

DAPNIA/SPP 92-26

Thèse soutenue
le 12 Octobre 1992

LA RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS DANS
L'EXPERIENCE ALEPH AU LEP

Jérôme SCHWINDLING

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité:

**SCIENCES PHYSIQUES
Physique des Particules Élémentaires**

présentée par

Jérôme SCHWINDLING

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

**LA RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS DANS L'EXPÉRIENCE
ALEPH AU LEP**

Soutenue le lundi 12 octobre 1992

devant le jury composé de :

MM.	M.	DAVIER	<i>président</i>
	J.	LEFRANÇOIS	
	J.M.	LUCK	
	P.	PEREZ	
	M.	SPIRO	
	F.	ZWIRNER	

La recherche du boson de Higgs dans l'expérience ALEPH au LEP

Le boson de Higgs est l'une des pièces manquantes essentielles du modèle standard de la physique des particules. Le collisionneur LEP pourrait permettre de produire le boson de Higgs par le mécanisme $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0 Z^*$. Dans les canaux $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$, le signal peut être recherché soit par une succession de coupures, soit à l'aide de réseaux de neurones. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont comparables. Aucun signal du boson de Higgs n'est observé dans les données, et le domaine de masse $0.07 \leq m_{H^0} \leq 48.8 \text{ GeV}/c^2$ est exclu à 95% de niveau de confiance.

The search for the Higgs boson in the ALEPH experiment at LEP

The Higgs boson is an important missing part in the standard model of particle physics. It could be produced at the LEP collider via the process $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0 Z^*$. A search for a signal in the $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ and $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ channels can be performed using either sets of cuts or neural networks. The two methods give similar results. No signal of the Higgs boson is seen in the data, and the mass domain $0.07 \leq m_{H^0} \leq 48.8 \text{ GeV}/c^2$ is excluded at 95% confidence level.

Table des matières

Introduction	1
I Le boson de Higgs et le modèle standard	3
I Le modèle standard électrofaible	5
I.1 Le lagrangien électrofaible.	6
I.2 Supraconductivité et brisure de symétrie.	8
I.3 Le mécanisme de Higgs.	11
I.4 Le mécanisme de Higgs et la masse des fermions.	16
II Le boson de Higgs dans le modèle standard	19
II.1 Les limites théoriques sur la masse du boson de Higgs.	19
II.1.1 La stabilité du vide.	20
II.1.2 Brisure de symétrie par corrections radiatives.	23
II.1.3 Masse du boson de Higgs et cosmologie.	23
II.1.4 Unitarité.	24
II.1.5 Trivialité.	25
II.1.6 Le domaine à explorer.	26

II.2	Les modes de désintégration du boson de Higgs.	26
II.2.1	$m_{H^0} < 2 m_e$	27
II.2.2	$2 m_e \leq m_{H^0} \leq 2 m_\pi$	28
II.2.3	$2 m_\pi \leq m_{H^0} \lesssim 2 \text{ GeV}/c^2$	28
II.2.4	$2 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 150 \text{ GeV}/c^2$	29
II.2.5	$m_{H^0} \gtrsim 150 \text{ GeV}/c^2$	31
II.3	Les recherches du boson de Higgs avant LEP.	31
II.3.1	Boson de Higgs et gravitation.	32
II.3.2	Boson de Higgs et physique nucléaire.	32
II.3.3	Boson de Higgs et rayonnement de freinage.	35
II.3.4	Boson de Higgs et désintégrations de mésons.	37
II.4	Conclusion.	39
II	Le boson de Higgs à LEP I	41
III	La production du boson de Higgs à LEPI	43
III.1	Production du boson de Higgs par le mécanisme $Z^0 \rightarrow H^0 Z^*$	44
III.1.1	Section efficace $e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$	44
III.1.2	Incertitudes sur la section efficace.	46
III.1.3	Les processus $e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$	50
III.1.4	Cinématique de la réaction $e^+e^- \rightarrow H^0 Z^*$	52
III.2	Production du boson de Higgs par le mécanisme $Z^0 \rightarrow H^0 \gamma$	55
III.3	Les canaux étudiés.	56

IV Le détecteur ALEPH	57
IV.1 Description du détecteur ALEPH.	57
IV.1.1 La mesure des traces chargées.	58
IV.1.2 L'identification et la mesure de l'énergie des photons et des électrons.	61
IV.1.2.a Description du calorimètre électromagnétique.	61
IV.1.2.b La calibration en énergie.	63
IV.1.3 La mesure de l'énergie des hadrons et l'identification des muons.	64
IV.1.4 La mesure de la luminosité.	68
IV.1.5 Le déclenchement d'ALEPH.	70
IV.2 La reconstruction du flux d'énergie.	70
IV.3 Les événements observés dans ALEPH.	72
V La méthode de recherche du boson de Higgs	75
V.1 La méthode des coupures à une dimension.	76
V.2 La méthode des coupures à plusieurs variables.	79
V.2.1 Une mauvaise façon de placer les coupures.	79
V.2.2 Une meilleure façon de placer les coupures.	80
V.3 Conclusion	82
VI La recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$	85
VI.1 La sélection des événements hadroniques.	85
VI.2 La recherche de Higgs par la méthode des coupures.	89
VI.2.1 Sélection des événements.	89

VI.2.2 Résultats.	102
VI.2.3 Calibration et erreurs systématiques.	108
VI.2.4 Conclusion.	111
VI.3 Etude du canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ à l'aide d'un réseau de neurones.	113
VI.3.1 Description du perceptron à plusieurs couches.	113
VI.3.2 La phase d'apprentissage.	115
VI.3.3 Les résultats.	118
VI.3.4 Erreurs systématiques.	124
VI.3.5 Conclusion.	124
VII La recherche du boson de Higgs dans les canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$.	127
VII.1 L'identification des leptons.	128
VII.1.1 L'identification des électrons.	129
VII.1.2 L'identification des muons.	131
VII.1.3 Mesure des efficacités sur les données.	133
VII.1.4 Energie corrigée des électrons.	141
VII.2 La recherche du boson de Higgs à haute masse.	142
VII.2.1 Analyse par la méthode des coupures.	144
VII.2.2 Analyse à l'aide d'un réseau de neurones.	156
VII.2.3 Conclusion	165
VII.3 La recherche du boson de Higgs à basse masse.	171
VII.4 Conclusion	182

VIII Les résultats de la recherche du boson de Higgs à LEP I. 183

VIII.1 Les résultats obtenus par l'analyse des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $H^0 e^+ e^-$
et $H^0 \mu^+ \mu^-$ 183

VIII.1.1 Les résultats obtenus par la recherche du boson de Higgs à
basse masse. 184

VIII.1.2 Les résultats de la recherche du boson de Higgs à haute
masse. 185

VIII.2 Les autres canaux étudiés dans ALEPH. 197

VIII.3 Les résultats obtenus par les autres expériences au LEP. 199

IX Le mécanisme de Higgs dans les théories supersymétriques. 203

IX.1 Analyse générale des modèles à deux doublets. 204

IX.2 Bosons de Higgs et supersymétrie. 206

IX.2.1 Le secteur de Higgs du modèle supersymétrique minimal. . . . 207

IX.2.2 Les corrections radiatives aux masses des bosons de Higgs su-
persymétriques. 208

IX.3 Application des résultats des recherches du boson de Higgs au boson
 h^0 210

IX.4 Les autres recherches de bosons de Higgs supersymétriques au LEP. . 213

IX.4.1 La recherche de paires de bosons de Higgs chargés. 217

IX.4.2 Etude de la production associée $Z^0 \rightarrow h^0 A^0$ 217

IX.4.3 La recherche d'un boson de Higgs supersymétrique léger. . . . 219

IX.5 Conclusion. 220

III L'avenir des recherches du boson de Higgs 221

X	La recherche du boson de Higgs aux futurs accélérateurs	223
X.1	La recherche du boson de Higgs à LEP II	224
X.1.1	Les recherches directes du boson de Higgs.	224
X.1.2	L'utilisation des mesures de précision.	229
X.2	La recherche du boson de Higgs aux futurs collisionneurs hadroniques	230
X.2.1	La production du boson de Higgs aux collisionneurs hadroniques	232
X.2.2	Les canaux de recherche du boson de Higgs à LHC/SSC . . .	234
X.3	La recherche du boson de Higgs auprès d'un collisionneur e^+e^- à $\sqrt{s} = 500$ GeV	238
X.3.1	La recherche du boson de Higgs dans les canaux $e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-, H^0 \mu^+\mu^-$	239
X.3.2	La recherche du boson de Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow H^0 \nu\bar{\nu}$.	240
X.3.3	Conclusion	240
X.4	La recherche des bosons de Higgs supersymétriques	240
X.5	Conclusions	244
XI	Les alternatives à l'existence d'un boson de Higgs scalaire.	245
XI.1	Technicouleur et brisure de symétrie électrofaible.	246
XI.2	Etudes des diffusions de bosons vecteurs à LHC/SSC.	247
XI.3	Conclusion.	249
	Conclusion	251
A	Mise à jour des résultats sur les données accumulées en 1992.	253

Introduction

En juillet 1989, un collisionneur électron-positon, le LEP, a été mis en service au CERN, près de Genève. L'énergie de chaque faisceau est de l'ordre de 45 GeV, ce qui permet, pour la première fois, de produire un grand nombre de bosons Z^0 , l'un des messagers de la force nucléaire faible.

L'une des tâches réalisées au LEP, par l'étude des désintégrations du boson Z^0 , a été la vérification des prédictions du modèle standard de la physique des particules. Une autre possibilité offerte par LEP, et offerte à chaque mise en service de nouveaux accélérateurs à des énergies croissantes, est la recherche de nouvelles particules.

Parmi les particules recherchées au LEP, le boson de Higgs est sans doute la particule qu'il serait le plus important de mettre en évidence. Le boson de Higgs est en effet prédit dans le modèle standard par le mécanisme de génération des masses des particules. Ce mécanisme, imaginé dans les années soixante, n'a encore été confirmé par aucune mesure expérimentale. La recherche du boson de Higgs constitue donc l'un des objectifs essentiels de la physique des particules de la fin du 20^e siècle.

L'objet de cette thèse est la recherche de cette particule à l'aide du détecteur ALEPH au LEP.

La première partie présentera, en un certain sens, l'histoire du boson de Higgs avant 1989, depuis le cadre théorique imaginé vers 1960 jusqu'aux premières recherches (infructueuses), en passant par la description des limites théoriques sur la masse du boson de Higgs et la description de ses modes de désintégration.

La deuxième partie décrira la recherche du boson de Higgs au LEP, où son taux de production est prédit avec une grande précision et où ses signatures expérimentales sont suffisamment claires pour permettre sa recherche dans plusieurs modes indépendants.

Enfin, la troisième partie présentera l'avenir des recherches du boson de Higgs et de l'étude du mécanisme de génération des masses.

Partie I

Le boson de Higgs et le modèle standard

Chapitre I

Le modèle standard électrofaible

La physique des particules cherche à décrire les objets qui nous entourent en termes de particules de matière et de forces qui agissent sur ces particules. Les particules de matière sont les fermions. Elles peuvent être regroupées en deux catégories, les quarks et les leptons, et trois familles :

	1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille
leptons {	ν_e	ν_μ	$\nu_\tau ?$
	e	μ	τ
quarks {	u	c	$t ?$
	d	s	b

La troisième famille est, pour le moment, incomplète. Le quark top n'a pas encore été découvert, et la limite inférieure sur sa masse est actuellement [1] :

$$m_{\text{top}} > 91 \text{ GeV}/c^2$$

à 95% de niveau de confiance.

Le neutrino tau n'a pas encore été mis en évidence directement, mais les désintégrations du lepton tau ne peuvent être expliquées que s'il existe.

Quatre forces agissent sur ces particules. Chacune de ces forces peut être décrite comme l'échange d'une particule, dite boson intermédiaire, entre deux particules de

matière.

force	bosons intermédiaires	masse des bosons
gravitation	graviton G ?	$m_G = 0$?
force nucléaire forte	8 gluons g	$m_g = 0$?
force nucléaire faible	$Z^0, W^\pm$	$m_{Z^0} = 91.175 \text{ GeV}/c^2$ [2]
		$m_{W^\pm} = 80.6 \text{ GeV}/c^2$ [3]
force électromagnétique	photon γ	$m_\gamma < 3 \cdot 10^{-36} \text{ GeV}/c^2$ [3]

L'intensité de la force de gravitation est trop faible à l'échelle des particules élémentaires pour être étudiée, et l'existence du graviton est purement spéculative.

La force nucléaire forte est décrite par la chromodynamique quantique. Les vérifications expérimentales de cette théorie souffrent du confinement des quarks et des gluons. En particulier, leurs masses sont mal connues.

Les forces électromagnétiques et nucléaires faibles sont décrites de façon unifiée par le modèle standard électrofaible [4]. L'un des problèmes que doit expliquer ce modèle est l'énorme écart entre la masse du photon et les masses des bosons faibles $W^\pm$ et Z^0 .

I.1 Le lagrangien électrofaible.

Dans le modèle standard électrofaible, les fermions, de spin 1/2, sont décrits par le lagrangien de Dirac. La densité lagrangienne s'écrit, en négligeant pour le moment la masse des particules :

$$\mathcal{L}_D = i \bar{\psi} \gamma_\mu \partial^\mu \psi$$

Le spineur de Dirac ψ décrit le fermion considéré. Les matrices $(\gamma_\mu)_{\mu=0,1,2,3}$ sont les matrices de Dirac. Pour tenir compte de la violation de la parité dans les interactions faibles, on regroupe les particules de chaque famille en doublets de

particules d'hélicité gauche

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \dots$$

et en singlets d'hélicité droite

$$R = e_R, u_R, d_R, \dots$$

Par définition, l'isospin faible des doublets est $I_W = 1/2$, celui des singlets est $I_W = 0$.

Le lagrangien peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_D = i \bar{L} \gamma_\mu \partial^\mu L + i \bar{R} \gamma_\mu \partial^\mu R$$

Les transformations qui laissent ce lagrangien invariant sont importantes car elles correspondent, d'après le théorème de Noether, à l'existence de quantités physiques conservées.

Le lagrangien électrofaible est invariant sous les transformations suivantes :

$$\begin{cases} L \rightarrow e^{-i/2 \vec{\tau} \cdot \vec{\alpha}} L \\ R \rightarrow R \end{cases} \quad \text{transformation de } SU(2)$$

et

$$\begin{cases} L \rightarrow e^{i\beta/2} L \\ R \rightarrow e^{i\beta} R \end{cases} \quad \text{transformation de } U(1)$$

$\vec{\tau} = (\tau_i)_{i=1,2,3} = 1, 2, 3$ sont les trois matrices de Pauli et, $\vec{\alpha} = (\alpha_i) = 1, 2, 3$ et β sont quatre constantes.

Les invariances sous $SU(2) \times U(1)$ correspondent respectivement à la conservation de l'isospin faible I_W et à la conservation de l'hypercharge Y définie par $Y = 2 (Q - I_W^3)$.

Tel que nous l'avons écrit, le lagrangien de Dirac n'est invariant que par des transformations globales de $SU(2) \times U(1)$, c'est-à-dire des transformations où $\vec{\alpha}$ et

β ne dépendent pas de la coordonnée d'espace-temps. Pour obtenir l'invariance locale du lagrangien, on doit remplacer la dérivation ∂_μ par :

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2} g \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{iY}{2} g' X_\mu$$

Les champs $W^\pm = (W_1 \mp iW_2)/\sqrt{2}$ représentent les bosons chargés faibles. Le photon et le bozon Z^0 sont une combinaison des champs X_μ et W_μ^3 :

$$\begin{cases} A_\mu = \cos\theta_W X_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \\ Z_\mu = -\sin\theta_W X_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \end{cases}$$

θ_W est l'angle de Weinberg. Les relations

$$e = g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W$$

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2} m_W^2}$$

relient les constantes électrofaibles à la constante e (ou α) de l'électrodynamique et à la constante G_F de l'interaction à quatre particules de Fermi, qui décrit l'interaction faible à basse énergie.

La découverte des courants neutres en 1973 [5], des bosons $W^\pm$ et Z^0 en 1983 [6], et l'ensemble des mesures de précision qui confirment les prédictions du modèle standard à mieux que 0.5% près [7] constituent des preuves spectaculaires de la validité du modèle standard. Il reste cependant à introduire la masse des particules et des bosons de jauge. Pauli fit remarquer la difficulté de ce problème à Salam dès 1957 [8]. Ajouter, par exemple, un terme $M^2 Z_\mu Z^\mu$ au lagrangien brise son invariance sous $SU(2) \times U(1)$. De plus, la théorie qu'on obtiendrait ainsi n'est plus renormalisable.

La solution, qui apparut dans les années soixante, s'inspire d'une analogie entre la physique des particules et la supraconductivité [9], décrite dans le paragraphe suivant.

I.2 Supraconductivité et brisure de symétrie.

