à 209 GeV. La ligne continue représente les données.*

La limite observée sur la masse du boson de Higgs h avec un degré de confiance de 95% est : $m_h \geq 111,7$ GeV. La limite attendue quant à elle est : $m_h \geq 109,5$ GeV.

Dans le cas des modèles généraux, on ne connait cependant pas a priori la valeur de ce couplage hZZ. On donne ci-après (cf. fig. 4.30) le domaine d'exclusion, obtenu avec un degré de confiance de 95%, sur la section efficace σ_{hZ} du processus de production hZ dans les modèles généraux à deux doublets, divisée par la valeur σ_{HZ}^{SM} prédite par le MS (on définit dans la suite le rapport $R_{fi} = \sigma_{hZ}/\sigma_{HZ}^{SM}$).

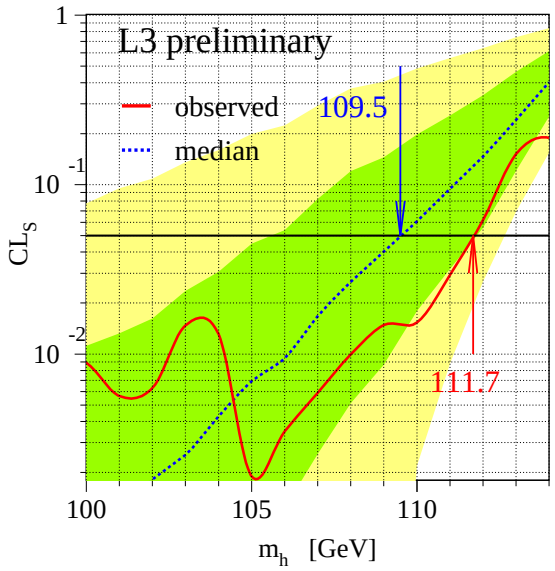


FIG. 4.29 – *Distribution du CL_s dans l'analyse indépendante de saveur pour $\sqrt{s}$ = 192 à 209 GeV. La ligne continue représente les données.*

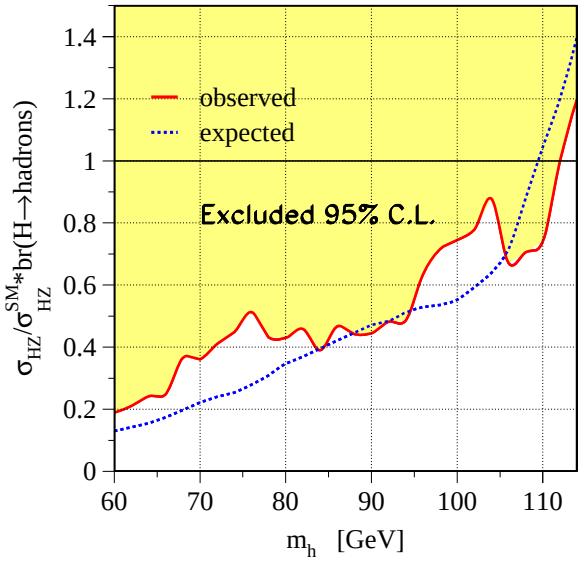


FIG. 4.30 – *La zone grisée correspond au domaine d'exclusion, pour la combinaison L3, dans l'analyse indépendante de saveur sur le rapport $\sigma_{hZ}/\sigma_{HZ}^{SM}$. Le domaine est exclu avec un degré de confiance de 95%.*

4.3.4 Combinaison LEP

De même que dans le cas des analyses Higgs du MS, tous les canaux étudiés par les quatre expériences LEP dans cette analyse indépendante de saveur sont combinés [10]. On obtient les figures 4.31 et 4.32 qui décrivent respectivement les niveaux de confiance $1 - CL_b$ et CL_s. On présente enfin la limite supérieure à un degré de confiance de 95 % sur le rapport R_{fi} (cf. fig. 4.33). Un accord raisonnable est observé entre les données et la prédiction du fond MS sur toute la gamme de masse, de m_H=60 à 115 GeV.

La limite observée (pour R_{fi} égal à 1) sur la masse du boson de Higgs h avec un degré de confiance de 95% est : $m_h \geq 112,9$ GeV ; la limite attendue est : $m_h \geq 113,0$ GeV. La table 4.6 donne les limites observées et attendues pour chacune des expériences du LEP, toujours dans l'hypothèse d'une section efficace de production égale à celle du MS, avec également une désintégration complètement hadronique du boson de Higgs.

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
Limite attendue (GeV)	108,4	108,8	109,5	108,5	113,0
Limite observée (GeV)	109,3	109,6	111,7	109,4	112,9

TAB. 4.6 – *Limite sur la masse du boson de Higgs dans l'analyse indépendante de saveur -modèles généraux à deux doublets-, avec l'hypothèse d'une section efficace de production égale à celle du MS.*

La limite attendue n'est pas très différente de celle obtenue dans le cadre de l'analyse du MS (113,0 GeV au lieu de 115,4 GeV pour le MS), alors qu'on n'utilise plus l'étiquetage des quarks b. Ceci est lié au fait que l'on suppose que la désintégration du boson de Higgs est purement hadronique, ce qui n'est jamais le cas pour le boson de Higgs du MS.

On remarque aussi que les quatre limites attendues des différentes expériences sont inférieures aux limites observées (déficit de données par rapport à la prédiction du fond du MS dans chaque expérience). Par contre, la limite combinée LEP présente un très bon accord entre les données et le fond attendu du MS, avec une limite observée qui est même légèrement inférieure à la limite attendue. Cet effet est dû aux fluctuations locales de la quantité $1 - CL_b$ qui varie suivant l'hypothèse de masse du boson de Higgs (cf. figure 4.31).

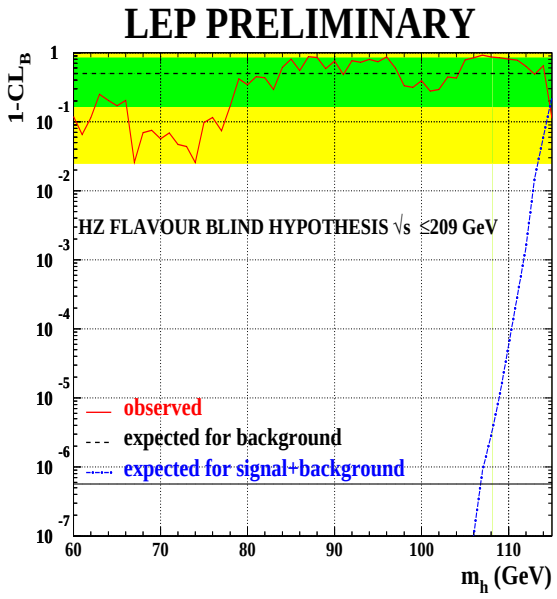


FIG. 4.31 – *Distribution du* $1 - CL_b$ *pour la combinaison LEP dans l'analyse indépendante de saveur, incluant toutes les données prises jusqu'à 209 GeV.*

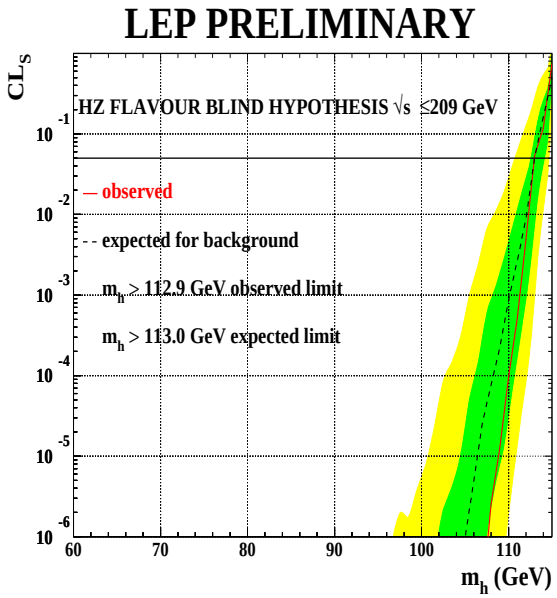


FIG. 4.32 – *Distribution du* CL_s *pour la combinaison LEP dans l'analyse indépendante de saveur, incluant toutes les données prises jusqu'à 209 GeV.*

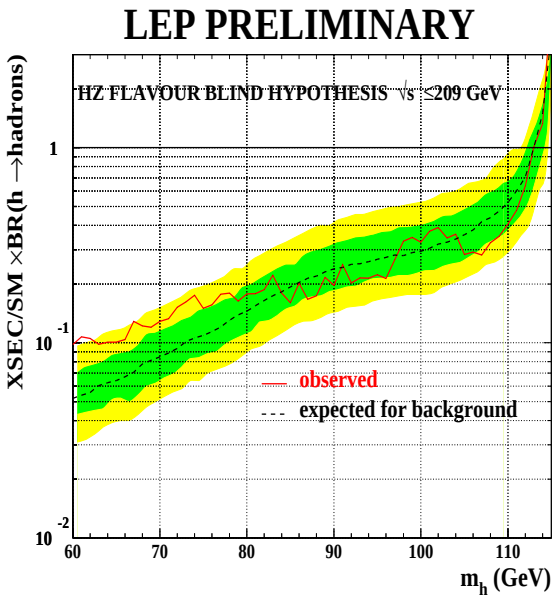


FIG. 4.33 – *Limite supérieure sur R_{fi} pour la combinaison LEP dans l'analyse indépendante de saveur, incluant toutes les données prises jusqu'à 209 GeV.*

Bibliographie

[1] F. James, L. Lyons, Y. Perrin *Workshop on confidence limits*, CERN 2000-05.