La supraconductivité est l'état que présentent certains métaux et alliages à très basse température. Elle est caractérisée par une résistance électrique nulle et par

l'absence, en présence d'un champ magnétique extérieur, de champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur (effet Meissner).

La supraconductivité est décrite par la théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) [10]. Dans cette théorie, il existe, sous certaines conditions, une force attractive entre les électrons, qui se regroupent par paires.

Si $\Phi(x)$ est la fonction d'onde décrivant les paires d'électrons, leur densité est $n(x) = \Phi^*(x)\Phi(x)$, et le lagrangien du système s'écrit, en présence d'un champ magnétique statique :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} (\vec{\nabla} \times \vec{A})^2 + \frac{1}{2} |(\vec{\nabla} - ie \vec{A}) \Phi|^2 + m^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4$$

avec $m^2 = a(T - T_c)$.

L'énergie correspondante est appelée énergie de Landau-Ginzburg. Elle est invariante par les transformations

$$\Phi \rightarrow e^{i\Lambda(x)} \Phi, \quad \vec{A} \rightarrow \vec{A} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \Lambda(x)$$

Si la température T est supérieure à la température critique T_c , le minimum de l'énergie est à $|\Phi| = 0$, les électrons ne se regroupent pas par paires, et il n'y a pas supraconductivité : pour $T < T_c$, le minimum est à $|\Phi|^2 = -m^2/2\lambda$.

L'ensemble des minima respecte l'invariance du Lagrangien, mais le choix d'un minimum particulier la brise. On dit qu'il y a eu brisure spontanée de symétrie en passant de $T > T_c$ à $T < T_c$.

Après brisure de symétrie, le métal est supraconducteur. En effet, l'invariance de $\mathcal{L}$ correspond à la conservation du courant :

$$\vec{J} = -\frac{1}{2} (\Phi^* \vec{\nabla} \Phi - \Phi \vec{\nabla} \Phi^*) - e |\Phi|^2 \vec{A}$$

Pour $T < T_c$, et si la densité de paires d'électrons varie peu sur le domaine considéré, on a

$$\vec{J} = \frac{em^2}{2\lambda} \vec{A} = -k^2 \vec{A} \quad (\text{équation de London})$$

Le champ électrique est : $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{0} = R\vec{J}$, et donc $R = 0$.

L'équation d'Ampère $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{J}$ et l'équation de London permettent d'obtenir

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B} = k^2 \vec{B} \quad (1)$$

A une dimension, cette équation a pour solution $B_x = B_o e^{-kx}$. Le champ magnétique ne pénètre le supraconducteur que sur une longueur caractéristique $1/k$: c'est l'effet Meissner.

Enfin, l'équation (1) implique $\nabla^2 \vec{A} = k^2 \vec{A}$, ou encore

$$\square A_\mu = -k^2 A_\mu$$

Les "photons" ont acquis une masse non nulle.

D'autres exemples de brisure spontanée de symétrie existent en physique.

Un corps ferromagnétique possède une magnétisation non nulle, même en l'absence de champ extérieur, lorsque sa température est inférieure à la température de Curie T_c . L'énergie du système est :

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

qui décrit l'interaction entre les spins des atomes. Cette énergie est invariante par rotation, mais l'état d'énergie minimale est un état où tous les spins sont alignés dans une direction déterminée.

En physique des particules, le modèle σ de Gell-Mann et Levy est un exemple de brisure spontanée de symétrie globale [11]. Dans ce modèle, le proton et le neutron sont regroupés dans un doublet

$$\psi = \begin{pmatrix} P \\ N \end{pmatrix}$$

La théorie est invariante sous les transformations

$$\psi \rightarrow e^{i/2(\epsilon^i - \gamma_5 \epsilon_5^i) \tau_i} \psi,$$

transformation de $SU(2) \times SU(2)$, produit d'une rotation d'isospin et d'une rotation chirale. Ajouter au lagrangien un terme de masse du nucléon $m\bar{\psi}\psi$ détruit la symétrie chirale, mais on peut obtenir un tel terme de masse par une brisure spontanée de cette symétrie, au prix de l'introduction de quatre champs, une particule scalaire massive σ et 3 particules pseudoscalaires de masse nulle, les pions π .

De façon plus générale, J. Goldstone montra en 1960 que le mécanisme de brisure spontanée de symétrie appliqué à une théorie invariante globalement conduit à l'existence de particules scalaires de masse nulle, les bosons de Goldstone [12].

F. Englert et R. Brout en 1964 [13], puis P.W. Higgs en 1966 [14] montrèrent que les bosons de Goldstone sont absents des états physiques dans une théorie présentant une invariance locale brisée spontanément. De plus, les bosons de jauge de cette théorie sont massifs. C'est ce mécanisme que nous allons décrire à présent.

I.3 Le mécanisme de Higgs.

Pour obtenir une brisure spontanée de symétrie dans le modèle standard électrofaible, on ajoute au lagrangien

$$\mathcal{L}_D = i \bar{L} \gamma_\mu D^\mu L + i \bar{R} \gamma_\mu D^\mu R$$

le terme suivant

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) + V_o(\phi)$$

où ϕ est un doublet de champs scalaires complexes

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

et où le potentiel $V_o(\phi)$ vaut :

$$V_o(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (\text{voir figure I.1})$$

avec $\mu^2 > 0$, $\lambda > 0$.

Son minimum est en $\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{\mu^2}{2\lambda}$.

Les états physiques s'obtiennent en développant ϕ autour d'un minimum particulier. Par invariance sous $SU(2) \times U(1)$, on peut choisir ce minimum :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

En effet, si $\begin{pmatrix} a_1 e^{i\varphi_1} \\ a_2 e^{i\varphi_2} \end{pmatrix}$ est un minimum de V_o , alors, en appliquant une transformation de la forme

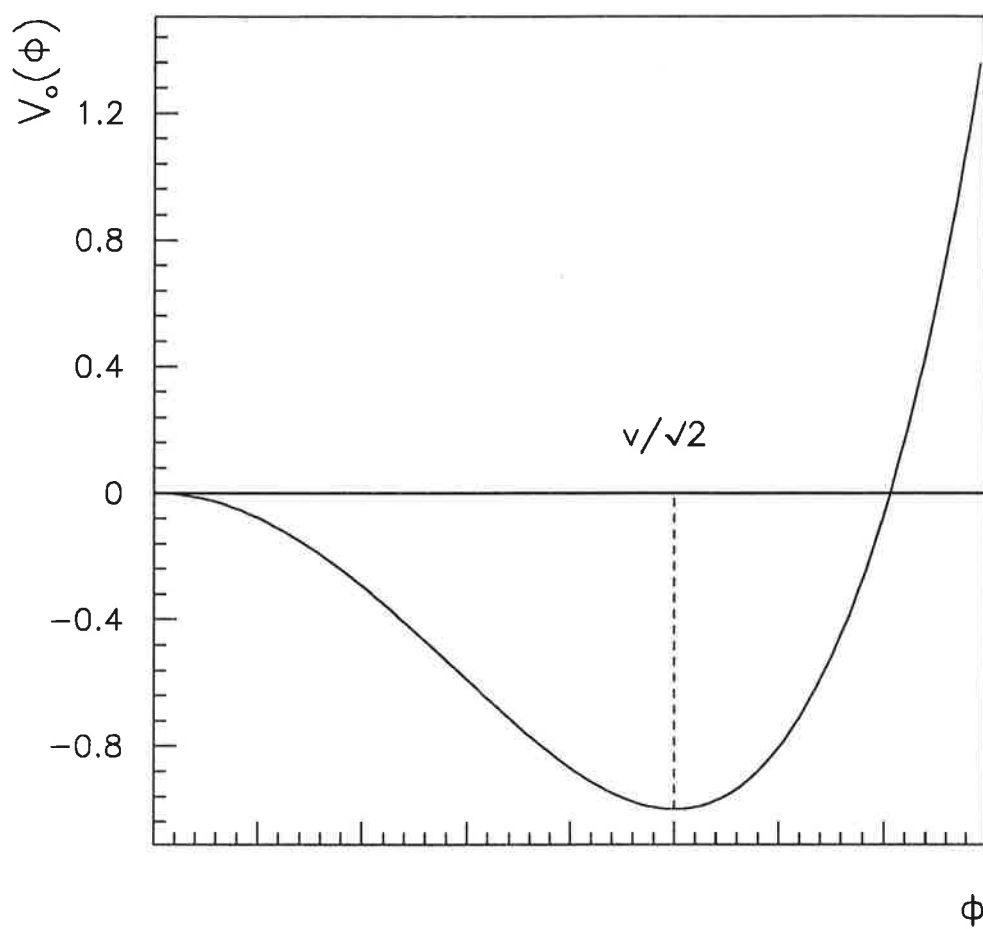


Figure I.1: Le potentiel de Higgs.

$$\phi \xrightarrow{T_1} e^{\frac{i}{2}\alpha_3\tau_3} \phi ,$$

on peut obtenir que $\varphi_1 = \varphi_2$. Une nouvelle transformation, de la forme

$$T_2 : \phi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\alpha_2\tau_2}\phi$$

permet d'annuler la première composante du doublet. Enfin, une dernière transformation

$$T_3 : \phi \rightarrow e^{\frac{i}{2}\alpha'_3\tau_3}\phi$$

transforme la deuxième composante en une valeur réelle positive

$$\begin{pmatrix} a_1 e^{i\varphi_1} \\ a_2 e^{i\varphi_2} \end{pmatrix} \xrightarrow{T_1} \begin{pmatrix} a_1 e^{i\varphi} \\ a_2 e^{i\varphi} \end{pmatrix} \xrightarrow{T_2} \begin{pmatrix} 0 \\ b e^{i\varphi'} \end{pmatrix} \xrightarrow{T_3} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

De la même façon, on peut écrire tout champ

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix}$$

sous la forme

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} e^{i\vec{\tau} \cdot \vec{\theta}(x)/v}$$

Les 3 champs $\vec{\theta}(x)$, qui sont bosons de Goldstone d'une théorie invariante globalement, peuvent ici être réabsorbés par une transformation locale de $SU(2) \times U(1)$.

Le lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_H = (\partial_\mu H)^+ (\partial^\mu H) + V_o(\Phi) + \left[\frac{g^2}{8} (W_1^2 + W_2^2) + \frac{1}{8} (gW_3 - g'X)^2 \right] [v + H(x)]^2$$

ou encore, en utilisant les champs physiques $W^\pm$ et Z^0 :

$$\mathcal{L}_H = (\partial_\mu H)^+ (\partial^\mu H) + V_o(\Phi) + \left[\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{8\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu \right] [v + H(x)]^2$$

Ce lagrangien décrit des bosons de jauge de masse

$$\begin{aligned} m_\gamma &= 0 \\ m_W^\pm &= \frac{gv}{2} \\ m_{Z^0} &= \frac{gv}{2 \cos\theta_W} \end{aligned}$$

La masse du $W^\pm$ et la masse du Z^0 sont liées par la relation :

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W} = 1$$

Cette prédiction est bien en accord avec la valeur expérimentale $\rho = 1.003 \pm 0.004$ (pour $m_{top} = 100 \text{ GeV}/c^2$) [15].

La valeur $\rho = 1$ est une conséquence de la structure en doublets du secteur de Higgs. Un doublet est suffisant, mais rien n'interdit des théories à plusieurs doublets (chapitre IX). Pour cette raison, le modèle standard à un doublet de Higgs est souvent appelé modèle standard minimal.

La constante de Fermi permet de fixer la valeur de v :

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2} G_F} \simeq (246 \text{ GeV})^2$$

Le lagrangien $\mathcal{L}_H$ contient également une particule scalaire neutre, le boson de Higgs H^0 , de masse :

$$m_{H^0} = \sqrt{2\lambda v^2}$$

λ , et donc m_{H^0} , sont indéterminés, mais nous verrons dans le chapitre 2 quelles considérations théoriques limitent m_{H^0} .

Les couplages du boson de Higgs aux bosons de jauge sont, eux, connus (figure 1.2).

Le mécanisme de Higgs a donc permis de donner une masse aux bosons $W^\pm$ et Z^0 , en conservant une masse nulle au photon. Nous allons voir que ce même mécanisme peut donner une masse aux fermions.

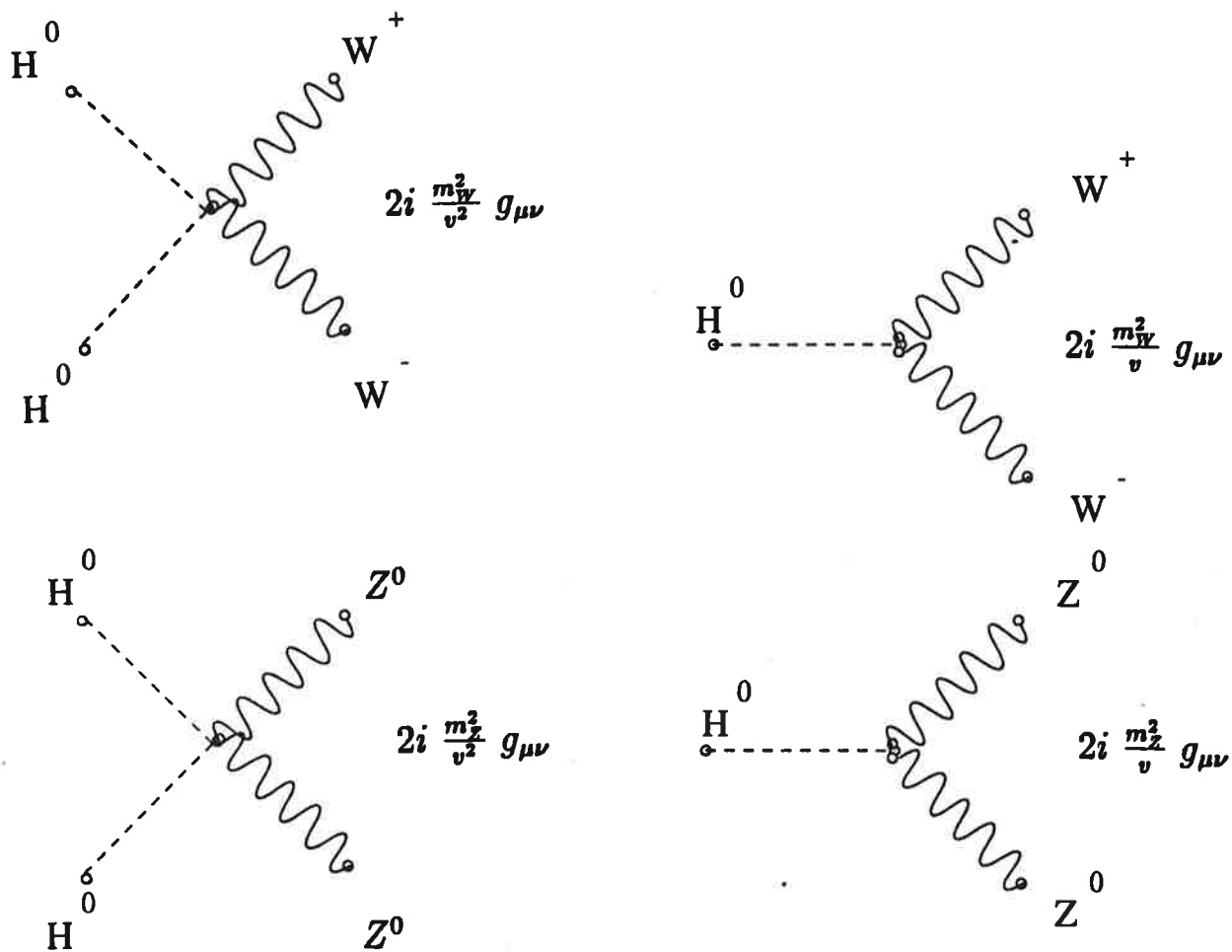


Figure I.2: Les couplages du boson de Higgs aux bosons Z^0 et $W^\pm$.

I.4 Le mécanisme de Higgs et la masse des fermions.

Ajouter au lagrangien électrofaible un terme de masse $-m\bar{\psi}\psi$ est exclu par invariance de jauge. Pour engendrer la masse des leptons, il suffit d'ajouter au lagrangien un terme, invariant sous $SU(2) \times U(1)$,

$$\mathcal{L}_\ell = -G_\ell [\bar{L} \phi R + \bar{R} \phi^\dagger L]$$

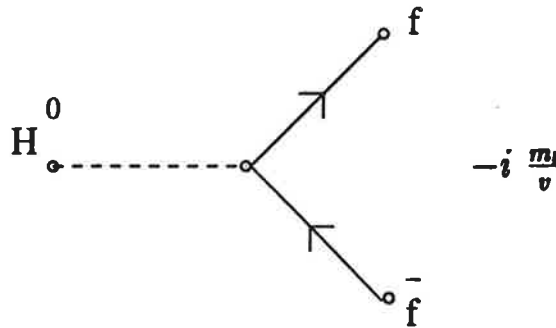
qui devient, après brisure spontanée de symétrie,

$$\mathcal{L}_\ell = -\frac{G_\ell}{\sqrt{2}} v (\bar{\ell}_L \ell_R + \bar{\ell}_R \ell_L) - \frac{G_\ell}{\sqrt{2}} (\bar{\ell}_L \ell_R + \bar{\ell}_R \ell_L) H$$

Si on choisit G_ℓ tel que $m_\ell = G_\ell v / \sqrt{2}$,

$$\mathcal{L}_\ell = m_\ell \bar{\ell} \ell - \frac{m_\ell}{v} \bar{\ell} \ell H$$

contient le terme de masse souhaité. Notons que, comme G_ℓ est arbitraire, la masse du lepton n'est pas prédite. Par contre, son couplage au boson de Higgs est connu :



Ce couplage, qui est proportionnel à la masse du lepton considéré, dictera, comme nous le verrons dans le chapitre II, les modes de désintégrations du boson de Higgs.

Pour donner une masse aux quarks, il faut introduire

$$\phi_c = -i\tau_2 \phi^* \xrightarrow{\text{brisure}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix}$$

afin de donner une masse aux quarks de type up. Le lagrangien

$$\mathcal{L}_q = -G_d (\bar{u}, \bar{d})_L \phi d_R - G_u (\bar{u}, \bar{d})_L \phi_c u_R + \text{conjugué hermitique}$$

devient, après brisure de symétrie,

$$\mathcal{L}_q = -m_d \bar{d}d - m_u \bar{u}u - \frac{m_d}{v} \bar{d}dH - \frac{m_u}{v} \bar{u}uH$$

Là également, les masses ne sont pas prédites, mais les couplages sont définis.

Ainsi, le mécanisme de Higgs permet d'engendrer la masse des quarks, des leptons et des bosons de jauge du modèle standard électrofaible. 't Hooft montra de plus que cette théorie est renormalisable [16]. Le modèle standard constitue donc une théorie cohérente des interactions électromagnétiques et faibles, qu'aucune mesure de précision n'a pu mettre en défaut jusqu'à présent. Le mécanisme de Higgs est le moyen le plus simple de donner des masses aux particules, même s'il ne prédit pas ces masses. Il présente en outre l'avantage de prédire l'existence d'une nouvelle particule, qui peut être recherchée expérimentalement.

Chapitre II

Le boson de Higgs dans le modèle standard

Le mécanisme de génération des masses est l'une des pièces manquantes du modèle standard électrofaible. La recherche du boson de Higgs a donc une importance capitale. Dans le modèle standard, la seule inconnue est la masse du boson de Higgs, mais ses couplages, et donc ses modes de désintégration, sont connus. Nous allons voir que le domaine de masse à explorer est très important, et que de nombreuses signatures expérimentales doivent être envisagées. Toutes les recherches du boson de Higgs sont, jusqu'ici, restées infructueuses, et l'existence d'un boson de Higgs de masse inférieure à quelques GeV/c^2 est improbable.

II.1 Les limites théoriques sur la masse du boson de Higgs.

Nous avons vu que, dans le modèle standard, la masse du boson de Higgs est :

$$m_{H^0} = \sqrt{2\lambda v^2} .$$

La valeur de v est connue, $v = 246 \text{ GeV}$, mais λ est, a priori, arbitraire. En fait des considérations théoriques plus précises peuvent limiter les valeurs de λ .

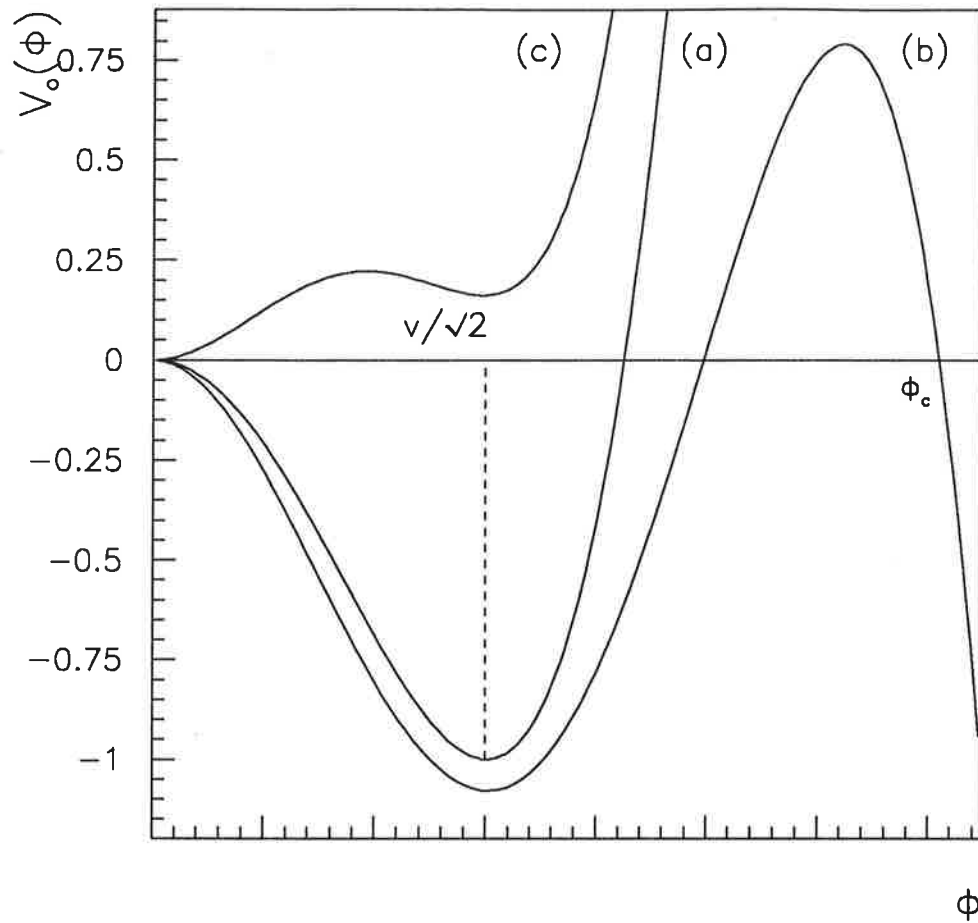


Figure II.1: Les différentes formes possibles du potentiel de Higgs.

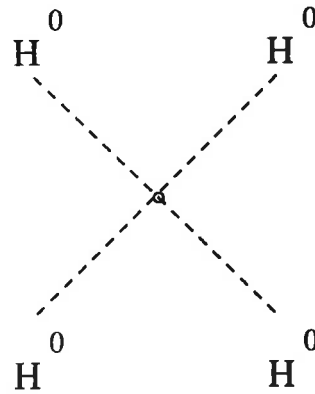
II.1.1 La stabilité du vide.

La brisure spontanée de $SU(2) \times U(1)$ est due à la forme particulière du potentiel de Higgs :

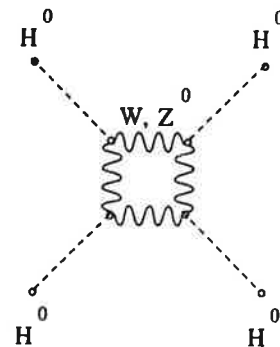
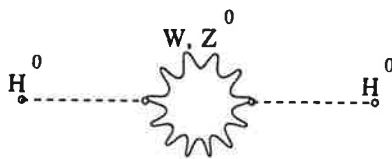
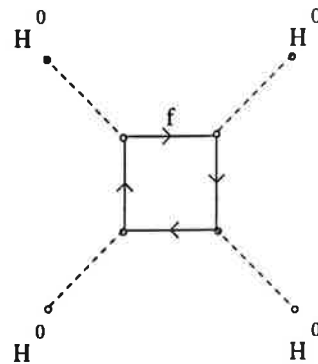
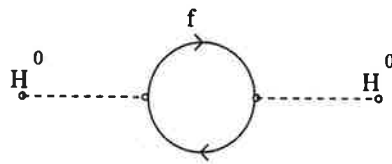
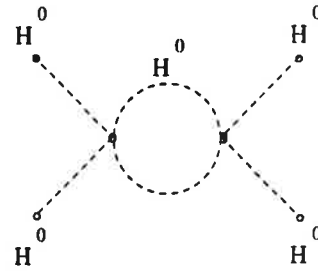
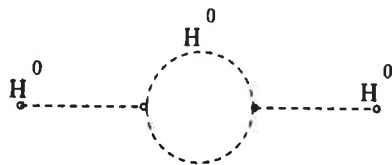
$$V_0(\phi) = -\mu^2 \phi^+ \phi + \lambda (\phi^+ \phi)^2$$

Ce potentiel, représenté sur la figure II.1, courbe *a*, correspond aux diagrammes

suivants:



Mais il faut aussi tenir compte des diagrammes d'ordre supérieur:



Ces diagrammes modifient le potentiel, qui devient [17]:

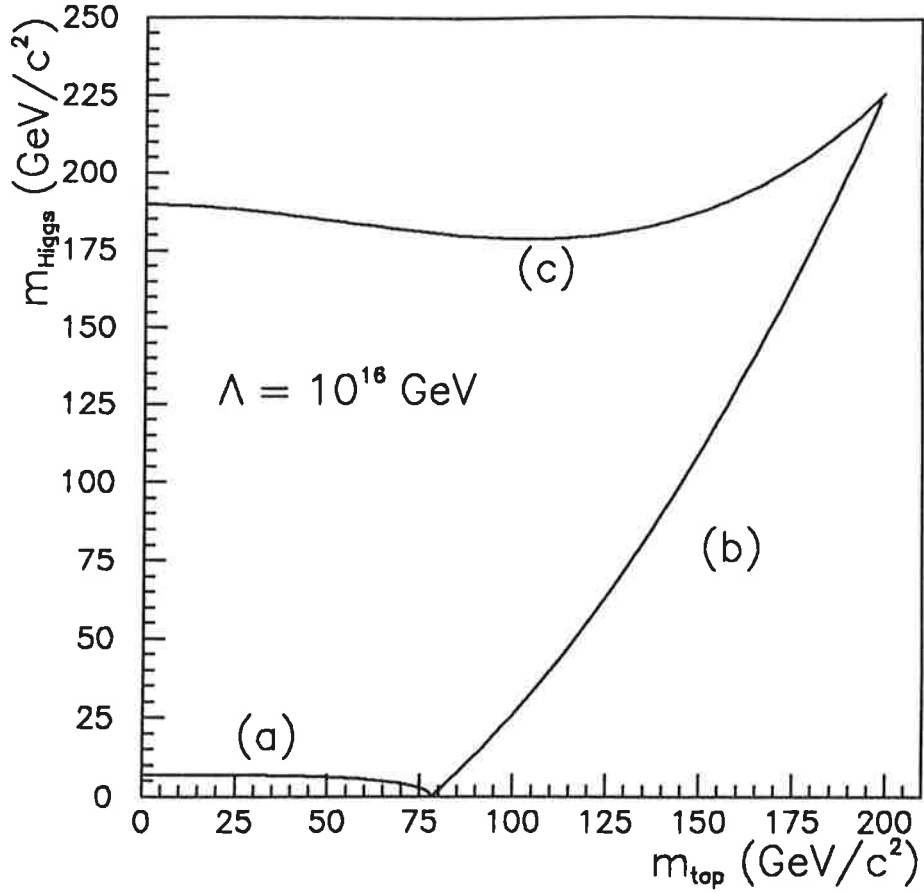


Figure II.2: Les limites théoriques sur la masse du boson de Higgs. Courbes (a) et (b): stabilité du vide. Courbe (c): absence de pôle de Landau jusqu'à une échelle d'énergie de 10^{16} GeV.

$$V(\phi) = V_0(\phi) + K\phi^4 \ln \phi^2 \quad (1)$$

avec

$$K = \frac{1}{16\pi^2 v^4} \left[6 m_W^4 + 3 m_Z^4 + m_H^4 - 12 \sum_{\text{fermions}} m_f^4 \right]$$

Il y a brisure spontanée de symétrie si $V(v/\sqrt{2}) < V(0)$, ce qui entraîne la condition :

$$m_{H^0}^2 \geq m_{LW}^2 = \frac{1}{16\pi^2 v^2} \left[6 m_W^4 + 3 m_Z^4 - 12 m_{\text{top}}^4 \right] \quad \text{si } m_{\text{top}} \leq 78 \text{ GeV}/c^2$$

Cette limite, connue sous le nom de limite de Linde-Weinberg, est représentée sur la figure II.2, courbe a.

La limite expérimentale inférieure sur la masse du quark top est $m_{\text{top}} \geq 91 \text{ GeV}/c^2$. Pour $m_{\text{top}} \geq 78 \text{ GeV}/c^2$, le potentiel de Higgs prend la forme (b) sur la figure II.1. Il redevient négatif à $\varphi = \varphi_c$, et n'est plus borné inférieurement. Si on veut une théorie stable, on doit demander $\varphi_c > \Lambda$, où Λ est une échelle d'énergie où le modèle standard n'est plus valable [18]. On obtient ainsi une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs, représentée sur la figure II.2, courbe b, pour $\Lambda = 10^{16} \text{ GeV}$. Des calculs aux ordres supérieurs, qui prennent également en compte la variation des constantes de couplage, conduisent à des limites moins restrictives [18].

II.1.2 Brisure de symétrie par corrections radiatives.

Considérons à nouveau le potentiel initial :

$$V_0(\varphi) = -\mu^2 \varphi^\dagger \varphi + \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2$$

Si $\mu^2 = 0$, il n'y a pas brisure de symétrie. Cependant, Coleman et Weinberg montrèrent que la brisure peut réapparaître lorsqu'on inclut les corrections radiatives [19]. La masse du boson de Higgs est alors fixée, et vaut :

$$m_{H^0}^2 = 2 m_{LW}^2 \quad \text{pour} \quad m_{\text{top}} \leq 78 \text{ GeV}/c^2.$$

Il est ainsi intéressant de noter que la brisure de symétrie pourrait apparaître grâce aux corrections radiatives, mais aucun principe de symétrie n'impose $\mu^2 = 0$ pour le moment.

II.1.3 Masse du boson de Higgs et cosmologie.

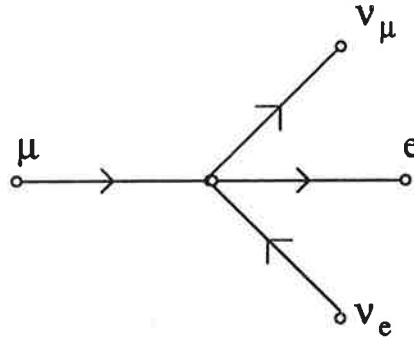
Les limites précédentes ont été obtenues en demandant que la valeur du potentiel en $v/\sqrt{2}$ soit un minimum absolu, au moins jusqu'à une échelle d'énergie suffisamment grande. En fait, l'état du vide en $v/\sqrt{2}$ n'a pas besoin d'être un minimum global si la durée de vie de cet état est supérieure à l'âge de l'univers. Le potentiel pourrait avoir la forme représentée sur la figure II.1, courbe c, et l'univers se trouverait alors dans un état métastable [20]. La limite inférieure sur la masse du boson de Higgs n'est alors plus que $m_{H^0} \gtrsim 450 \text{ MeV}/c^2$, dans la limite $m_{\text{top}} \ll m_W$, au lieu de $m_{H^0} \gtrsim 7 \text{ GeV}/c^2$ d'après la formule de Linde-Weinberg [21].

Cette limite n'est qu'indicative car il faut aussi tenir compte de l'évolution exacte de l'univers si on veut inclure dans le potentiel V les effets dus à sa température, lorsqu'elle a été très supérieure à v .

II.1.4 Unitarité.

L'unitarité constitue la principale limite théorique sur la masse du boson de Higgs. Cette limite découle immédiatement de considérations très simples, qui peuvent être illustrées dans le cadre de la théorie de Fermi des interactions faibles.

Dans la théorie de Fermi, la désintégration du muon est décrite par une interaction à 4 corps :



Elle permet de calculer la largeur de désintégration du muon :

$$\Gamma_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3}$$

et l'expérience fournit $G_F = 1.16 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Si cette théorie est cohérente, elle doit également décrire la réaction croisée $\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e$ dont l'amplitude est :

$$\mathcal{M} = 4\sqrt{2} G_F s$$

La section efficace $\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e)$ croît donc indéfiniment lorsque $s \rightarrow \infty$, ce qui ne peut représenter une situation physique. L'amplitude du processus peut se décomposer en ondes partielles :

$$\mathcal{M}(s, t) = 16 \pi \sum_j (2j+1) a_j(s) P_j \left(1 + \frac{2t}{s}\right)$$

où P_j est un polynôme de Legendre.

L'unitarité requiert que chacune des ondes partielles soit inférieure à 1.

$$|a_j(s)| \leq 1$$

Pour $j = 0$, on obtient la condition $G_F s/2\sqrt{2} \pi \leq 1$. L'introduction de l'échange du boson W par le remplacement:

$$-i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \rightarrow i g_W^2 \frac{1}{q^2 - M_W^2} \quad \text{avec} \quad g_W^2 = \frac{G_F}{\sqrt{2}} M_W^2$$

permet de vérifier l'unitarité à condition que $M_W \lesssim 875 \text{ GeV}/c^2$.