[2] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, *Searches for Higgs bosons : Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202 GeV*, CERN/EP 2000-055.

[3] L3 Collab., M.Acciarri *et al.*, *Higgs Candidates in e+e- Interactions at* $\sqrt{s}$*= 206.6 GeV*, Phys. Lett. **B 495** (2000) 18-25.

[4] L3 Collab., P.Achard *et al.*, *Standard Model Higgs Boson with the L3 Experiment at LEP*, Phys. Lett. **B 517** (2001) 319-331.

[5] The L3 Collaboration (R. Berbeco, M. Felcini, P. Garcia-Abia, A. Holzner, Y. Hu, S. Likhoded, B. Musicar, G. Rahal, A. Raspereza, D. Teyssier, C. Tully, J. Yamamoto), *Search for the Standard Model Higgs Boson with the L3 Experiment at LEP*, note interne L3 2688.

[6] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, *Searches for the Standard Model Higgs bosons at LEP*, CERN/EP 2001-055.

[7] ALEPH Collaboration *et al.*, *Observation of an excess in the search for the Standard Model Higgs boson at ALEPH*, Phys. Lett. **B 495** (2000) 1-17.

[8] ALEPH Collaboration *et al.*, *Final results of the searches for neutral Higgs bosons in* e^+e^- *collisions at* $\sqrt{s}$ *up to 209 GeV*, CERN-EP/2001-095.

[9] A. Raspereza, D. Teyssier, J. Yamamoto, The L3 Collaboration, *Flavour independent search for hadronically decaying Higgs boson in Higgs-Strahlung process at* $\sqrt{s}$ *up to 209 GeV*, L3 note 2693.

[10] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, *Flavour Independent Search for Hadronically Decaying Neutral Higgs Bosons at LEP*, LHWG note 2001-07.

Chapitre 5

Interprétations dans les modèles SUSY

5.1 Motivations

Dans le MSSM, qui est un modèle à deux doublets de Higgs de type II, le boson de Higgs neutre h peut se désintégrer en particules supersymétriques, une paire de neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ ou $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0$) ou de sneutrinos ($\tilde{\nu}\bar{\tilde{\nu}}$). Dans le premier cas ($h \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$), il s'agit d'une désintégration directe en particules stables et indétectables. Ceci représente le principal mode de désintégration invisible du boson de Higgs h. On a aussi deux cascades de désintégration possibles: $h \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^0$ puis $\tilde{\chi}_2^0 \to \nu\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$ et $h \to \tilde{\nu}\bar{\tilde{\nu}}$ puis $\tilde{\nu} \to \nu\tilde{\chi}_1^0, \bar{\tilde{\nu}} \to \bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$. Ces deux cascades constituent des modes de désintégration invisibles, bien que la première étape (dans les deux cas) soit cinématiquement moins accessible, le $\tilde{\chi}_1^0$ étant la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Dans la section suivante 5.2, on présente les résultats de cette recherche à LEP2. Le résultat est donné sous la forme d'une limite supérieure sur la section efficace de ce processus de désintégration du boson de Higgs en particules invisibles (processus appelé dans la suite *Higgs invisible*).

S'agissant d'un résultat expérimental, on peut ensuite l'interpréter dans différents modèles supersymétriques (cf. section 5.3). Parmi ceux-ci, on privilégiera des modèles moins contraints que le modèle mSUGRA, qui ne permet pas un rapport d'embranchement important du boson de Higgs en particules supersymétriques. En enlevant notamment la contrainte d'unification de masse des jauginos à l'échelle de grande unification, la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ peut être faible. Ceci n'est pas le cas dans mSUGRA où la borne inférieure sur la masse du neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$ est de l'ordre de 40 GeV [1] (parce que celle-ci est liée à la masse du chargino $\tilde{\chi}^{\pm}$ et donc aux limites

d'exclusion correspondantes). En se plaçant dans le cadre plus général du MSSM, on peut contraindre les paramètres de ce modèle à partir de la figure d'exclusion du Higgs invisible.

Une étude précise de ces jeux de paramètres du MSSM permis ou non est importante pour la recherche de la supersymétrie au TEVATRON et au LHC (Large Hadron Collider). Elle peut également donner des indications intéressantes pour les recherches des bosons de Higgs auprès de ces deux collisionneurs. En effet, pour une gamme de masse inférieure à 130 GeV, le canal de détection privilégié au LHC est celui d'une désintégration du boson de Higgs en deux photons $h \to \gamma\gamma$. Or la désintégration du boson de Higgs en particules supersymétriques peut, dans certains scénarios, diminuer ce rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons [2].

5.2 Désintégrations invisibles

La désintégration du boson de Higgs h se faisant par hypothèse en particules supersymétriques stables ou en modes invisibles, celles-ci constituent une source d'énergie manquante. Il s'agit donc d'une recherche assez similaire à celle du canal $H\nu\bar{\nu}$ du MS du point de vue topologique.

5.2.1 Les topologies

Le principal mode de production du boson de Higgs h étant le Higgs-Strahlung (cf. 1.3.2), la désintégration du boson Z va déterminer les deux types de canaux hadronique et leptonique. Les caractéristiques communes proviennent des contraintes cinématiques : la masse visible et la masse manquante correspondantes respectivement à la masse du boson Z et à la masse du boson de Higgs M_h.

Canal hadronique

Dans l'état final, on observe une paire de jets provenant du boson Z (cf. fig. 5.1). Le rapport d'embranchement du boson Z en hadrons est de $69,9\,\%$. Il s'agit donc du canal prépondérant pour cette analyse [3] [4].

Canal leptonique

Cette fois-ci, on observe dans l'état final uniquement une paire d'électrons ou de muons provenant du boson Z (cf. fig. 5.2). Mais le rapport d'embranchement du boson Z en électrons ou muons étant de seulement $3,3\,\%$ (chacun), cette topologie joue un rôle moindre.

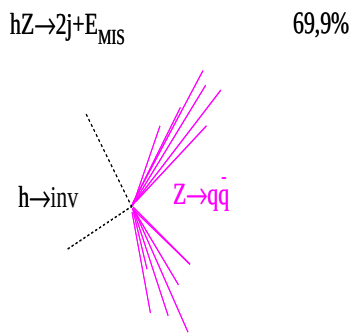


FIG. 5.1 – *Topologie pour le canal hadronique dans l'analyse Higgs invisible.*

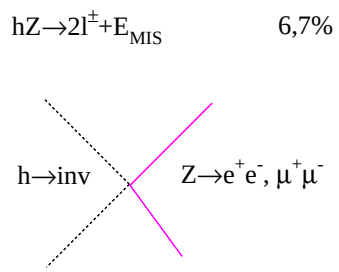


FIG. 5.2 – *Topologie pour le canal leptonique dans l'analyse Higgs invisible.*

On notera que la désintégration du boson Z en une paires de leptons τ n'a pas été considérée. L'identification des τ est en effet plus délicate que les électrons ou les muons. De plus, la désintégration des τ donnant des neutrinos dans l'état final contribuent à l'énergie manquante, rendant plus difficile la reconstruction de la masse manquante.

5.2.2 Limite en fonction de M_h

On ne connait pas a priori ni la valeur de la section efficace σ_{hZ} d'un tel processus (processus hZ dans un modèle quelconque), ni le rapport d'embranchement du boson de Higgs en particules invisibles $BR(h \to inv)$. On étudie donc la section efficace inclusive du processus Higgs invisible $\sigma_{hZ} \times BR(h \to inv)$ rapporté à la section efficace du même processus dans le MS (σ_{HZ}), soit :

$$R_{hinv} = \frac{\sigma_{hZ} \times BR(h \to inv)}{\sigma_{HZ}} \tag{5.1}$$

Dans les modèles à deux doublets, on connait par contre la relation entre les deux sections efficaces :

$$\sigma_{hZ} = \sin^2(\beta - \alpha) \cdot \sigma_{HZ} \tag{5.2}$$

En considérant les principaux modes de désintégration invisibles du boson de Higgs, on écrit :

$$\begin{aligned} BR(h \to inv) &= BR(h \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) + BR(h \to \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^0) \cdot BR(\tilde{\chi}_2^0 \to inv) \\ &+ BR(h \to \tilde{\nu}\tilde{\bar{\nu}}) \cdot BR^2(\tilde{\nu} \to inv) \end{aligned} \tag{5.3}$$

On donne une limite supérieure sur ce rapport R_{hinv}. On présente ci-après cette limite en fonction de l'hypothèse de masse M_h à 95% CL. (cf. fig. 5.3).