De la même façon, la diffusion de bosons W polarisés longitudinalement viole l'unitarité en l'absence du boson de Higgs. L'introduction du boson de Higgs permet de respecter la limite d'unitarité si $m_{H^0} \lesssim 1.2 \text{ TeV}/c^2$. En utilisant également les diffusions $Z^0 Z^0$, $Z^0 H^0$, $H^0 H^0$, on obtient une limite plus restrictive: $m_{H^0} \lesssim 700 \text{ GeV}/c^2$.

Les limites précédentes ont été obtenues par un calcul à l'ordre le plus bas. A priori, l'unitarité d'une section efficace ne peut être jugée que si cette section efficace est calculée à tous les ordres, et les limites mentionnées ci-dessus ne sont donc qu'indicatives. Cependant, introduire les diagrammes à une boucle augmente l'amplitude de diffusion, et semble confirmer le calcul à l'ordre le plus bas [22].

II.1.5 Trivialité.

De la même façon que α , α_W et α_s dépendent de l'échelle d'énergie Q considérée, la constante de couplage du potentiel de Higgs varie lorsqu'on passe, par exemple, de l'échelle d'énergie v à l'échelle Q :

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3\lambda(v)}{4\pi^2} \text{Ln} \frac{Q^2}{v^2}} \quad \text{(en négligeant la masse du quark top)}$$

$\lambda(Q)$ est infini pour une valeur Q_c , dite pôle de Landau, sauf si $\lambda(v) = 0$. Pour cette raison, la théorie est dite triviale. On peut cependant avoir $\lambda(v) \neq 0$, si on accepte que la théorie n'ait de sens que jusqu'à une échelle Λ (on peut par exemple imaginer que de la physique nouvelle apparaît à cette échelle Λ). On doit avoir $Q_c > \Lambda$, ce qui implique une limite supérieure sur $\lambda(v)$, d'autant plus basse que Λ est grand.

La limite dépend également de la masse du quark top, et est représentée sur la figure II.2, courbe c, pour $\Lambda = 10^{16} \text{ GeV}$.

Si une nouvelle physique apparaît à $\Lambda \simeq 1 \text{ TeV}$, la limite sur la masse du boson de Higgs devient $m_{H^0} \lesssim 800 \text{ GeV}/c^2$.

II.1.6 Le domaine à explorer.

La théorie ne permet donc pas de fixer des limites strictes sur la masse du boson de Higgs. En effet, la stabilité du vide n'autorise pas une masse trop faible, mais la limite exacte prenant en particulier en compte l'évolution de l'univers, est inconnue.

L'unitarité et la trivialité indiquent que $m_{H^0} \lesssim 1 \text{ TeV}/c^2$, ou que sinon une nouvelle physique doit apparaître vers cette échelle de masses.

Le domaine à explorer est donc :

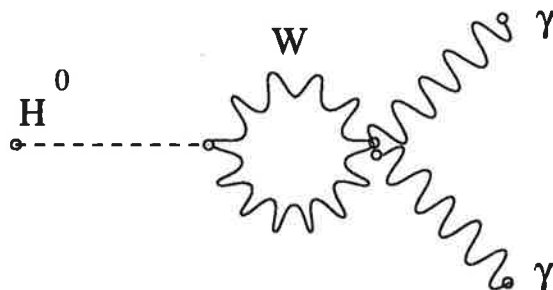
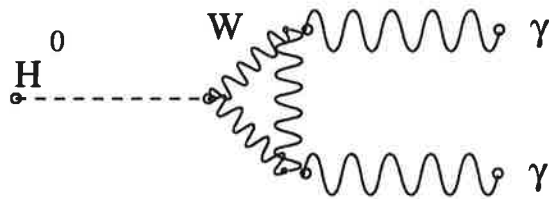
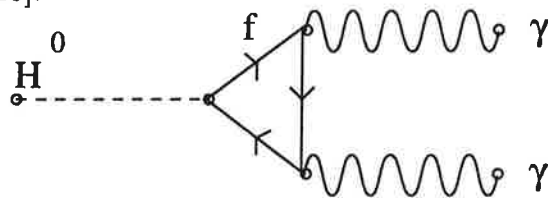
$$0 \leq m_{H^0} \lesssim 1 \text{ TeV}/c^2.$$

II.2 Les modes de désintégration du boson de Higgs.

Dans le modèle standard minimal, les couplages du boson de Higgs aux autres particules sont connus. Les modes de désintégration sont donc calculables, et vont dépendre de sa masse, au fur et à mesure que celle-ci augmente et que de nouveaux canaux s'ouvrent.

II.2.1 $m_{H^0} < 2 m_e$.

Le seul état final accessible est alors $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ par l'intermédiaire d'une boucle de fermions ou de W [23].

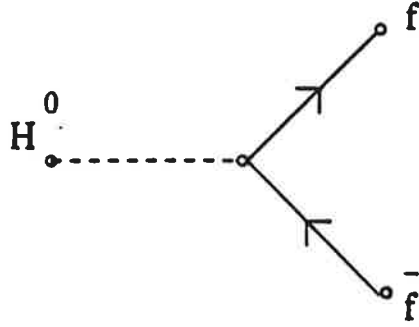


La durée de vie du boson de Higgs de masse inférieure à $2 m_e$ est très longue, $c\tau \gtrsim 10^5$ cm, et un tel boson de Higgs échapperait à toute observation directe. Cette durée de vie dépend très peu de la masse exacte du quark top, mais pourrait être influencée par la présence de particules nouvelles.

Dans la 3^{ème} partie, nous verrons que le mode de désintégration $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ pourrait, pour des raisons expérimentales, être important sur le domaine $80 \text{ GeV}/c^2 \lesssim m_{H^0} \lesssim 150 \text{ GeV}/c^2$.

II.2.2 $2 m_e \leq m_{H^0} \leq 2 m_\pi$.

Les désintégrations $H^0 \rightarrow e^+e^-$ puis $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont permises



La largeur du boson de Higgs en une paire de fermions est

$$\Gamma(H^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c m_f^2}{8 \pi v^2} \beta^3 m_{H^0}$$

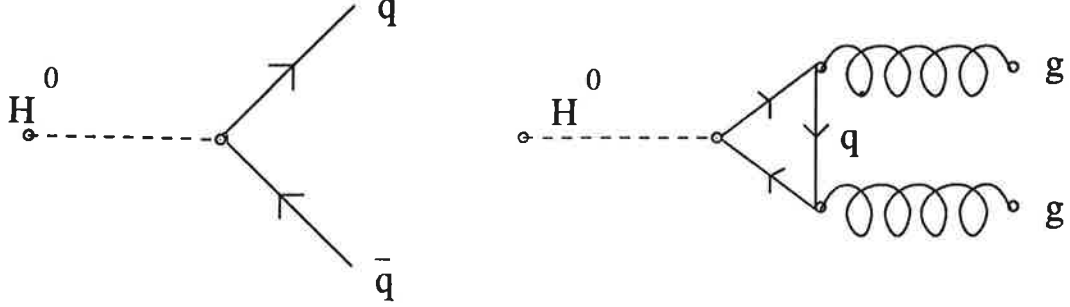
où $\beta^2 = 1 - 4 m_f^2/m_{H^0}^2$ et N_c est le nombre de couleurs. Les corrections QED à une boucle sont faibles [24]. A cause du couplage proportionnel à la masse du fermion considéré, le boson de Higgs a tendance à se désintégrer en la paire de fermions la plus lourde accessible. Cependant, dans la région $2m_e < m_{H^0} < 2m_\mu$, le rapport d'embranchement du boson de Higgs en $\gamma\gamma$ est mal connu. Il dépend en effet de la masse des quarks légers qui interviennent dans le couplage du boson de Higgs aux photons, et peut atteindre 15% avec les masses constituantes.

Dans ce domaine de masse, la durée de vie du boson de Higgs passe de $c\tau \simeq 1$ m juste au-dessus du seuil de désintégration en deux électrons, à $c\tau \sim 1$ cm pour $m_{H^0} \lesssim 2 m_\mu$ et à $c\tau < 1 \mu\text{m}$ pour $m_{H^0} \geq 2 m_\mu$.

II.2.3 $2 m_\pi \leq m_{H^0} \lesssim 2 \text{ GeV}/c^2$.

Dans ce domaine, le boson de Higgs va se désintégrer en une paire de hadrons. Ces désintégrations font intervenir les couplages du boson de Higgs aux quarks et

aux gluons :



Le calcul des modes de désintégration du boson de Higgs dans ce domaine de masses, qui dépend des masses des quarks légers utilisées, est encore sujet à controverses. Cela est particulièrement important, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, pour les expériences qui recherchent le canal exclusif $H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Dans la simulation des désintégrations du boson de Higgs que nous utiliserons dans les chapitres 6 et 7, l'amplitude est [25] [26]

$$\mathcal{A}(H^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{2 m_{H^0}^2}{9v} \left(1 + \frac{11 m_\pi^2}{2 m_{H^0}^2} \right)$$

Cette amplitude est obtenue à l'aide d'approximations valables pour un boson de Higgs léger et de faible énergie. Pour les autres canaux ($H^0 \rightarrow KK$, pp ...), on utilise la même amplitude en remplaçant m_π par m_K , m_η ... en multipliant par un facteur qui tient compte du nombre de degrés de liberté (2 pour $H^0 \rightarrow KK$, $1/2$ pour $H^0 \rightarrow \eta\eta$...) et en tenant compte éventuellement de la largeur finie de la particule produite, comme décrit dans [25]. La figure II.3 montre les rapports d'embranchement du boson de Higgs dans ce domaine de masses.

II.2.4 $2 \text{ GeV}/c^2 \leq 150 \text{ GeV}/c^2$.

Lorsque la masse du boson de Higgs est très supérieure à la masse des quarks u , d et s , on peut, pour calculer les modes de désintégration du boson de Higgs, réutiliser la chromodynamique quantique perturbative, c'est-à-dire utiliser les diagrammes $H^0 \rightarrow q\bar{q}$ (g) et $H^0 \rightarrow gg$, et fragmenter les quarks et les gluons. La comparaison des nombres moyens de désintégrations du boson de Higgs en 0, 2, ou 4 traces chargées obtenues en utilisant la méthode perturbative et la méthode du paragraphe II.2.3 montre que la transition entre les deux régimes se fait vers $m_{H^0} \simeq 2 \text{ GeV}/c^2$ [25].

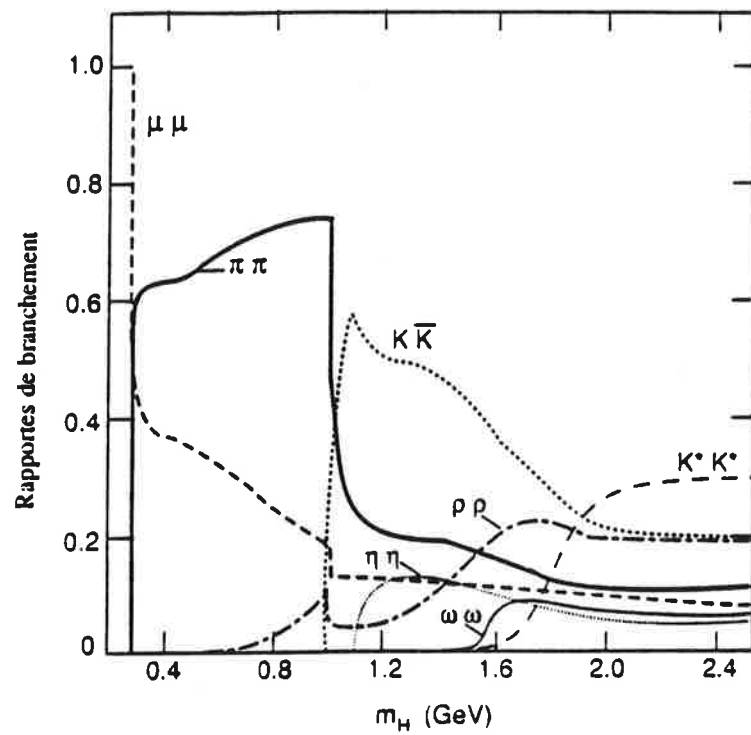


Figure II.3: Les rapports de branchement du boson de Higgs.
La figure est tirée de la référence [25].

Dans le domaine considéré, l'incertitude sur les largeurs de désintégration du boson de Higgs due à l'ignorance de la masse du quark top sont faibles. Les corrections les plus importantes viennent des boucles de quarks et de gluons. Les résultats à l'ordre suivant le logarithme dominant existent [27]. Ces corrections, qui sont prises en compte dans notre simulation, diminuent, par exemple, la largeur du boson de Higgs en $b\bar{b}$ de 30% pour $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$.

Entre 2 et 150 GeV/c^2 , la largeur du boson de Higgs croît de $\simeq 1 \text{ keV}$ à 10 MeV. Au-dessus du seuil de production d'une paire de quark b , le boson de Higgs se désintègre approximativement dans 85% des cas en $b\bar{b}$, 9% des cas en $c\bar{c}$, et 6% des cas en $\tau^+\tau^-$.

II.2.5 $m_{H^0} \gtrsim 150 \text{ GeV}/c^2$.

A partir de 150 GeV/c^2 , le rapport d'embranchement du boson de Higgs en W^+W^- , dont l'un est éventuellement virtuel, devient dominant. Pour $m_{H^0} \gg m_{W^\pm}$, m_{Z^0} , on a :

$$\Gamma(H^0 \rightarrow W^+W^-) = 2 \Gamma(H^0 \rightarrow Z^0Z^0) = \frac{G_F m_{H^0}^3}{8 \pi \sqrt{2}}$$

La largeur totale du boson de Higgs devient très grande :

$$\Gamma(H^0) \simeq 0.5 m_{H^0}^3 \quad (\text{en } \text{TeV}/c^2)$$

II.3 Les recherches du boson de Higgs avant LEP.

Les premières recherches expérimentales du boson de Higgs datent du début des années 70.

En 1972, l'effet de l'existence d'un boson de Higgs sur le moment gyromagnétique du muon, g_μ , est calculé [28]. Il vaut au maximum :

$$(\Delta g_\mu)_{H^0} \lesssim \frac{3 G_F m_\mu^2}{4 \pi \sqrt{2}} \simeq 10^{-8}$$

Cette contribution est du même ordre de grandeur que l'erreur expérimentale actuelle sur g_μ , et le boson de Higgs ne peut donc pas être mis en évidence de cette façon.

Le boson de Higgs pourrait aussi avoir une influence sur la force gravitationnelle ou sur les forces nucléaires. Le domaine de masse exclu de cette façon est modeste.

La production directe du boson de Higgs dans les désintégrations de pions, kaons, ..., pourrait permettre d'explorer des domaines plus importants, mais les incertitudes théoriques sur les taux de production sont en général importantes.

Une expérience de beam dump d'un faisceau d'électrons, qui ne souffre pas de telles incertitudes, a également été réalisée [40].

II.3.1 Boson de Higgs et gravitation.

La présence du boson de Higgs modifie le potentiel gravitationnel entre 2 protons en y ajoutant un terme de Yukawa, qui représente une force additionnelle à longue portée si la masse du boson de Higgs est suffisamment faible:

$$V = \frac{1}{r} \left(g_{HNN}^2 e^{-\frac{m_{H^0} r}{\hbar c}} + G_0 m_p^2 \right)$$

avec

$$g_{HNN}^2 = \sqrt{2} G_F m_p^2 \times \varepsilon^2$$

ε inclut les incertitudes sur le couplage du boson de Higgs aux nucléons. Nous verrons que ε est très certainement supérieur à 0.2. On a donc :

$$V = \frac{m_p^2}{r} \left(\varepsilon^2 \sqrt{2} G_F e^{-\frac{m_{H^0} r}{\hbar c}} + G_0 \right) = \frac{G_N m_p^2}{r}$$

G_N est la constante de gravitation de Newton, dont la valeur mesurée est :

$$G_N = 6.7 \cdot 10^{-39} \hbar c \left(\text{GeV}/c^2 \right)^{-2}$$

On doit donc avoir

$$\varepsilon^2 \sqrt{2} G_F e^{-\frac{m_{H^0} r}{\hbar c}} \leq G_N$$

pour r de l'ordre du cm à la taille du système solaire. Cela nécessite $m_{H^0} \gtrsim 10^{-3} \text{ eV}/c^2$.

II.3.2 Boson de Higgs et physique nucléaire.

Entre 1972 et 1976, plusieurs expériences montrèrent un désaccord entre les données et les prédictions théoriques du spectre de rayonnement des atomes muoniques.