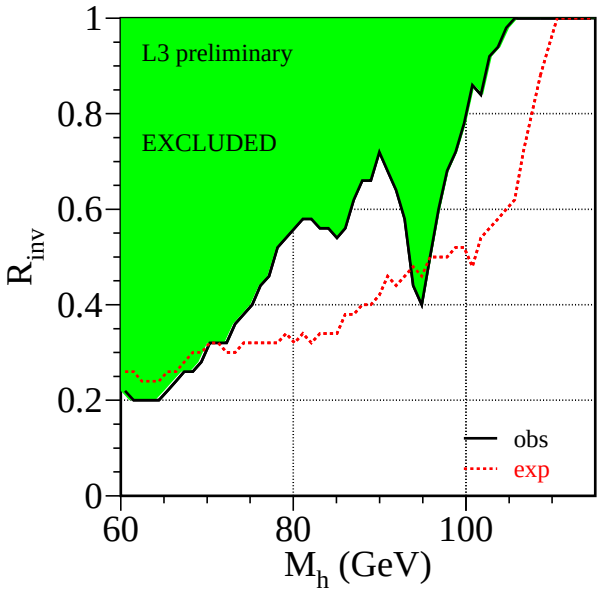


FIG. 5.3 – *Limite supérieure sur le nombre R_{hinv} en fonction de M_h. La zone foncée est exclue expérimentalement à 95% CL., et la ligne pointillée représente la limite attendue.*

Deux zones (autour de 85 GeV et au-delà de 100 GeV) présentent des excès de données, sans toutefois dépasser deux écarts standards vis-à-vis de la prédiction du fond du MS. Dans un modèle particulier (par exemple le MSSM), on peut recalculer en fonction des paramètres du modèle la valeur R_{hinv}, et ainsi essayer de le contraindre en comparant les valeurs obtenues avec la limite expérimentale.

Pour la valeur particulière de $R_{hinv} = 1$, on présente le CL_b (cf. fig. 5.4). Ceci correspond au cas où la section efficace de production serait identique à celle du MS, avec une désintégration du boson de Higgs complètement invisible ($BR(h \to inv) = 100\%$). On observe que l'excès de données provient essentiellement des canaux leptoniques. La limite inférieure observée sur la masse du boson de Higgs est alors de 107,7 GeV (limite attendue 110,3 GeV).

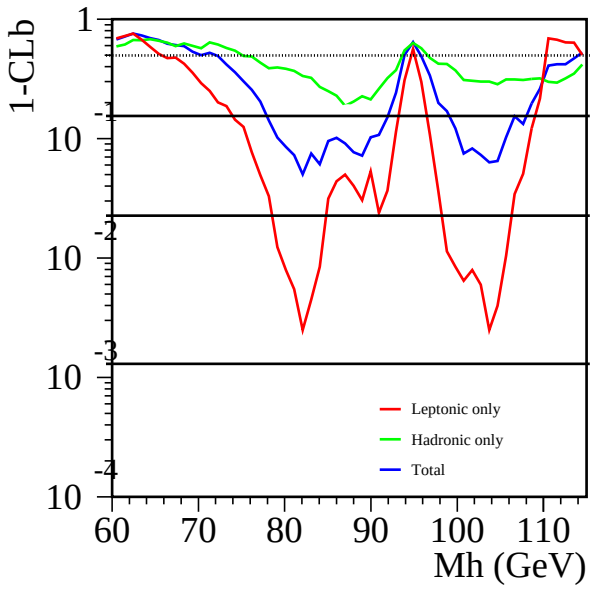


FIG. 5.4 – *CL_b pour $R_{hinv} = 1$ dans l'analyse Higgs invisible.*

5.2.3 Combinaison LEP

Les trois autres expériences du LEP étudient également cette désintégration possible du boson de Higgs. Les résultats sont brièvement rappelés ci-après [5] : figure 5.5 pour la limite supérieure à un degré de confiance de

95 % sur R_{hinv}, figures 5.6 et 5.7 pour les niveaux de confiance $1 - CL_b$ et CL_s respectivement, pour R_{hinv} égal à 1.

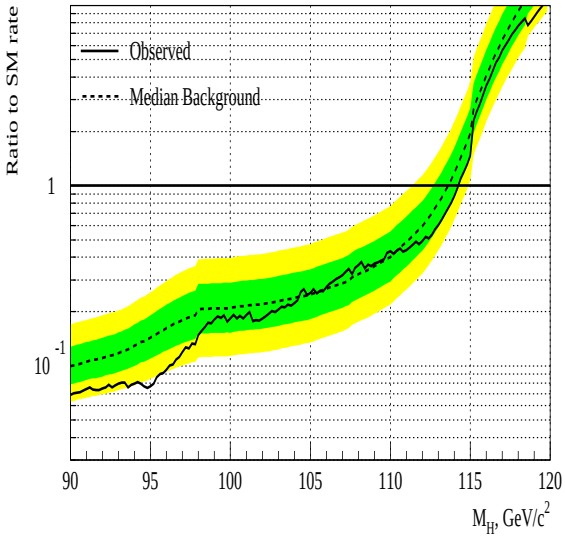


FIG. 5.5 – *Limite supérieure à 95% CL sur le rapport R_{hinv} en fonction de l'hypothèse de masse M_h pour la combinaison LEP dans l'analyse Higgs invisible.*

Les données pour la combinaison LEP restent toujours à moins de deux écarts standards de l'hypothèse *fond uniquement* (cf. figures 5.5 et 5.6), avec un déficit de données dans la région autour de M_h égale à 95 GeV. La limite inférieure observée (resp. attendue) est 114,2 GeV (resp. 113,6 GeV) pour R_{hinv} égal à 1. La table 5.1 résume les résultats des quatre expériences LEP.

	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
Limite attendue (GeV)	111,8	110,7	110,3	108,5	113,6
Limite observée (GeV)	113,1	113,0	107,7	107,4	114,2

TAB. 5.1 – *Limite sur la masse du boson de Higgs dans l'analyse Higgs invisible, avec l'hypothèse d'une section efficace de production égale à celle du MS.*

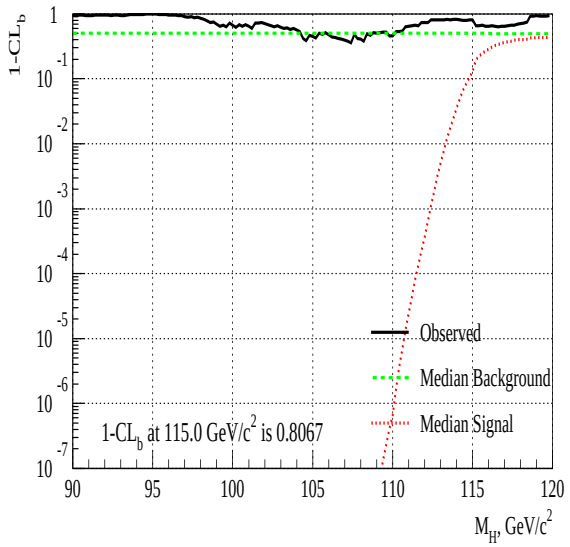


FIG. 5.6 – $1 - CL_b$ *pour la combinaison LEP dans l'analyse Higgs invisible.*

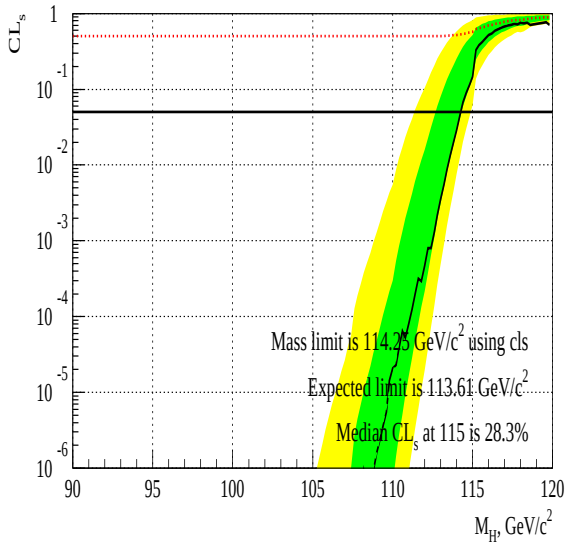


FIG. 5.7 – CL_s *pour la combinaison LEP dans l'analyse Higgs invisible.*

5.3 Interprétations dans les modèles SUSY

Dans la suite, les balayages des différents jeux de paramètres [6] ont été effectués en utilisant le programme ISAJET [7] pour le calcul des quantités d'intérêt à l'échelle électrofaible, le générateur HZHA pour le secteur du Higgs ainsi que le programme MSMLIB [8] comme interface entre les deux.

5.3.1 Interprétations dans mSUGRA

Dans la version contrainte du MSSM appelée mSUGRA, on a, en plus des paramètres du MS, cinq paramètres libres : $m_0, m_{1/2}, \text{signe}(\mu), A_0, \text{tg } \beta$. L'échantillonnage choisi est le suivant :

- m_0 : de 50 à 500 GeV, par pas de 50 GeV.
- $m_{1/2}$: de 50 à 500 GeV, par pas de 50 GeV.
- signe(μ) : positif ou négatif.
- A_0 : 500, 0 et 500 GeV.
- tg β : de 2 à 50 par pas de 1.

Les valeurs obtenues pour R_{hinv} sont toujours faibles pour la gamme de masse d'intérêt de 60 à 115 GeV, c'est-à-dire la gamme de masse accessible par les recherches de bosons de Higgs invisibles. En effet, la désintégration du boson de Higgs en particules invisibles n'est pas aisée dans un modèle aussi contraint que mSUGRA, ceci étant dû à la limite inférieure sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$. Par contre, en relâchant certaines contraintes, on peut arriver à obtenir une masse du $\tilde{\chi}_1^0$ plus faible, ouvrant cinématiquement la désintégration du boson de Higgs en une paire $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$.

5.3.2 Interprétations dans mSUGRA non-universel

On considère ici le modèle mSUGRA sans les contraintes d'unification de masse des jauginos à l'échelle de grande unification (GUT). On ouvre ainsi les possibilités d'obtenir des masses faibles possibles (inférieures à 40 GeV) pour le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, en choisissant M_1 relativement petit, et notamment plus petit que $0,5 \cdot \mathrm{M}_2$. Le rapport d'embranchement en invisible peut atteindre des valeurs proches de 1, et par-là même on pourra exploiter la figure d'exclusion obtenue avec les recherches sur le boson de Higgs invisible. Les paramètres d'intérêt sont :

- m_0
- M_1 masse du jaugino associé à U(1).
- M_2 masse du jaugino associé à SU(2).
- M_3 masse du jaugino associé à SU(3).
- signe(μ)

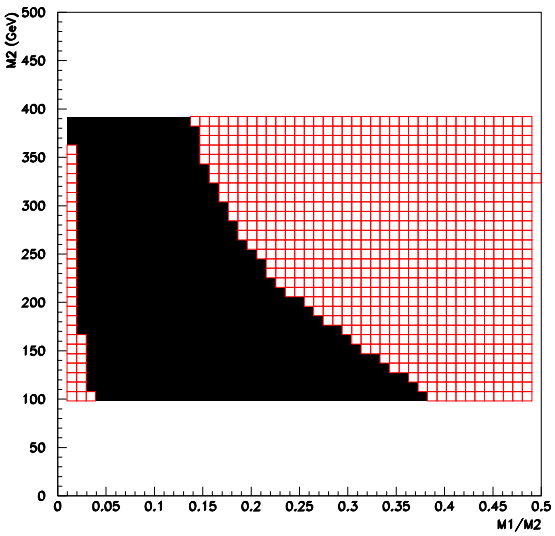


FIG. 5.8 – *Domaine de paramètres exclus dans le plan* $(\mathrm{M}_2, \mathrm{M}_1/\mathrm{M}_2)$ *pour* tg $\beta = 2,1$. *La zone noire correspond aux points exclus, tandis que la zone hachurée rouge correspond aux points générés (donc physiquement acceptables) mais non-exclus.*

- A_0
- tg β

En considérant la limite observée dans le cadre des recherches du boson de Higgs se désintégrant en particules invisibles, on exclut un certain nombre de jeux de paramètres dans ces modèles non-universels (cf. fig. 5.8 et 5.9). Les paramètres fixés sont les suivants :

- $m_0 = 100$ GeV à l'échelle GUT.
- signe (μ) négatif
- $A_0 = 0$ GeV à l'échelle GUT.
- $\mathrm{M}_3 = 100$ GeV à l'échelle GUT.

Le balayage effectué est le suivant :

- tg β : 2,1, 2,2, 2,5, 3, 5, 10, 30 et 100.
- M_2 : de 100 GeV à 1 TeV à l'échelle GUT.
- $\mathrm{M}_1/\mathrm{M}_2$: de 0,1 à 0,5 à l'échelle GUT.

En fixant M_3, on peut donner la figure d'exclusion dans le plan $(\mathrm{M}_2, \mathrm{M}_1/\mathrm{M}_2)$ pour différentes valeurs de tg β.

Les figures 5.8 et 5.9 montrent que le domaine d'exclusion est de plus en plus réduit au fur et à mesure que tg β augmente. Ceci est compatible avec

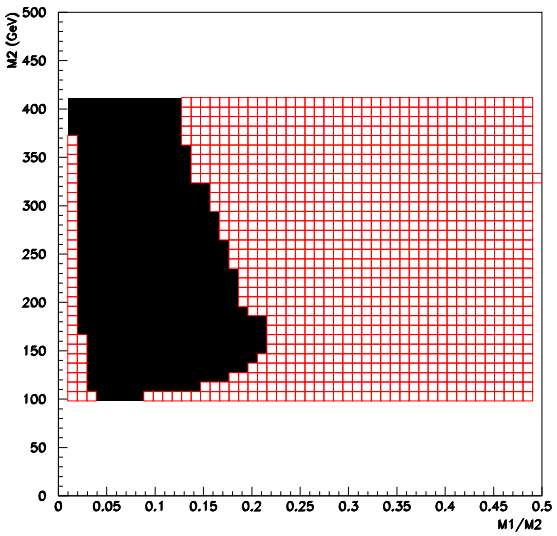


FIG. 5.9 – *Domaine de paramètres exclus dans le plan* $(\mathrm{M}_2, \mathrm{M}_1/\mathrm{M}_2)$ *pour* tg $\beta = 2,5$.

le fait que le processus hZ est favorisé pour les petites valeurs de tg β.

Afin de comparer le domaine d'exclusion obtenu avec les interprétations usuelles dans mSUGRA [1], on présente également les figures obtenues avec un rapport fixe $\mathrm{M}_1/\mathrm{M}_2$=0,1, en faisant varier M_2 et m_0 (cf. fig. 5.10 et 5.11).

Le secteur du Higgs du MSSM ne dépend à l'ordre de l'arbre que de deux paramètres différents. Pour un scénario fixé avec : A_0=0 GeV, signe(μ) négatif, M_1=30 GeV, M_2=300 GeV et M_3=100 GeV (ces trois derniers étant pris à l'échelle GUT), on présente la figure d'exclusion dans le plan (tg β,m_0) (cf. fig. 5.12).

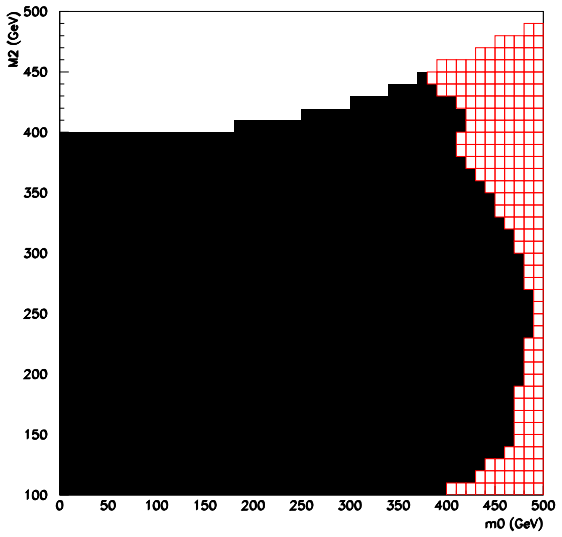


FIG. 5.10 – *Domaine de paramètres exclus dans le plan* (M_2, m_0) *pour* $\mathrm{tg}\ \beta = 2,1$.

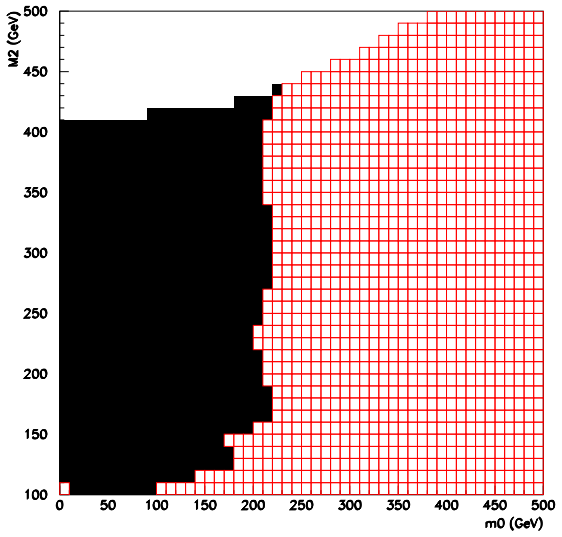


FIG. 5.11 – *Domaine de paramètres exclus dans le plan* (M_2, m_0) *pour* $\mathrm{tg}\ \beta = 2,5$.