Ce désaccord pouvait être expliqué par l'existence d'un boson de Higgs de masse inférieure à $22 \text{ MeV}/c^2$, si son couplage au nucléon était [29] [30]

$$g_{HNN}^2 = 4\pi \times 1.8 \cdot 10^{-8} \times e^{0.26 m_{H^0}} \quad (m_{H^0} \text{ en MeV}/c^2).$$

Ce désaccord disparut avec des mesures plus précises [31], et la limite sur la masse du boson de Higgs obtenue par l'étude des atomes muoniques est à présent [32]:

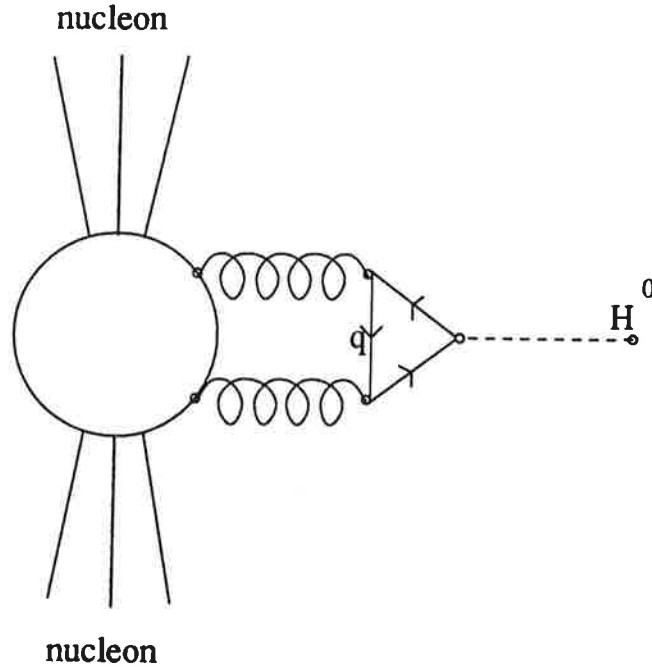
$$m_{H^0} \geq 3 \text{ MeV}/c^2$$

Les désintégrations nucléaires radiatives d'un état $J^P = 0^+$ à l'état fondamental $J^P = 0^+$ étant interdites, leur mise en évidence montrerait l'émission d'une particule scalaire.

Kohler et al. [33] ont étudié les désintégrations de $^{16}\text{O}(6.05 \text{ MeV})$ et $^4\text{He}(20.2 \text{ MeV})$, excluant les domaines $1.03\text{--}5.84 \text{ MeV}/c^2$ et $3.1\text{--}18.2 \text{ MeV}/c^2$ pour la masse du boson de Higgs. Mais leur limite utilisait le couplage du boson de Higgs au nucléon empirique, et faux, mentionné ci-dessus. Leurs expériences doivent donc être réanalysées.

Si le nucléon était fondamental, on aurait $g_{HNN} = m_N/v = 3.8 \cdot 10^{-3}$. Inversement, si le couplage du boson de Higgs au nucléon se faisait uniquement par l'intermédiaire des quarks u et d , on aurait $g_{HNN} \simeq 3.8 \cdot 10^{-5}$. En réalité il faut aussi tenir compte du couplage du boson de Higgs aux gluons par l'intermédiaire d'une

boucle de quarks lourds.



On a alors

$$g_{HNN} = \frac{m_N}{v} \varepsilon$$

avec $\varepsilon = 0.07$ fois le nombre de quarks lourds [34], soit $\varepsilon = 0.2$ si les quarks lourds sont c, b, t .

Plus récemment, la valeur $\varepsilon = 0.53$ fut obtenue en tenant compte de la présence des quarks s de la mer [35] [36] [37].

L'expérience de désintégration de ^{16}O (6.05 MeV) exclut alors le domaine de masse $1.03 \rightarrow 5.5 \text{ MeV}/c^2$.

L'expérience de désintégration de ^4He (20.2 MeV) de Kohler et al. ne permet plus d'obtenir une limite [38], mais cette expérience fut refaite par Freedman et al. [39], excluant le domaine

$$\begin{array}{lll} 2.8 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq & 11.5 \text{ MeV}/c^2 & \text{avec } \varepsilon = 0.3 \\ & 14 \text{ MeV}/c^2 & \text{si } \varepsilon = 0.53 \end{array}$$

Barbieri et al. ont analysé en 1975 une expérience de diffusion de neutrons sur le plomb [37]. L'existence d'un boson de Higgs suffisamment léger modifierait la

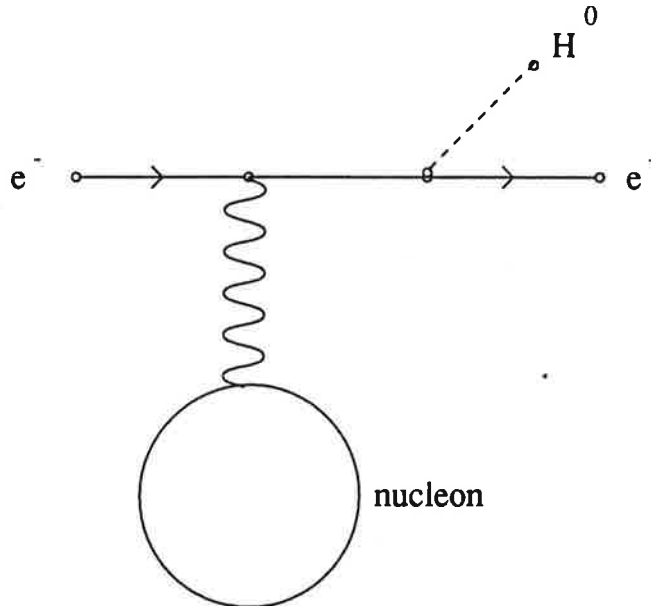
distribution angulaire du neutron diffusé. Ils excluent ainsi un boson de Higgs de masse inférieure à $13 \text{ MeV}/c^2$, mais, là aussi, le calcul doit être refait en utilisant le bon couplage Higgs-nucléon. La limite devient

$$\begin{aligned} m_{H^0} &\geq 6 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{pour } \varepsilon = 0.2 \\ &\geq 9 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{pour } \varepsilon = 0.53 \end{aligned}$$

Ainsi, l'étude des rayons X émis par des atomes muoniques, l'étude des désintégrations nucléaires, et l'étude des diffusions neutron-noyau permettent d'exclure un boson de Higgs de masse inférieure à $11 \text{ MeV}/c^2$. Cette limite, conservatrice, dépend du couplage du boson de Higgs au nucléon.

II.3.3 Boson de Higgs et rayonnement de freinage.

Un boson de Higgs peut être émis par un électron freiné dans un champ nucléaire.



Une expérience de beam dump d'un faisceau d'électrons, réalisée à Orsay, a recherché une telle production d'un boson de Higgs, suivie de sa désintégration en deux électrons [40]. Cette expérience, qui ne souffre d'aucune incertitude théorique,

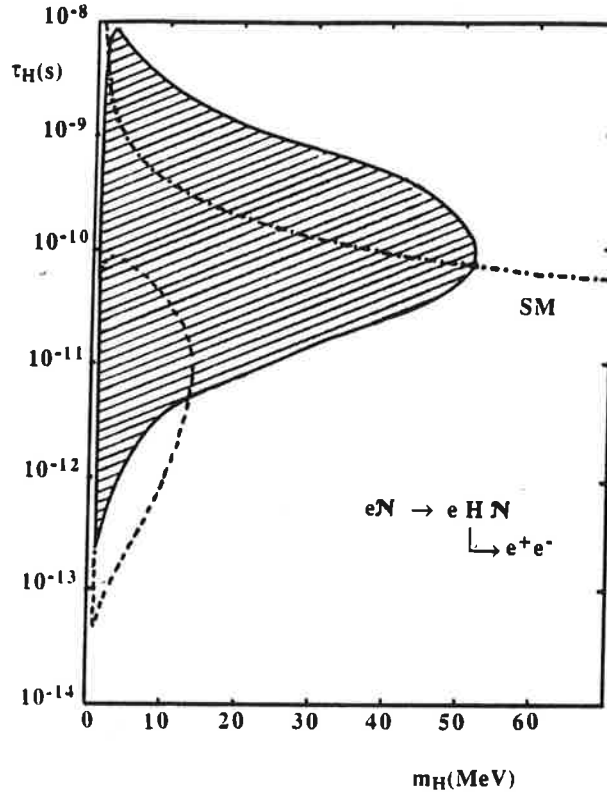


Figure II.4: Le domaine (m_{H^0}, τ_{H^0}) exclu par l'expérience de beam dump. Le domaine hachuré est le domaine exclu par l'expérience décrite dans [40]. Le domaine limité par la courbe en pointillés était exclu par une expérience antérieure.

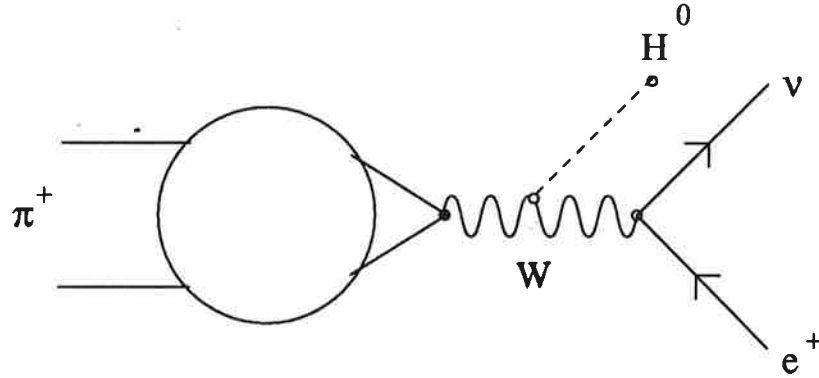
est limitée, vers les hautes masses, par la durée de vie τ_{H^0} du boson de Higgs, qui devient trop courte pour qu'il se désintègre dans le détecteur.

La figure II.4 montre le domaine du plan (m_{H^0}, τ_{H^0}) exclu par cette recherche. Dans le modèle standard, le domaine de masse exclu est:

$$1.2 \text{ MeV}/c^2 < m_{H^0} < 52 \text{ MeV}/c^2$$

II.3.4 Boson de Higgs et désintégrations de mésons.

Le boson de Higgs peut être produit dans les désintégrations de pions par le diagramme:



La recherche de désintégration du type $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ permet d'exclure le domaine $10 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 100 \text{ MeV}/c^2$ [41].

La recherche des désintégrations $\eta' \rightarrow \eta H^0 \rightarrow \eta e^+ e^-$, $\eta \mu^+ \mu^-$ permet d'exclure le domaine $250 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 2 m_\pi$ [42] et $0 \rightarrow 210 \text{ MeV}/c^2$ [43].

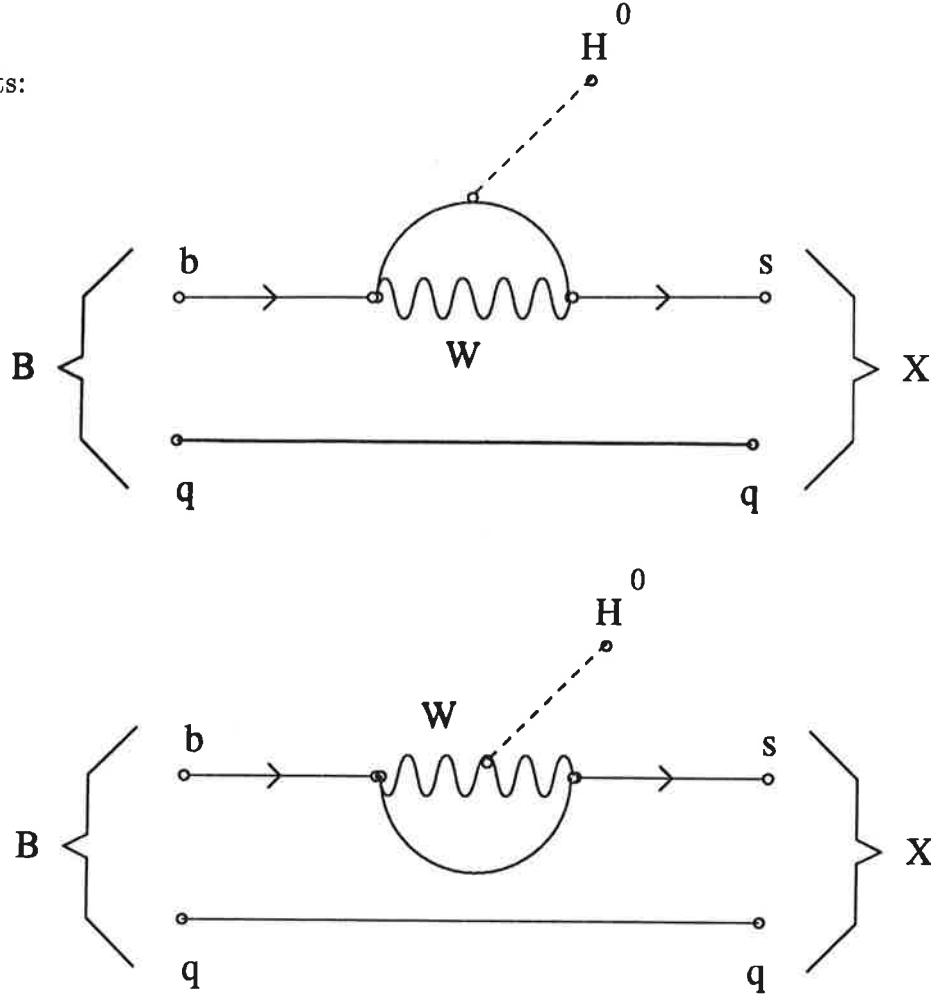
Le taux de production du boson de Higgs dans les désintégrations de kaons peut s'écrire sous la forme [44]

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ H) = 7.6 \cdot 10^{-6} \left[\frac{2 p_{H^0}}{m_K} \right] \left| \frac{A}{10^{-10} \text{ GeV}} \right|^2$$

A est de l'ordre de 10^{-10} GeV , mais la valeur exacte dépend de la masse du quark top, des éléments de la matrice de Kobayashi-Maskawa et d'un coefficient qui contient de la physique hadronique mal connue. Des expériences fixent des limites supérieures pour les canaux $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma$ et $K^+ \rightarrow \pi^+ X$. Aucun signal n'est observé, et il est généralement admis que le domaine de masse $2m_\mu \leq m_{H^0} \leq 320 \text{ MeV}/c^2$ est très peu probable.

La production du boson de Higgs dans les désintégrations de mésons B , $B \rightarrow HX$, est beaucoup moins sujette à controverses, car les diagrammes spectateurs sont

dominants:



Les recherches d'événements du type $B \rightarrow e^+e^-X$ et $B \rightarrow \mu^+\mu^-X$ permettent d'exclure l'existence d'un boson de Higgs de masse comprise entre $70 \text{ MeV}/c^2$ et $2m_\pi$ [29] [30].

Pour $m_{H^0} > 2m_\pi$, l'interprétation de la limite sur le processus $B \rightarrow \mu^+\mu^-X$ est plus incertaine à cause de la méconnaissance du rapport de branchement du boson de Higgs en deux muons. En effet, les interactions pion-pion dans l'état final pourraient augmenter le rapport de branchement $H^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Cependant, sauf si cette augmentation est très importante, le domaine de masse $2m_\pi \rightarrow 2m_\tau$, à l'exception du voisinage du méson scalaire $f_0(975 \text{ MeV}/c^2)$ et du ψ ($3.1 \text{ GeV}/c^2$), est exclu.

Des recherches exclusives $B \rightarrow H^0K \rightarrow \mu^+\mu^-K$, $\pi^+\pi^-K$, K^+K^-K permettent vraisemblablement d'exclure le domaine $2m_\mu \rightarrow 2.5 \text{ GeV}/c^2$. Le boson de

Higgs pourrait aussi être produit dans les désintégrations du méson upsilon par le mécanisme $Y \rightarrow H^0 \gamma$, mais le taux de production est incertain à cause de corrections QCD et relativistes mal connues.

II.4 Conclusion.

Aucune expérience effectuée jusqu'en 1989 n'a permis de découvrir le boson de Higgs. Les domaines de masse exclus sont :

- $0 \rightarrow 11 \text{ MeV}/c^2$ par la physique nucléaire.
- $1.2 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 52 \text{ MeV}/c^2$ par une expérience de beam dump.
- $10 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 100 \text{ MeV}/c^2$ par le processus $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$.
- $70 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 2 m_\pi$ par les recherches de désintégrations $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ et $B \rightarrow e^+ e^- X$.
- $2 m_\mu \rightarrow 2.5 \text{ GeV}/c^2$ par les recherches exclusives $B \rightarrow K \mu^+ \mu^-$, $K \pi^+ \pi^-$, $K K^+ K^-$.
- $1.2 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 2 m_\tau$ par la recherche de $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, sauf si $m_{H^0} \simeq m_\psi$.

Ces limites, bien que prudentes, souffrent presque toutes d'incertitudes théoriques. Il fallut attendre 1989 pour pouvoir effectuer grâce au LEP une recherche systématique du boson de Higgs dans un grand domaine de masses.