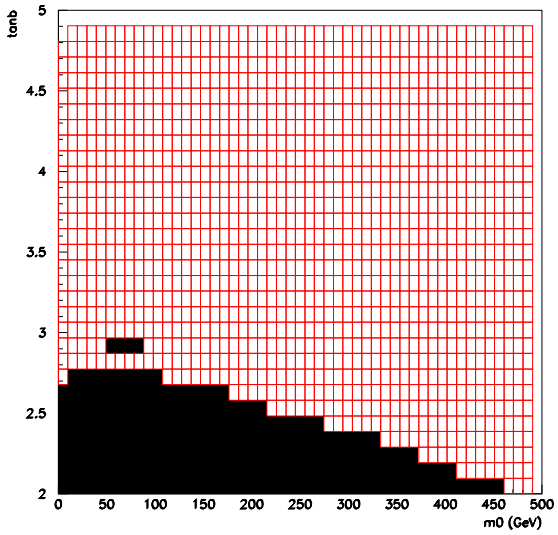


FIG. 5.12 – *Domaine de paramètres exclus dans le plan (*tg β,m_0*).*

5.3.3 Interprétations dans le MSSM

On considère dans cette section un modèle MSSM contraint appelé LEP-MSSM : en plus des paramètres libres du modèle mSUGRA, les valeurs de μ et m_A ne sont pas fixées. Comme dans la section précédente, on enlève l'unification de masse des jauginos à l'échelle GUT. Les paramètres d'intérêt sont donc :

- tg β
- μ
- M1 : terme de brisure douce U(1).
- M2 : terme de brisure douce SU(2).
- M3 : terme de brisure douce SU(3).
- m_A
- m_0
- A_0

Les paramètres fixés sont les suivants :

- tg β : 2,1
- $m_0 = 100$ GeV à l'échelle GUT.
- $A_0 = 0$ GeV à l'échelle GUT.
- $\mathrm{M_A} = 1$ TeV.

- $M_3 = 100$ GeV à l'échelle GUT.

Le balayage effectué est le suivant :

- μ : -220, 0 ou 220 GeV.
- M_2 : de 100 GeV à 1 TeV à l'échelle GUT par pas de 10 GeV.
- M_1/M_2 : de 0,01 à 0,5 à l'échelle GUT par pas de 0,01.

Le balayage sur le rapport M_1/M_2 permet de vérifier que le rapport du Higgs en invisible évolue avec celui-ci. On doit avoir un faible rapport M_1/M_2 pour obtenir des valeurs raisonnablement grandes (supérieures à 0,5) du rapport d'embranchement (cf. fig. 5.13). Le rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons évolue quant à lui de façon opposée : il est pratiquement supprimé pour les petites valeurs de M_1/M_2 (cf. fig. 5.14).

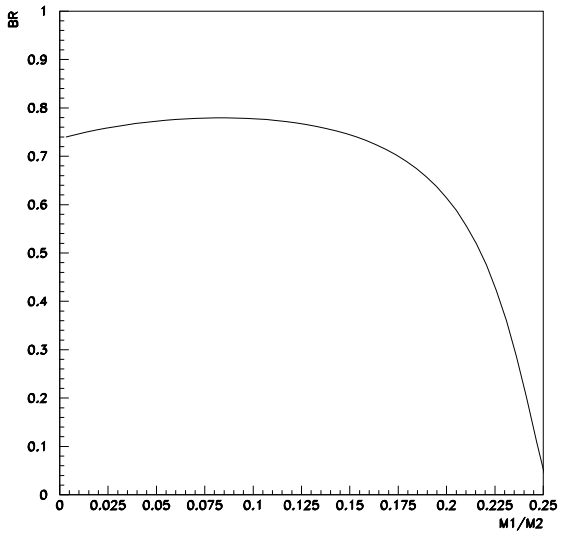


FIG. 5.13 – *Rapport d'embranchement du boson de Higgs en invisible en fonction du rapport* M_1/M_2*, pour une valeur de* M_2 *égale à 250 GeV.*

Comme dans la section précédente, on donne les figures d'exclusion dans le plan $(M_2, M_1/M_2)$ pour $\mu = 220$ GeV (cf. fig. 5.15) et pour $\mu = 0$ GeV (cf. fig. 5.16).

Conclusion Les recherches de boson de Higgs invisibles permettent de contraindre les paramètres des modèles SUSY. Cependant, pour tirer profit au maximum de la figure d'exclusion obtenue, on doit se placer dans un

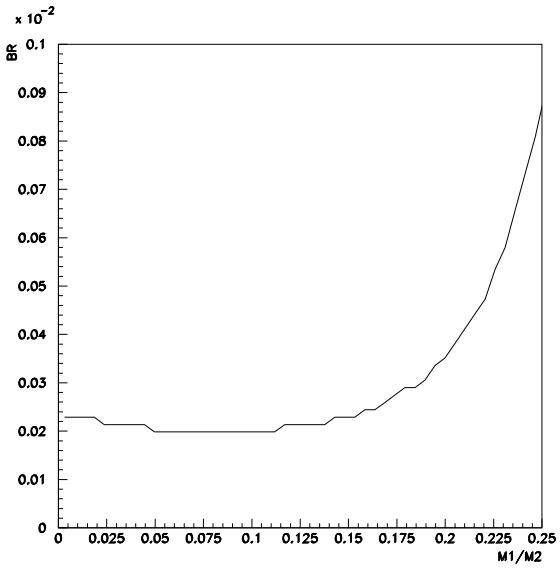


FIG. 5.14 – *Rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons en fonction du rapport* M_1/M_2*, pour une valeur de* M_2 *égale à 250 GeV.*

modèle moins contraint que mSUGRA. En considérant le modèle LEP-MSSM et en enlevant l'unification de masse des jauginos à l'échelle GUT, on peut ainsi atteindre de grandes valeurs (proches de 1) pour le nombre R_{hinv}. Pour tg $\beta = 2,1$ et $\mu = 0$ GeV, la figure 5.16 montre que les valeurs du rapport M_1/M_2 sont exclues entre 0,04 et 0,14 ; ceci est vrai pour toute valeur de M_2 comprise entre 100 et 400 GeV. Pour $M_2 = 250$ GeV, l'intervalle [0,02 ; 0,2] est exclu pour ce rapport M_1/M_2. Une grande partie des faibles valeurs du rapport M_1/M_2 sont ainsi exclues par les recherches directes du boson de Higgs invisible. Or, il s'agit précisément du domaine de paramètre où le rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons est supprimé (cf. fig. 5.14).

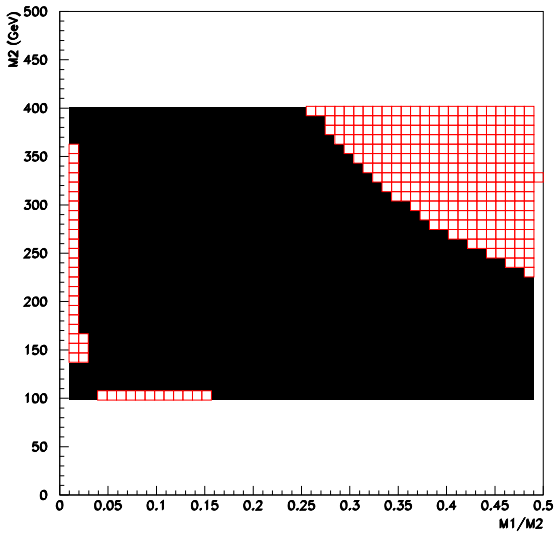


FIG. 5.15 – *Domaine de paramètres exclus dans le plan* $(\mathrm{M}_2, \mathrm{M}_1/\mathrm{M}_2)$ *pour* $\mathrm{tg}\ \beta = 2,1$ *et* $\mu =$ *220 GeV.*

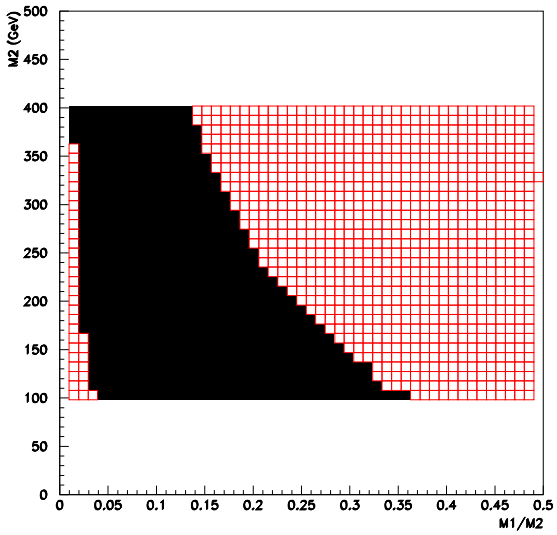


FIG. 5.16 – *Domaine de paramètres exclus dans le plan* $(\mathrm{M}_2, \mathrm{M}_1/\mathrm{M}_2)$ *pour* $\mathrm{tg}\ \beta = 2,1$ *et* $\mu =$ *0 GeV.*

Bibliographie

[1] The L3 Collaboration, *Search for Supersymmetry in e+e- collisions at sqrt(s)=202-208 GeV*, note L3 2707.

[2] A. Djouadi, *Impact of the SUSY decays on the search for the MSSM Higgs bosons at the LHC*, hep-ph/9903382.

[3] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, *Search for an invisibly decaying Higgs boson in e+e- collisions at sqrt(s)=183-189 GeV*, Phys. Let. B 485 (2000) 85-94.

[4] The L3 Collaboration (P. Lebrun, S. Muanza, D. Teyssier, IPN, University of Lyon) *Search for invisible Higgs boson decays in e+e- collisions at center-of-mass energies up to 209 GeV at LEP*, note interne L3 2690, soumise aux conférences d'été 2001.

[5] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, *Search for Invisible Higgs bosons : Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GeV*, LHWG note 2001-06.

[6] J.B. de Vivie, *Recherche de bosons de Higgs invisibles à LEP2 et exploration de l'espace des paramètres du MSSM*, thèse LAL 00-11.

[7] H. Baer, F.E. Paige, S.D. Protopescu and X. Tata, ISAJET version 7.51, amélioration de la version 7.48, *A Monte Carlo Event Generator for pp, $\bar{p}p$, and e^+e^- Reactions*, hep-ph/0001086.

[8] Gerardo Ganis, Programme MSMLIB sur http://alephwww.cern.ch/ ganis/MSMLIB/msmlib.html

Conclusions

On a exposé dans ce manuscrit l'étude de la topologie "deux jets et énergie manquante" dans le cadre de la recherche du boson de Higgs sur l'expérience L3 au LEP.

Après avoir rappelé le cadre théorique dans lequel s'effectue cette recherche et en particulier les différents modèles considérés, on a décrit le dispositif expérimental : les caractéristiques de l'accélérateur LEP et surtout celles du détecteur L3 puisqu'elles ont un impact déterminant sur les variables des analyses.

Ces dernières ont ensuite été décrites dans les différents modèles étudiés. Toutes les limites rappelées ci-dessous ont un niveau de confiance de 95% et sont des limites observées.

Recherche du boson de Higgs dans le MS Nous avons dans un premier temps décrit notre analyse $H\nu\bar{\nu}$. Elle ne montre pas d'excès de candidats observés par rapport au fond prédit par le MS et permet d'exclure un boson de Higgs de masse inférieure à 96 GeV.

Nous avons ensuite comparé cette analyse avec l'analyse publiée par la collaboration L3 dans ce canal. Cette comparaison montre que notre analyse a une meilleure sensibilité au signal Higgs que l'analyse publiée, pour une hypothèse de masse m_H comprise entre 100 et 116 GeV.

Nous avons décrit les résultats de l'analyse publiée, combinant tous les canaux de recherche. Cette dernière n'indique pas non plus d'excès de candidat significatif par rapport au fond prédit par le MS et permet d'exclure toute hypothese de masse m_H inférieure à 112 GeV.

Nous avons ensuite décrit la combinaison des résultats des quatre expériences LEP. Elle permet d'exclure toute hypothèse de masse m_H inférieure à 114,1 GeV. Elle présente néanmoins un excès de 2,1 σ (écart standard) de candidats observés par rapport au fond prédit par le MS pour une hypothèse de masse m_H égale à 115,6 GeV. Bien que le candidat le plus signicatif de la sélection publiée $H\nu\bar{\nu}$ L3 contribue à ce désaccord, celui-ci est essentiellement dû à un excès observé dans le canal *quatre jets* des données de l'expérience

ALEPH.

Recherche de boson(s) de Higgs dans les modèles à deux doublets
Les analyses effectuées pour la recherche du boson de Higgs sont directement utilisables dans le cadre des recherches de boson(s) de Higgs dans le MSSM, la topologie hZ étant identique pour de faibles valeurs de $\tan\beta$. Cependant, aucun signal n'ayant été trouvé dans les modèles contraints usuels (MS et MSSM), on peut aussi rechercher des bosons scalaires neutres dont la désintégration est indépendante de la saveur des quarks. En faisant les hypothèses que le couplage g_{hZZ} est identique à celui du MS et que la désintégration est purement hadronique, la combinaison LEP donne une limite observée inférieure sur la masse de boson(s) de Higgs neutre(s) égale à 112,9 GeV.

Les recherches de bosons de Higgs se désintégrant en particules invisibles sont interprétables dans différents modèles supersymétriques. Afin d'exploiter au mieux la figure d'exclusion obtenue par ces recherches, on se place dans le cadre des modèles sans unification de masse des jauginos à l'échelle GUT, permettant d'établir des contraintes sur les paramètres de ces modèles, notamment sur le rapport M_1/M_2.

Les recherches du boson de Higgs standard et non-minimal se pousuivront au TEVATRON, à Fermilab, puis de nouveau au CERN avec le LHC à partir de 2007.

Annexe A

Résultats de la présélection dans l'analyse du Modèle Standard

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,59	16,6 ± 1,0
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	9,53	39,2 ± 0,3
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,3	0,30 ± 0,06
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	9,33	8,3 ± 0,1
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	18,15	5,8 ± 0,2
Nombre total d'événements attendus		70 ± 1
Nombre total d'événements observés		60
$e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 95\,\text{GeV}$)	84,4	1,01 ± 0,008
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 97\,\text{GeV}$)	83,4	0,758 ± 0,006
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100\,\text{GeV}$)	81,9	0,258 ± 0,002

TAB. A.1 – *Efficacités ($\mathcal{E}$) obtenues à la présélection pour les différents fonds du MS et le signal Higgs pour différentes hypothèses de masse (m_H), et les nombres attendus d'événements correspondants (N_{attendus}) pour $\sqrt{s} = 191,6$ GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 29,8\,\text{pb}^{-1}$. Les erreurs indiquées sont statistiques.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,57	42,9 ± 1,8
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,13	107,5 ± 0,5
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,19	0,55 ± 0,07
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,22	23,5 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	18,31	18,3 ± 0,2
Nombre total d'événements attendus		192 ± 2
Nombre total d'événements observés		208
$e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 97$ GeV)	83,4	3,06 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	81,9	2,13 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 102$ GeV)	80,6	1,42 ± 0,01

TAB. A.2 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 195,5$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 84,1\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,54	38,6 ± 1,7
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	7,91	92,9 ± 0,9
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,16	0,47 ± 0,1
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,13	23,9 ± 0,3
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	17,8	18,6 ± 0,6
Nombre total d'événements attendus		174 ± 2
Nombre total d'événements observés		184
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	83,3	2,97 ± 0,05
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 102$ GeV)	83,7	2,51 ± 0,04
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	82,0	1,67 ± 0,03

TAB. A.3 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 199,5$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 83,3\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,54	16,8 ± 0,7
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	7,91	41,5 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,16	0,21 ± 0,05
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,13	10,7 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	17,8	8,4 ± 0,3
Nombre total d'événements attendus		77 ± 1
Nombre total d'événements observés		88
$e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 102$ GeV)	83,7	1,25 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	82,0	0,93 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 107$ GeV)	82,3	0,70 ± 0,01

TAB. A.4 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour $\sqrt{s}$ = 201,7 GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 37,1\,\text{pb}^{-1}$.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,54	0,68 ± 0,03
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	7,91	1,68 ± 0,02
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,16	0,008 ± 0,002
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,13	0,43 ± 0,01
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	17,8	0,34 ± 0,01
Nombre total d'événements attendus		3,14 ± 0,04
Nombre total d'événements observés		4
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 102$ GeV)	83,8	0,05 ± 0,001
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	82,0	0,04 ± 0,001
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 107$ GeV)	82,3	0,03 ± 0,001

TAB. A.5 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour $\sqrt{s}$ = 202,8 GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 2,7\,\text{pb}^{-1}$.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,46	2,92 ± 0,08
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	7,43	8,08 ± 0,04
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,16	0,04 ± 0,01
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	8,78	2,14 ± 0,03
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	17,2	1,71 ± 0,04
Nombre total d'événements attendus		14,9 ± 0,1
Nombre total d'événements observés		14
$e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 102$ GeV)	84,3	0,279 ± 0,002
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	83,7	0,219 ± 0,002
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 107$ GeV)	82,7	0,174 ± 0,001

TAB. A.6 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour $\sqrt{s}$ = 203,8 GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 7,6\,\text{pb}^{-1}$.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,44	24,8 ± 0,5
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	7,09	68,9 ± 0,9
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,17	0,43 ± 0,07
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	8,85	19,5 ± 0,3
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	17,4	15,6 ± 0,2
Nombre total d'événements attendus		129 ± 2
Nombre total d'événements observés		132
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	82,6	2,07 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 107$ GeV)	82,6	1,72 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 110$ GeV)	81,8	1,15 ± 0,01

TAB. A.7 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour $\sqrt{s}$ = 205,1 GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 68,1\,\text{pb}^{-1}$.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,43	23,4 ± 0,4
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	6,77	64,7 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,15	0,37 ± 0,03
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	8,92	19,3 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	17,5	15,5 ± 0,1
Nombre total d'événements attendus		123,2 ± 0,6
Nombre total d'événements observés		134
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	83,7	2,20 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 110$ GeV)	81,0	1,34 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 115$ GeV)	77,2	0,370 ± 0,004

TAB. A.8 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour $\sqrt{s}$ = 206,3 GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 66,9\,\text{pb}^{-1}$.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,43	22,2 ± 0,5
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	6,77	61,6 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,15	0,35 ± 0,03
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	8,88	18,3 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	17,46	14,7 ± 0,1
Nombre total d'événements attendus		118 ± 0,7
Nombre total d'événements observés		116
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	83,1	2,09 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 110$ GeV)	83,1	1,31 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to bb\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 115$ GeV)	75,9	0,469 ± 0,005