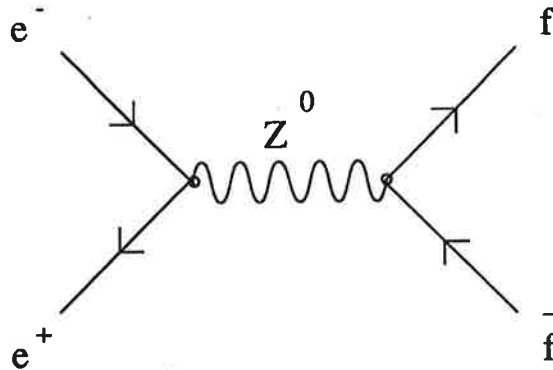
Partie II

Le boson de Higgs à LEP I

Chapitre III

La production du boson de Higgs à LEP

En 1989, deux accélérateurs, le SLC (Stanford Linear Collider) situé près de San Francisco et le LEP (Large Electron Positron collider) situé près de Genève, permirent pour la première fois de réaliser des collisions d'électrons et de positons à une énergie dans le centre de masse d'environ 91 GeV, permettant la production d'un boson intermédiaire Z^0 par le processus :



La paire de fermions $f\bar{f}$ peut être une paire de leptons chargés, une paire de neutrinos ou une paire de quarks, avec les rapports d'embranchement respectifs $3 \times 3.3\%$, 20% et 70% . Pour $\sqrt{s} = 91.2$ GeV, la section efficace de production d'une paire de muons vaut environ 1.5 nb.

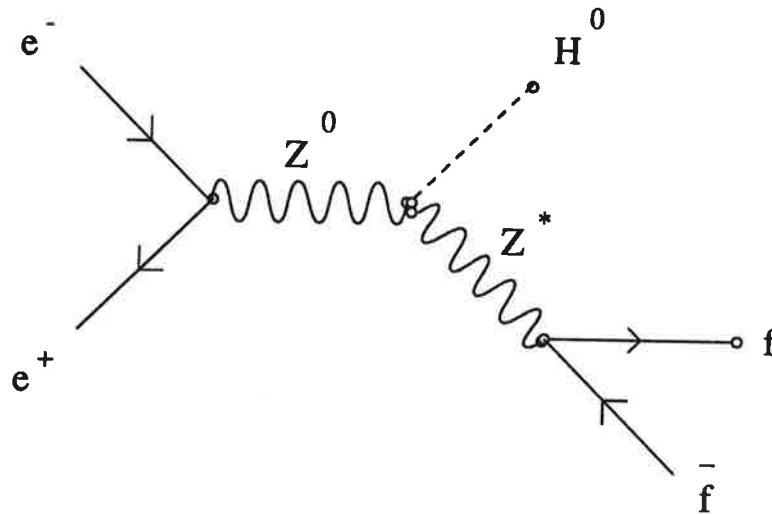
Au LEP, plusieurs centaines de milliers de bosons Z^0 peuvent être produits chaque année. Dans ces conditions, un boson de Higgs suffisamment léger pourrait être produit en assez grand nombre, avec de faibles incertitudes sur le taux de

production.

III.1 Production du boson de Higgs par le mécanisme $Z^0 \rightarrow H^0 Z^*$.

La production directe du boson de Higgs par le processus $e^+e^- \rightarrow H^0$ est négligeable, car le couplage $e^+e^-H^0$ est environ 10^{-5} fois plus faible que le couplage $e^+e^-Z^0$.

Autour du pic de production du Z^0 , le principal mécanisme de production du boson de Higgs est le rayonnement par un boson de Z^0 , dit mécanisme de Bjorken [45]



III.1.1 Section efficace $e^+e^- \rightarrow H^0\mu^+\mu^-$.

A l'ordre le plus bas, la section efficace est [46] :

$$\sigma_0(e^+e^- \rightarrow H^0 Z^* \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-) = \frac{\alpha^3}{36s} \frac{[1 + (4 \sin^2 \theta_W - 1)^2]^2}{256 \sin^6 \theta_W \cos^6 \theta_W} \times \frac{M_{Z^0}^2/s}{\left(1 - \frac{m_{Z^0}^2}{s}\right)^2 + b^2} \times \int_{x_1}^{x_2} \mathcal{F}(x) dx$$

avec

$$\mathcal{F}(x) = \frac{[12 + 2a - 12x + x^2] \sqrt{x^2 - a}}{(x - x_p)^2 + b^2} , \quad x = \frac{2 E_{H^0}}{\sqrt{s}}$$

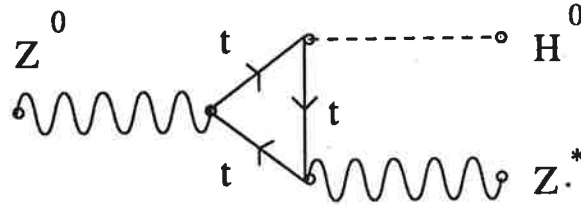
$$a = \frac{4m_{H^0}^2}{s} , \quad b = \frac{m_{Z^0} \Gamma_{Z^0}}{s} \quad x_p = 1 + \frac{m_{H^0}^2 - m_Z^2}{s}$$

$$x_1 = \sqrt{a} , \quad x_2 = 1 + \frac{1}{4}a$$

Pour tenir compte des corrections radiatives électrofaibles, on effectue les transformations [47] :

$$\begin{aligned} \alpha \rightarrow \alpha(m_{Z^0}^2) &= \frac{1}{128.8} \\ \sin^2 \theta_W \rightarrow \overline{\sin^2} \theta_W &= \sin^2 \theta_W \left(1 + \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta \rho \right) \\ \text{avec } \Delta \rho &= \frac{3 G_F m_{\text{top}}^2}{8 \pi^2 \sqrt{2}} \end{aligned}$$

Le couplage ZZH est également modifié par le diagramme :

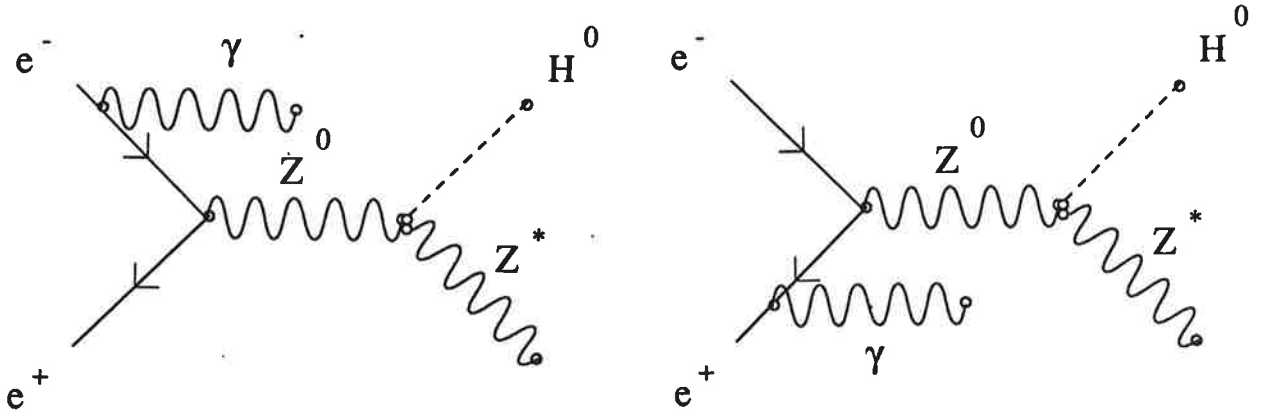


La section efficace devient [48] :

$$\sigma_0 \rightarrow \sigma_W = \left(1 - \frac{8}{3} \Delta \rho \right) \times \sigma_0 \left(\alpha(m_{Z^0}^2), \overline{\sin^2} \theta_W \right)$$

Enfin, il faut tenir compte dans le calcul de la section efficace de l'émission d'un

photon par l'électron ou le positon initiaux :



La section efficace est la convolution de σ_W et d'une fonction de radiation dans l'état initial, calculée au 2^{ème} ordre et resommée [49] :

$$\sigma = \int_0^1 H(\chi, s) \sigma_W[(1 - \chi)s] d\chi$$

La figure III.1 montre le rapport σ/σ_W au voisinage de la masse du Z^0 , pour des bosons de Higgs de masses 10 et 50 GeV/c^2 . Les corrections à la section efficace dues au rayonnement dans l'état initial peuvent atteindre quelques dizaines de pour-cent.

La figure III.2 montre la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse, entre 0 et 60 GeV/c^2 . Le rapport $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0\mu^+\mu^-) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ passe de 10^{-2} à 10^{-5} lorsque la masse du boson de Higgs passe de 0 à 60 GeV/c^2 .

III.1.2 Incertitudes sur la section efficace.

Les recherches du boson de Higgs avant LEP souffraient des incertitudes sur le taux de production du boson de Higgs. Au LEP, la production du boson de Higgs ne fait intervenir que des couplages électrofaibles, connus avec une bonne précision dans le modèle standard.

La section efficace $e^+e^- \rightarrow H^0\mu^+\mu^-$ est calculée en utilisant comme paramètres :

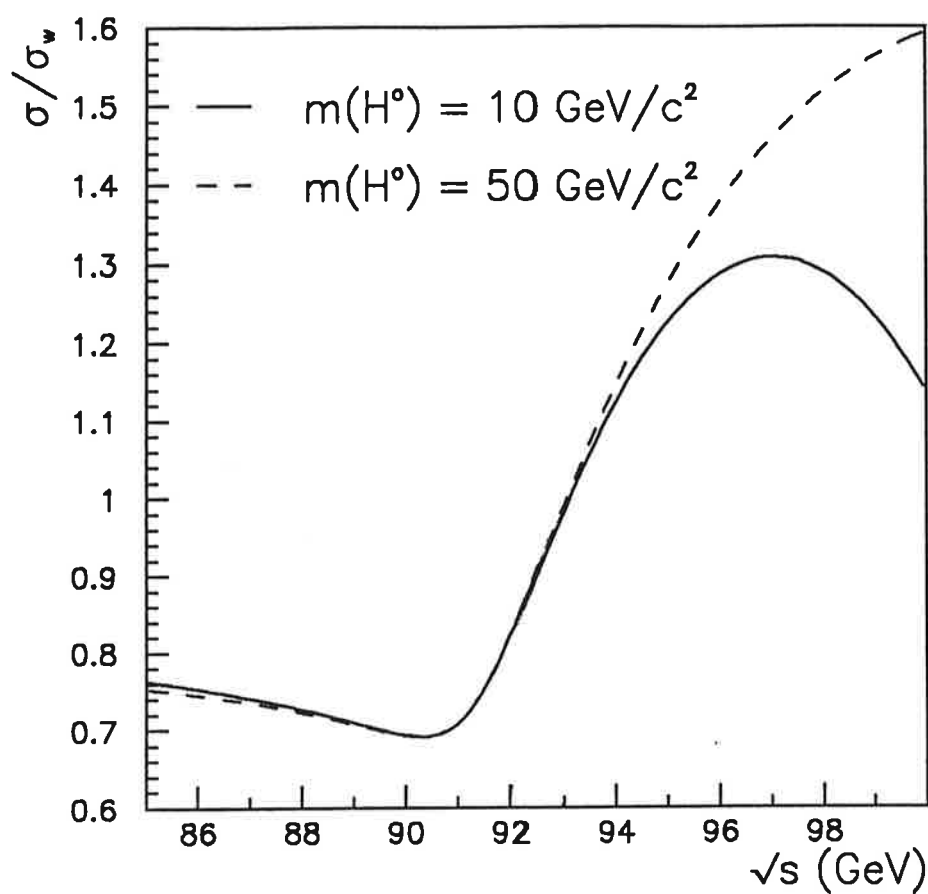


Figure III.1: Corrections à la section efficace de production du boson de Higgs dues au rayonnement de photons dans l'état initial.

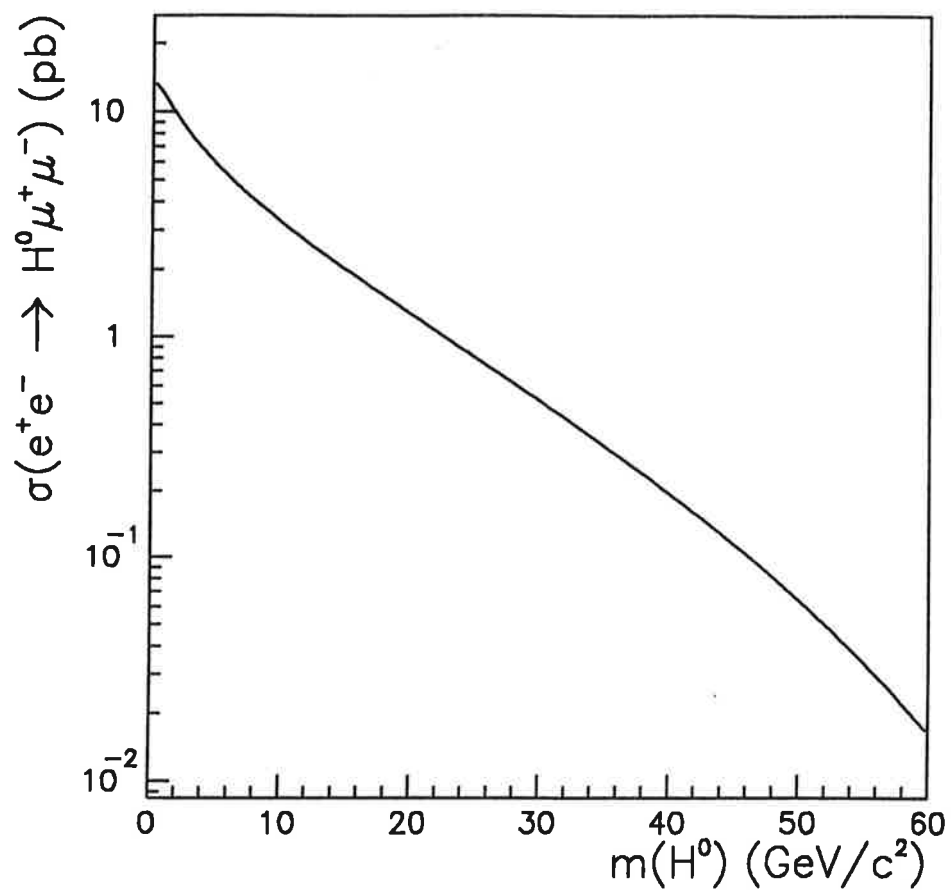


Figure III.2: Section efficace de production du boson de Higgs à 91.2 GeV.

$$\alpha(m_e^2) = 1/137.03599 [50]$$

$$G_F = 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} [50]$$

$$m_{Z^0} = (91.175 \pm 0.021) \text{ GeV}/c^2 [2]$$

La masse du quark top utilisée est $m_{\text{top}} = 130 \text{ GeV}/c^2$. Les autres quantités intervenant dans le calcul de la section efficace, $\sin^2 \theta_W$ et Γ_{Z^0} , sont alors calculées à partir du modèle standard.

L'incertitude sur la section efficace est obtenue en variant la masse du Z^0 de ± 2 sigmas autour de sa valeur centrale, et la masse du top de 90 à 200 GeV/c^2 . Les incertitudes sur α et G_F sont négligeables.

Le tableau III.1 résume les incertitudes sur la section efficace. Celles-ci dépendent très peu de la masse du boson de Higgs et de l'énergie dans le centre de masse, près de la masse de Z^0 . L'erreur totale est la somme quadratique des erreurs dues à la masse du quark top et à la masse du Z^0 .

Ces incertitudes seront prises en compte par une erreur systématique de 2.6% dans l'analyse des résultats des chapitres VI et VII.

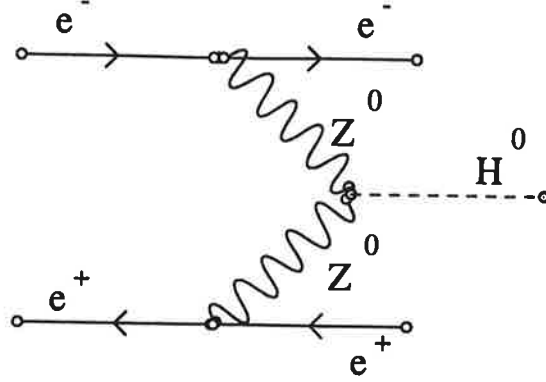
Récemment, le calcul complet au 1^{er} ordre du processus $Z^0 \rightarrow H^0 f \bar{f}$ a été effectué [51]. La différence avec l'approximation de Born améliorée que nous utilisons est en général inférieure à 0.5% et sera négligée.

m_{H^0} (GeV/c ²)	$\sqrt{s}$ (GeV)	σ (pb)	m_{top} 90	(GeV/c ²) 200	m_{Z^0} 91.133	(GeV/c ²) 91.217	Total %
10	91.2	3.08	+ 0.85%	-2.25%	+1.05%	-1.23%	$\begin{smallmatrix} +1.35 \\ -2.56 \end{smallmatrix}$
50	91.2	0.06	+ 0.85%	-2.24%	+0.78%	-0.97%	$\begin{smallmatrix} +1.16 \\ -2.45 \end{smallmatrix}$
10	85	0.07	+ 0.75%	-1.97%	+1.60%	-1.56%	$\begin{smallmatrix} +1.76 \\ -2.51 \end{smallmatrix}$
50	85	0.001	+0.75%	-1.97%	+1.45%	-1.42%	$\begin{smallmatrix} +1.63 \\ -2.43 \end{smallmatrix}$
10	100	0.49	+0.77%	-2.03%	-0.36%	+0.36%	$\begin{smallmatrix} +0.85 \\ -2.06 \end{smallmatrix}$
50	100	0.006	+0.77%	-2.04%	-0.64%	+0.64%	$\begin{smallmatrix} +1.00 \\ -2.13 \end{smallmatrix}$

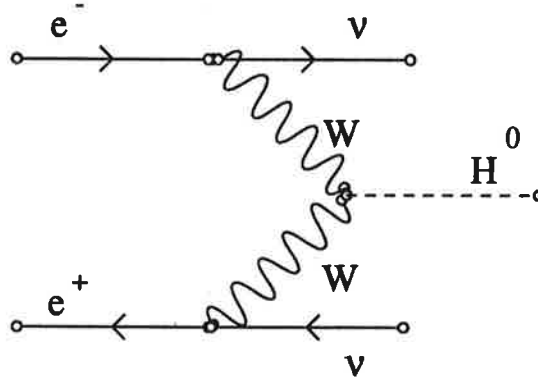
Tableau III.1: Erreurs systématiques sur la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0\mu^+\mu^-)$.