TAB. A.9 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour $\sqrt{s}$ = 206,6 GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 63,7\,\text{pb}^{-1}$.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,44	2,84 ± 0,09
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	6,59	7,68 ± 0,09
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,12	0,036 ± 0,007
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	8,73	2,32 ± 0,05
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	16,8	1,83 ± 0,02
Nombre total d'événements attendus		14,7 ± 0,1
Nombre total d'événements observés		18
$e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 105$ GeV)	81,7	0,274 ± 0,003
$e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 110$ GeV)	82,0	0,184 ± 0,002
$e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 115$ GeV)	79,6	0,076 ± 0,001

TAB. A.10 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour $\sqrt{s}$ = 208,0 GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 8,2\,\text{pb}^{-1}$.*

Annexe B

Résultats de la présélection dans l'analyse indépendante de saveur

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,33	9,3 ± 0,7
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	6,46	26,5 ± 0,2
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,14	0,14 ± 0,03
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	9,46	8,40 ± 0,08
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	16,0	5,2 ± 0,2
Nombre total d'événements attendus		49 ± 1
Nombre total d'événements observés		41
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80$ GeV)	72,0	2,58 ± 0,03
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90$ GeV)	75,7	1,72 ± 0,02
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	74,9	0,285 ± 0,003

TAB. B.1 – *Efficacités ($\mathcal{E}$) obtenues à la présélection pour les différents fonds du MS et le signal Higgs pour différentes hypothèses de masse (m_H), et les nombres attendus d'événements correspondants (N_{attendus}) pour $\sqrt{s} = 191,6$ GeV avec $\int \mathcal{L}dt = 29,8\ \text{pb}^{-1}$. Les erreurs indiquées sont statistiques. Les nombres attendus de signal ont été calculés en supposant une section efficace identique à celle du MS, et une désintégration du boson de Higgs totalement hadronique.*

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,29	22,0 ± 1,3
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	6,51	76,7 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,10	0,29 ± 0,05
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,38	23,9 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	0,16	15,9 ± 0,2
Nombre total d'événements attendus		138,8 ± 1,4
Nombre total d'événements observés		145
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80\,\text{GeV}$)	72,0	7,36 ± 0,07
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90\,\text{GeV}$)	75,7	5,35 ± 0,05
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100\,\text{GeV}$)	74,9	2,40 ± 0,02

TAB. B.2 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 195,5$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 84,1\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,33	23,6 ± 1,3
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	6,16	72,4 ± 0,8
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,07	0,21 ± 0,08
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,27	24,3 ± 0,3
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	15,3	16,1 ± 0,5
Nombre total d'événements attendus		136,5 ± 1,7
Nombre total d'événements observés		148
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80\,\text{GeV}$)	72,0	7,2 ± 0,2
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90\,\text{GeV}$)	73,7	5,5 ± 0,1
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100\,\text{GeV}$)	80,0	3,45 ± 0,06

TAB. B.3 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 199,5$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 83,3\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,33	10,3 ± 0,6
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	6,16	32,3 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,07	0,09 ± 0,03
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,27	10,9 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	15,3	7,27 ± 0,2
Nombre total d'événements attendus		60,9 ± 0,7
Nombre total d'événements observés		73
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80$ GeV)	72,0	3,21 ± 0,06
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90$ GeV)	73,7	2,48 ± 0,05
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	80,0	1,67 ± 0,02

TAB. B.4 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 201,7$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 37,1\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,33	0,42 ± 0,02
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	6,16	1,31 ± 0,02
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,07	0,004 ± 0,001
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	9,27	0,44 ± 0,01
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	15,3	0,29 ± 0,01
Nombre total d'événements attendus		2,46 ± 0,03
Nombre total d'événements observés		6
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80$ GeV)	72,0	0,129 ± 0,003
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90$ GeV)	73,5	0,101 ± 0,002
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	74,4	0,070 ± 0,001

TAB. B.5 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 202,8$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 2,7\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,29	1,86 ± 0,06
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	6,01	6,54 ± 0,04
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,09	0,025 ± 0,006
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	8,93	2,18 ± 0,04
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	15,3	1,52 ± 0,04
Nombre total d'événements attendus		12,1 ± 0,1
Nombre total d'événements observés		13
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80\,\text{GeV}$)	69,5	0,63 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90\,\text{GeV}$)	72,8	0,51 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100\,\text{GeV}$)	74,8	0,35 ± 0,01

TAB. B.6 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 203,8$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 7,6\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,28	15,8 ± 0,4
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^\mp\nu_e$	5,82	56,6 ± 0,8
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,09	0,22 ± 0,05
$e^+e^- \to q\bar{q}e^\mp\nu_e$	8,96	19,7 ± 0,3
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	15,3	13,7 ± 0,2
Nombre total d'événements attendus		106 ± 1
Nombre total d'événements observés		108
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80\,\text{GeV}$)	69,8	5,6 ± 0,1
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90\,\text{GeV}$)	74,0	4,60 ± 0,05
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100\,\text{GeV}$)	74,8	3,25 ± 0,03

TAB. B.7 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 205,1$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 68,1\,\text{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	$N_{attendus}$
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,28	15,0 ± 0,3
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	5,72	54,7 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,07	0,16 ± 0,02
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	9,03	19,6 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	15,4	13,7 ± 0,1
Nombre total d'événements attendus		103,1 ± 0,5
Nombre total d'événements observés		125
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80$ GeV)	70,3	5,5 ± 0,1
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90$ GeV)	73,1	4,54 ± 0,05
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	74,6	3,25 ± 0,03

TAB. B.8 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 206,3$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 66,9\,\mathrm{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	$N_{attendus}$
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,28	14,3 ± 0,3
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	5,72	52,1 ± 0,4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,007	0,15 ± 0,02
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	9,03	18,6 ± 0,2
$e^+e^- \to Z/\gamma^*Z/\gamma^*$	15,4	13,0 ± 0,1
Nombre total d'événements attendus		98 ± 1
Nombre total d'événements observés		106
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80$ GeV)	67,5	5,05 ± 0,06
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90$ GeV)	72,5	4,33 ± 0,05
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100$ GeV)	74,2	3,06 ± 0,03

TAB. B.9 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 206,6$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 63,7\,\mathrm{pb}^{-1}$.

	$\mathcal{E}$ (%)	N_{attendus}
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	0,29	1,88 ± 0,07
$e^+e^- \to W^+W^- - q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	5,78	6,73 ± 0,08
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	0,08	0,024 ± 0,006
$e^+e^- \to q\bar{q}e^{\mp}\nu_e$	8,86	2,35 ± 0,06
$e^+e^- \to Z/\gamma^* Z/\gamma^*$	15,3	1,67 ± 0,02
Nombre total d'événements attendus		12,7 ± 0,2
Nombre total d'événements observés		19
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 80\,\text{GeV}$)	68,5	0,65 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 90\,\text{GeV}$)	72,7	0,55 ± 0,01
$e^+e^- \to HZ \to q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ ($m_H = 100\,\text{GeV}$)	74,0	0,41 ± 0,01

TAB. B.10 – *Efficacités et nombres d'événements attendus pour* $\sqrt{s} = 208,0$ *GeV avec* $\int \mathcal{L}dt = 8,2\,\text{pb}^{-1}$.

Annexe C

Représentation de deux candidats dans le SMD

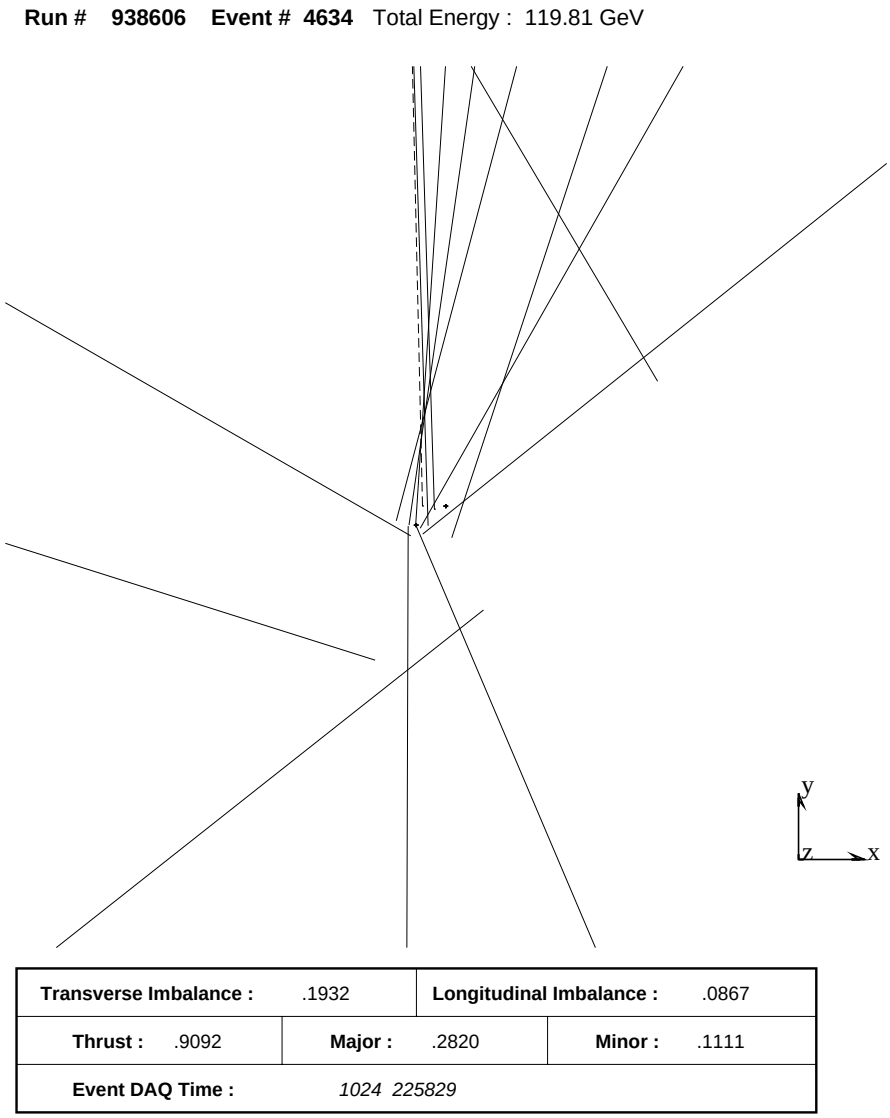


FIG. C.1 – *Candidat le plus significatif sélectionné par l'analyse décrite en 3.2 (analyse Higgs du MS), pour une hypothèse de masse* $m_H = 115$ *GeV, dans le plan* $r\phi$ *(représentation dans le détecteur central).*

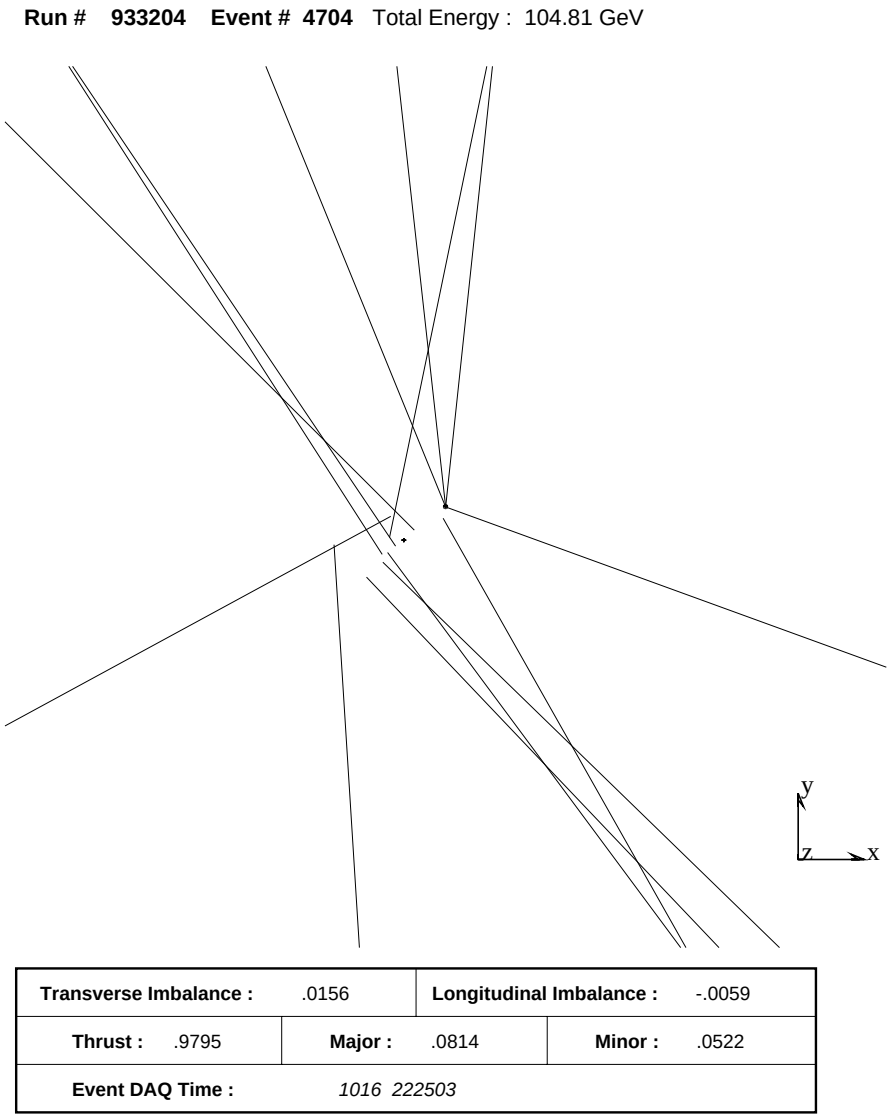


FIG. C.2 – *Candidat le plus significatif sélectionné par l'analyse publiée (analyse Higgs du MS), pour une hypothèse de masse* $m_H = 115$ *GeV, dans le plan* $r\phi$ *(représentation dans le détecteur central).*

Résumé

Titre : Recherche du boson de Higgs standard et non-minimal à LEP2 dans l'expérience L3.

Résumé :

Cette thèse effectuée au sein du groupe Higgs de la collaboration L3 porte sur la recherche d'une signature Higgs, pour des énergies dans le centre de masse comprises entre 192 et 209 GeV, constituant l'un des enjeux majeurs à LEP2. Elle consiste en une contribution aux analyses recherchant le boson de Higgs du Modèle Standard, particulièrement dans le canal "deux jets plus énergie manquante". L'état final pour ce canal, noté $H\nu\bar{\nu}$, est caractérisé par la production d'une paire de quarks b issus du boson de Higgs, et d'une paire de neutrinos issus du boson Z, pour le processus dominant de Higgs-Strahlung. La limite inférieure observée, obtenue avec ce seul canal $H\nu\bar{\nu}$, est de 96 GeV à un niveau de confiance de 95%.

De plus, les recherches de production de scalaires neutres sont développées, dans les modèles généraux à deux doublets de Higgs de type II, au moyen d'une analyse dite "indépendante de saveur". On présente aussi les recherches concernant le boson de Higgs "invisible", où le boson Z se désintègre en une paire de fermions et le boson de Higgs en particules indétectables. L'utilisation de ces derniers résultats permet de contraindre les paramètres des modèles supersymétriques minimaux non-universels (sans unification de masse des jauginos).

Mots clés : L3, Higgs, Modèle Standard, $H\nu\bar{\nu}$, supersymétrie.

Abstract

Title : Search for standard and non-minimal Higgs bosons at LEP2 with the L3 detector.

Abstract :

This thesis work in the L3 collaboration Higgs working group contributed to the search for a Higgs signature, for center-of-mass energies between 192 and 209 GeV, one of the main goals of LEP2. It consists of a contribution to the analyses looking for the Standard Model Higgs boson, especially in the so-called "two jets plus missing energy" channel. The final state of this channel, denoted $H\nu\bar{\nu}$, is charaterized by the production of a pair of b quarks, from the decay of the Higgs particle, and a neutrino pair from that of the Z particle, the so-called Higgs-Strahlung process. The lower observed mass limit, obtained with the $H\nu\bar{\nu}$ channel alone, is 96 GeV at a 95% confidence level.

In addition, searches for neutral scalar particle production are presented, in the context of general two-Higgs-doublet models of type II, by means of a "flavour independent" analysis. Searches for "invisible" Higgs bosons are presented as well, with the Z boson decaying into a pair of fermions and the Higgs boson into undetectable particles. These results permit the constraining of the parameters of non-universal supersymmetric models (without gaugino mass unification).

Keywords : L3, Higgs, Standard Model, $H\nu\bar{\nu}$, supersymmetry.

Remerciements

Je remercie M. Yves Déclais pour m'avoir accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je remercie M. Jean-Paul Martin pour avoir dirigé cette thèse au cours de ces trois années, ainsi que pour m'avoir accueilli dans le groupe de physique des hautes énergies L3 Lyon.

Je remercie MM. Pascal Gay et Pierre Petroff pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Je remercie également MM. Guy Coignet, Abdelhak Djouadi, Jules Gascon et Andrei Kounine qui ont bien voulu participer à ce jury de thèse.

Je tiens à remercier M. Steve Muanza, qui aura été un encadrant idéal et dévoué tout au long de ce travail de thèse.

Je remercie aussi les autres membres de la collaboration L3 qui m'ont aidé dans mon travail, notamment M. Jean-Jacques Blaising pour son soutien lors de la *saga du Higgs*. Je remercie également les autres membres du groupe L3 Lyon, MM. Michel Chemarin, Jean Fay, Imad Laktineh, Patrice Lebrun, Houmani El Mamouni, ainsi que tous les thésards, à savoir Mlle Blandine Roux, MM. Gérald Grenier, Laurent Lugnier, Jean-François Parriaud et Borhan Tellili. Je n'oublie pas les thésards du groupe D0, MM. Jérôme Coss et Pierre-Antoine Delsart.

Je remercie enfin tous ceux qui auront contribué à la bonne humeur durant ces trois années de thèse ; je cite entre autres : Arnaud, Guillaume, Myriam et Nicolas, ainsi que tous ceux qui se reconnaîtront dans cette phrase.