III.1.3 Les processus $e^+e^- \rightarrow H^0e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$

Pour calculer les sections efficaces de ces deux processus, il faut a priori tenir compte également des diagrammes :



pour la section efficace $e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-$, et :



pour la section efficace $e^+e^- \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$.

Ces deux diagrammes de production du boson de Higgs dans la voie t ne sont importants qu'en dehors de $\sqrt{s} = m_{Z^0}$ [46].

Pour $\sqrt{s} \simeq m_{Z^0}$, l'effet de ces deux diagrammes peut être négligé, et nous utiliserons les formules :

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-) &= \sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+\mu^-) \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 \nu\bar{\nu}) &= \sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+\mu^-) \times \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)} \\ &= 6 \times \sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+\mu^-) \end{aligned}$$

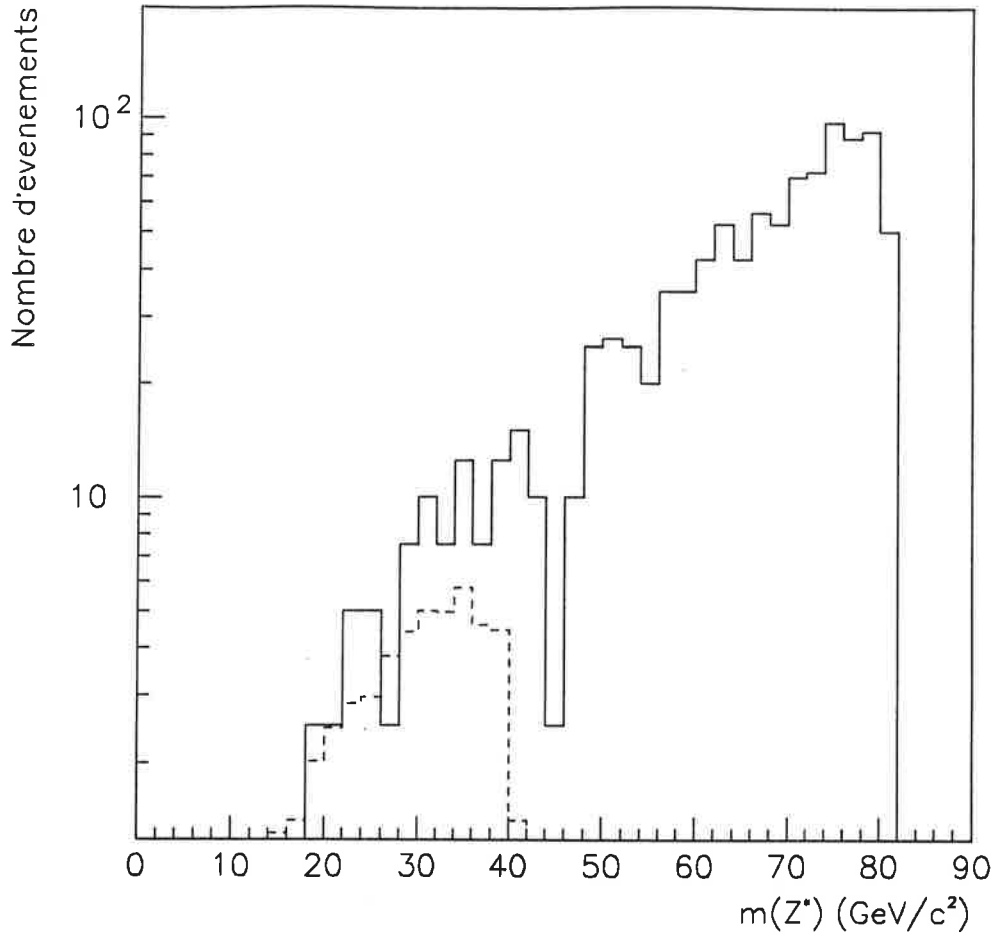


Figure III.3: Distribution de la masse du Z virtuel produit dans la réaction $Z^0 \rightarrow H^0 Z^*$.

L'histogramme en trait plein est la distribution pour $m_{H^0} = 10 \text{ GeV}/c^2$, l'histogramme en pointillé pour $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$. La normalisation absolue est arbitraire, mais la normalisation relative des deux distributions est respectée.

III.1.4 Cinématique de la réaction $e^+e^- \rightarrow H^0 Z^*$

L'étude de la cinématique de la réaction de production du boson de Higgs permet d'obtenir une idée sur ses signatures expérimentales.

Au LEP, le boson de Higgs est produit en association avec un boson Z virtuel, dont la distribution de masse est représentée sur la figure III.3.

Le Z virtuel a tendance à avoir une masse la plus haute possible, c'est-à-dire proche de $\sqrt{s} - m_{H^0}$. Ainsi, la paire de muons produite dans la réaction $e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ aura en général une masse invariante importante.

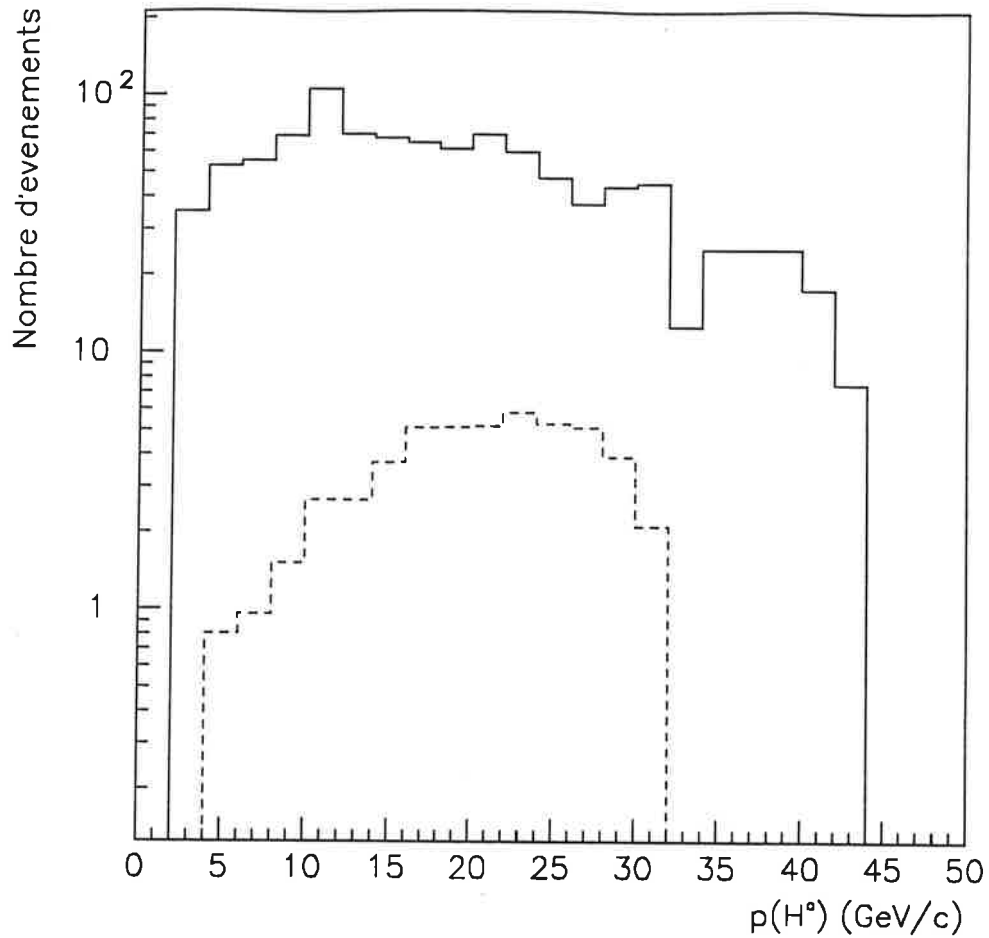


Figure III.4: Distribution de l'impulsion du boson de Higgs. Les deux distributions sont pour $m_{H^0} = 10 \text{ GeV}/c^2$ (trait plein) et $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$ (pointillé).

L'impulsion du boson de Higgs dépend de la masse du Z virtuel associé. Sa distribution est représentée fig. III.4, et la valeur moyenne de l'impulsion du boson de Higgs en fonction de sa masse est représentée fig. III.5.

L'impulsion moyenne du boson de Higgs est maximale quand $m_{H^0} \simeq 30 \text{ GeV}/c^2$, et reste toujours assez importante sur tout le domaine $0 \rightarrow 60 \text{ GeV}/c^2$. Ainsi, la poussée des produits de désintégration du boson de Higgs (et du Z virtuel) est en général importante.

Enfin, la désintégration d'une particule massive de spin 1 (le Z^0) en une particule massive de spin 1 (le Z^*) et une particule scalaire est isotrope.

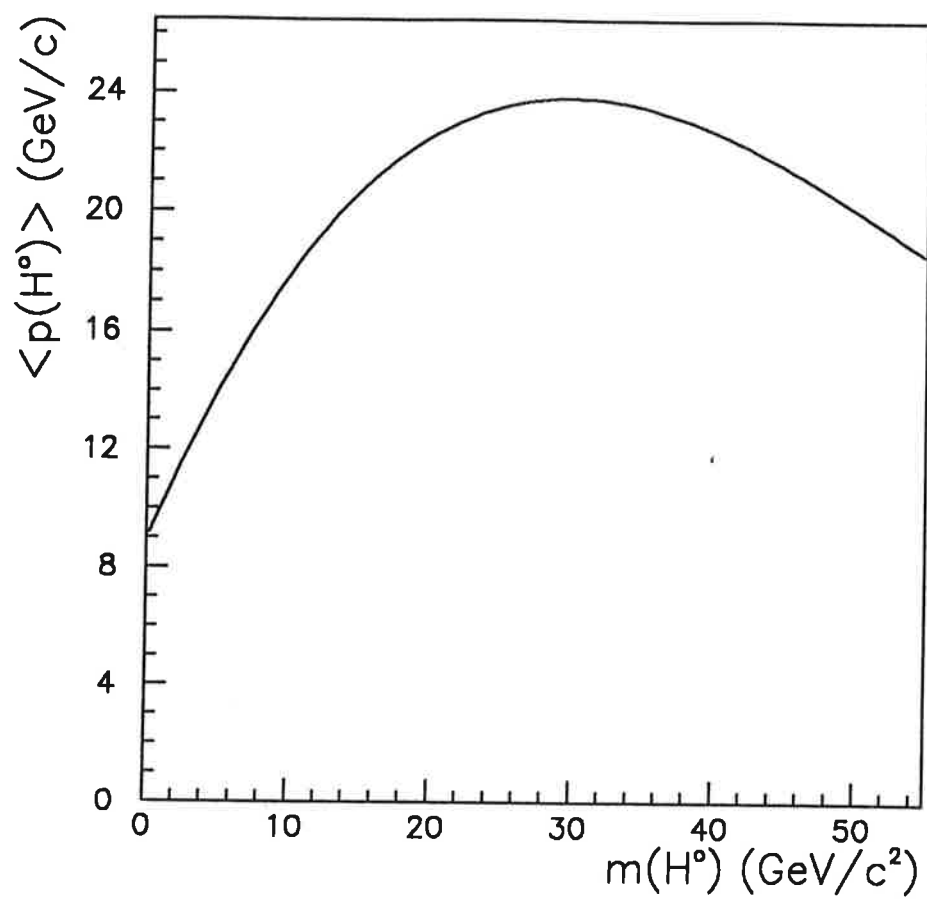
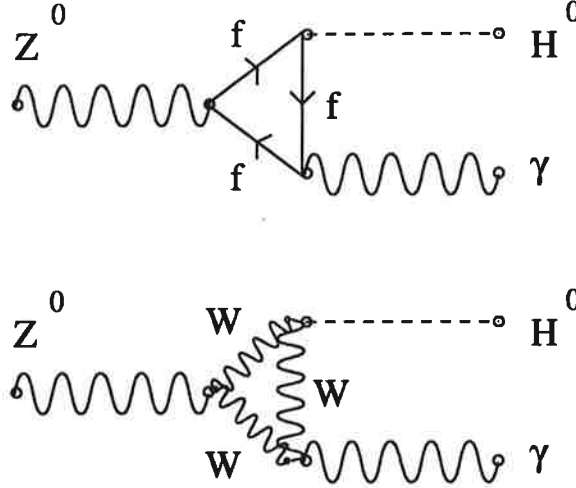


Figure III.5: Valeur moyenne de l'impulsion du boson Higgs en fonction de sa masse.

III.2 Production du boson de Higgs par le mécanisme $Z^0 \rightarrow H^0 \gamma$.

Un autre mode de production du boson de Higgs au LEP est le processus $Z^0 \rightarrow H^0 \gamma$ [52]:



Le taux de production est :

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 \gamma)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{\alpha^2}{8 \pi^2} \left(1 - \frac{m_{H^0}^2}{m_{Z^0}^2}\right)^3 \frac{|A_f + A_W|^2}{\left[1 + (1 - 4\sin^2 \theta_W)^2\right]}$$

A_f est la contribution des boucles de fermions. Elle est négligeable quand $m_f \ll m_W$, et vaut 0.613 pour le quark top dans la limite $m_{\text{top}} \gg m_W$.

A_W est la contribution de la boucle de bosons W , et vaut :

$$A_W = - \left[9.50 + 0.65 \frac{m_{H^0}^2}{m_W^2} \right]$$

Le rapport $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 \gamma) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ passe de $6 \cdot 10^{-5}$ pour $m_{H^0} \simeq 0 \text{ GeV}/c^2$ à 10^{-5} pour $m_{H^0} = 60 \text{ GeV}/c^2$, où il devient compétitif avec le rapport $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$.

La production du boson de Higgs par le processus $Z^0 \rightarrow H^0 \gamma$ est donc, dans le modèle standard, négligeable dans le domaine de masse que nous pourrions explorer.

III.3 Les canaux étudiés.

Les canaux que le LEP permet d'explorer sont donc :

- $e^+e^- \rightarrow H^0 Z^* \rightarrow H^0 q\bar{q}$.

Ce canal constitue 70% des bosons de Higgs produits. Il n'est cependant utilisable que dans le cas d'un boson de Higgs très léger ($m_{H^0} < 2 m_\pi$). A plus haute masse, les désintégrations hadroniques du boson Higgs conduisent à des événements à 4 jets difficiles à distinguer des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 4$ jets, dont le taux, proportionnel à α_s^2 , est important.

- $e^+e^- \rightarrow H^0 \nu\bar{\nu}$.

Ce canal constitue 20% des bosons de Higgs produits. Il est utilisable au moins sur le domaine $2m_e < m_{H^0} < 60 \text{ GeV}/c^2$, mais nécessite une bonne reconstruction de l'événement, afin de "détecter" les neutrinos de désintégration du Z virtuel.

- $e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-, H^0 \mu^+\mu^-$.

Ce canal constitue $2 \times 3.3\%$ des bosons de Higgs produits. Il est utilisable quelle que soit la masse du boson de Higgs. Au-delà de $m_{H^0} = 60 \text{ GeV}/c^2$, la présence des leptons rend ce canal vraisemblablement plus facile à utiliser que $e^+e^- \rightarrow H^0 \nu\bar{\nu}$, mais la section efficace de production du boson de Higgs est alors très faible.

L'étude des canaux $e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+\mu^-$ nécessite une bonne identification des électrons et des muons. Deux analyses seront effectuées dans ce canal, l'une destinée à un boson de Higgs de faible masse ($2 m_\mu \rightarrow 10 \text{ GeV}/c^2$), l'autre destinée à un boson de Higgs de plus haute masse ($5 \text{ GeV} \rightarrow 40 \text{ GeV}/c^2$).

- $e^+e^- \rightarrow H^0 \tau^+\tau^-$.

Ce canal, qui ne constitue que 3.3% des bosons de Higgs, est plus difficile à utiliser que les canaux $H^0 e^+e^-$ et $H^0 \mu^+\mu^-$. Il ne sera pas utilisé dans nos analyses.

Ainsi, le LEP permet de produire le boson de Higgs avec une section efficace suffisamment importante et suffisamment bien connue pour permettre d'explorer un large domaine de masse. Cette recherche nécessite un détecteur permettant une bonne reconstruction globale de chaque événement et une bonne identification des électrons et des muons.

Chapitre IV

Le détecteur ALEPH

ALEPH est, avec DELPHI, L3 et OPAL, l'une des quatre expériences installées au LEP. Le détecteur ALEPH a été conçu avec des technologies classiques, mais à une grande échelle, et dans le but de minimiser les zones mortes de détection et d'assurer une bonne précision dans les mesures effectuées. Une description détaillée du détecteur se trouve dans [53].

IV.1 Description du détecteur ALEPH.

Le détecteur ALEPH est représenté sur la figure IV.1. Ses principales fonctions sont :

- La mesure du vertex d'origine, de la direction, de l'impulsion et de la charge des traces chargées, grâce au détecteur de vertex (VDET), à la chambre à traces interne (ITC), à la chambre à projection temporelle (TPC) et à l'aimant supraconducteur.
- L'identification et la mesure de l'énergie des photons et des électrons par le calorimètre électromagnétique (ECAL).
- La mesure de l'énergie des hadrons neutres par le calorimètre hadronique (HCAL).
- L'identification des muons par les chambres à muons et le calorimètre hadronique.
- La mesure de la luminosité (LCAL).

IV.1.1 La mesure des traces chargées.

Les trajectoires des traces chargées sont déterminées par le détecteur de vertex, la chambre interne et la chambre à projection temporelle. L'aimant supraconducteur, qui crée un champ magnétique de 1.5T parallèle à l'axe des faisceaux, permet la mesure de leur charge et de leur impulsion.

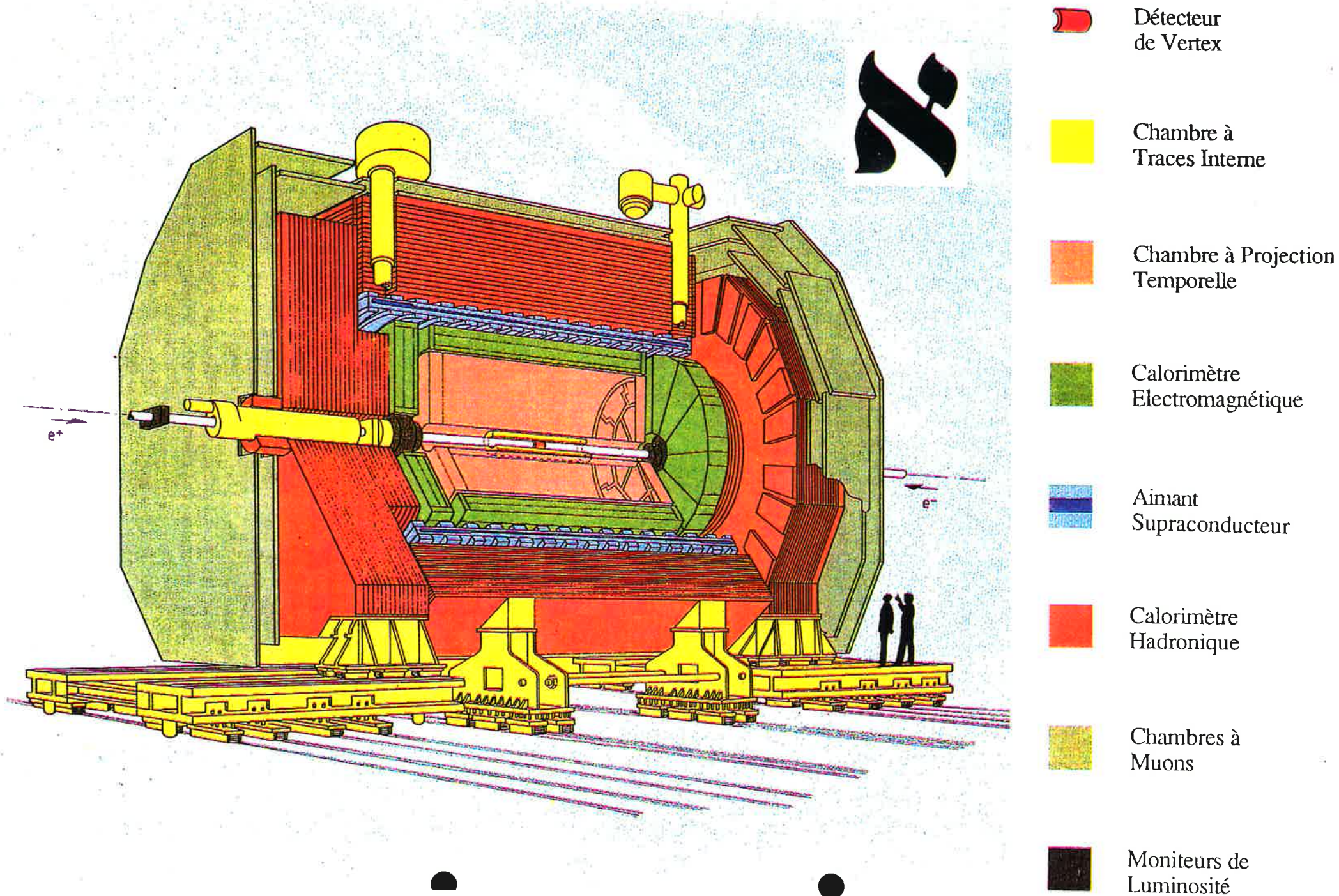
Le détecteur de vertex (VDET) est constitué de deux couches concentriques de détecteur au silicium à deux faces situées à 6.4 et 11.5 cm de l'axe des faisceaux (axe z). Il permet, pour chaque trace, de déterminer deux points de passage avec une précision de 13 μm selon l'axe z , et 12 μm dans le plan perpendiculaire aux faisceaux (plan $r\phi$). Le détecteur de vertex n'a été utilisé que pendant la prise de données de 1991.

La chambre interne (ITC) est une chambre à dérive cylindrique de rayon interne 12.8 cm, de rayon externe 28.8 cm et de 2 m de longueur, qui utilise un mélange de 50% d'argon et 50% d'éthane, ou un mélange de 80% d'argon et 20% de dioxyde de carbone. Elle est constituée de 8 couches concentriques de fils parallèles à l'axe z , qui permettent la mesure des coordonnées des traces chargées avec une précision de 100 μm dans le plan $r\phi$, pour des traces ayant un angle θ par rapport à l'axe z compris entre 8 et 172°. En mesurant la différence du temps d'arrivée du signal aux deux extrémités de la chambre, la coordonnée en z est obtenue avec une précision de 3 cm. La chambre interne, qui fournit une réponse rapide au passage des particules chargées, est également utilisée pour le premier niveau de déclenchement du détecteur ALEPH.

La principale information sur les traces chargées est obtenue par la chambre à projection temporelle (TPC) représentée sur la fig. IV.2. La TPC est un cylindre de 4.7 m de long, de diamètre interne 62 cm et de diamètre externe 3.6 m, rempli d'un mélange d'argon et de méthane à pression atmosphérique et séparé en deux parties par une membrane portée à une tension de -27 kV. Sous l'action du champ électrique qui existe entre la membrane centrale et les extrémités de la TPC maintenues à un potentiel nul, les électrons d'ionisation produits par les particules chargées dérivent parallèlement à l'axe z . A chaque extrémité de la TPC, 18 secteurs de chambres à fils, couplés capacitivement à 21 rangées concentriques de cathodes, permettent de mesurer la position et le temps d'arrivée de ces électrons. Pour les traces d'angle polaire θ compris entre 40 et 140°, 21 points de la trajectoire peuvent ainsi être reconstruits dans l'espace, avec une précision de 1 mm en z et 200 μm en $r\phi$.

La TPC permet également la mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dx) des traces chargées.

Figure IV.1: Le détecteur ALEPH



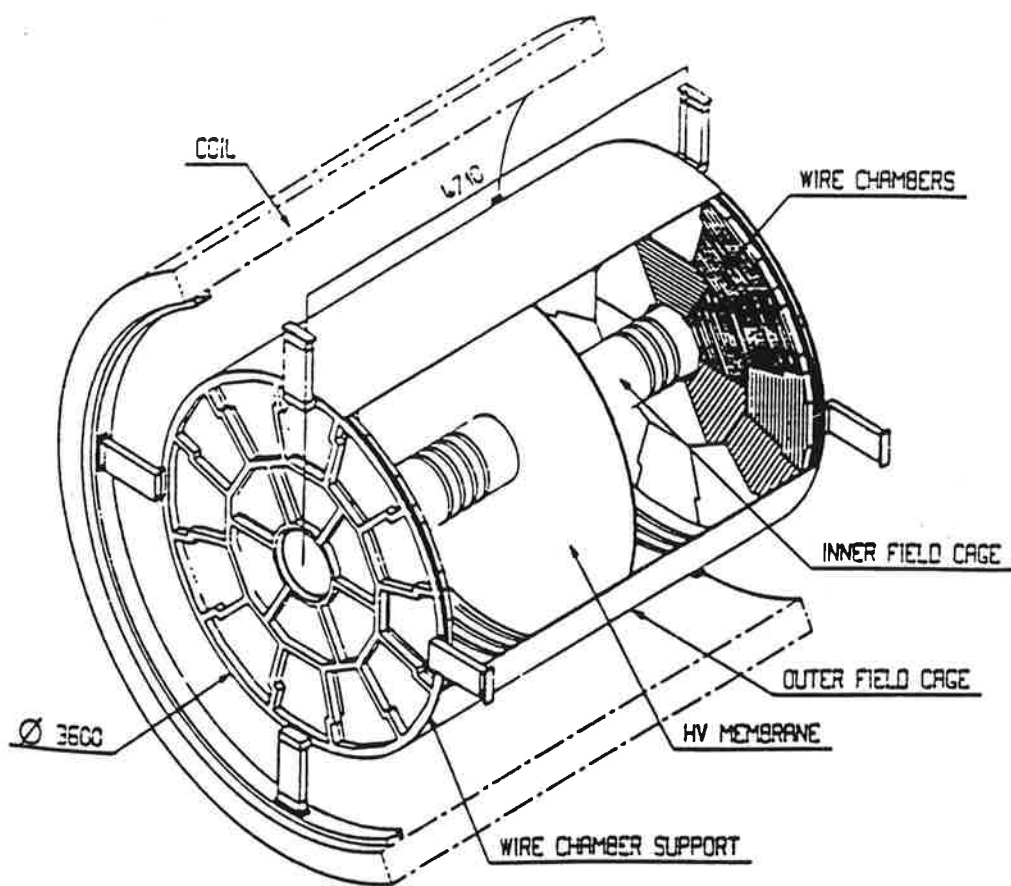


Figure IV.2: La chambre à projection temporelle

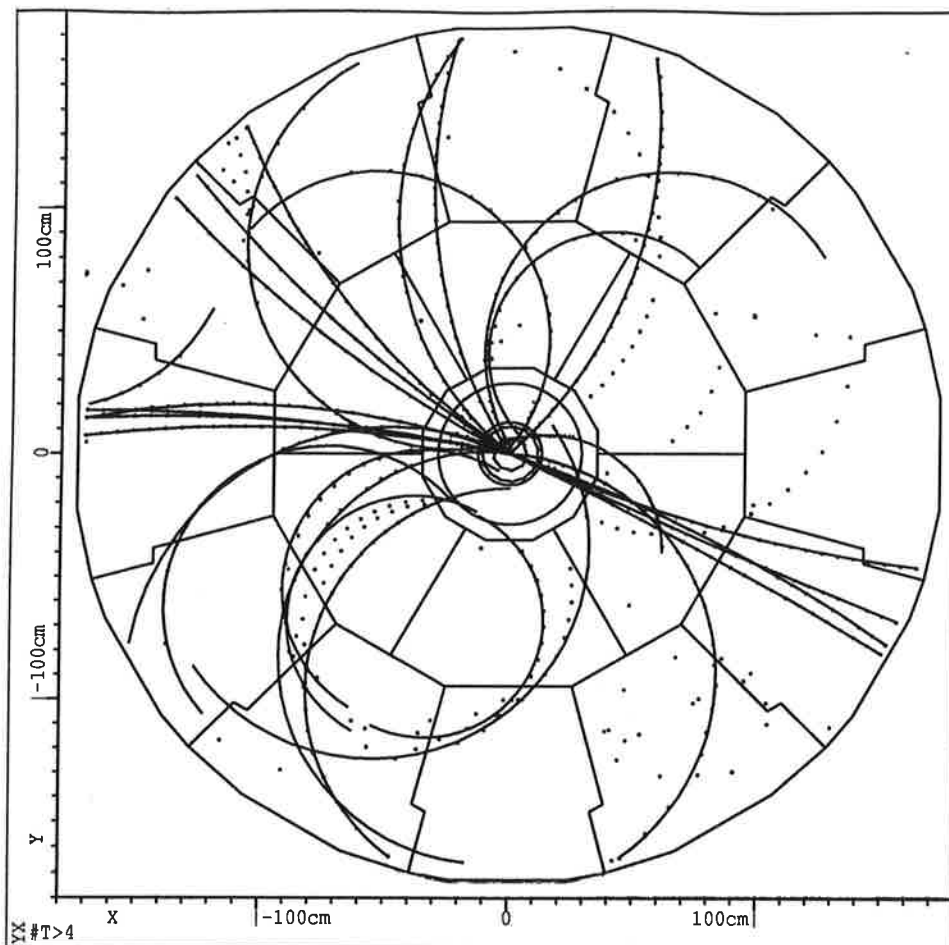


Figure IV.3: Un exemple de traces chargées reconstruites par la TPC, l'ITC et le VDET

Les traces chargées sont reconstruites à partir des informations de la TPC, de l'ITC et, éventuellement, du détecteur de vertex (fig. IV.3). La résolution sur l'impulsion et sur la plus petite distance, d_0 , entre la trace et le faisceau sont mesurées sur des événements du type $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (tableau IV.1).

La connaissance de d_0 et de la valeur de z correspondante, permet de distinguer les traces provenant du vertex principal des traces provenant de la conversion d'un photon ou des traces mal reconstruites. Elle permet également la mesure de la durée de vie de certaines particules (τ , quark b). Une bonne connaissance de l'impulsion des traces chargées est importante pour la mesure de l'énergie totale de l'événement et, par exemple, pour la reconstruction de la masse de la paire de leptons dans la recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \ell^+ \ell^-$.

	TPC	TPC + ITC	TPC + ITC + VDET
$\frac{\Delta p}{p^2} \text{ (GeV/c)}^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$0.88 \cdot 10^{-3}$	$0.66 \cdot 10^{-3}$
$\sigma(d_0) \text{ (}\mu\text{m)}$	318	140	26

Tableau IV.1: Performances de la reconstruction des traces chargées

IV.1.2 L'identification et la mesure de l'énergie des photons et des électrons.

IV.1.2.a Description du calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL), situé entre la TPC et l'aimant supraconducteur, permet l'identification et la mesure de l'énergie des photons et des électrons. Il est composé d'une partie centrale cylindrique et de deux bouchons, qui couvrent 97.5% de l'angle solide total, jusqu'à 13° de l'axe des faisceaux (fig. IV.4). Chacune de ces trois parties est composée de 12 modules.

Chaque module du calorimètre est un empilement de 45 couches de plomb alternant avec 45 plans de chambres proportionnelles. L'épaisseur totale, qui correspond à 22 longueurs de radiation, est suffisante pour contenir l'essentiel de la gerbe électromagnétique d'un électron de 45 GeV. Dans chaque module, une seule mesure de l'énergie déposée est effectuée par plan de fils, qui ne fournissent ainsi que le profil longitudinal de l'ensemble des dépôts d'énergie du module. La forme transverse et la position de chaque gerbe sont mesurées par des plans de cathodes couplées capacitivement au fils. Les plans de cathodes sont segmentés en damiers de taille $\Delta\theta \times \Delta\phi$ de l'ordre de $1^\circ \times 1^\circ$, disposés en tours pointant vers la zone d'interaction. Dans chaque tour, les damiers sont regroupés en trois couches de tailles respectives 4, 9 et 9 longueurs de radiation.

Le gaz utilisé dans le calorimètre électromagnétique est un mélange de Xénon (80%) et de CO_2 (20%). Le gain du gaz est suivi par des petites chambres proportionnelles situées à l'intérieur de chaque module et qui mesurent la position du pic des rayons X de 6 keV émis par une source de Fe^{55} .

Les énergies mesurées dans chaque tour sont regroupées en amas d'énergie. La

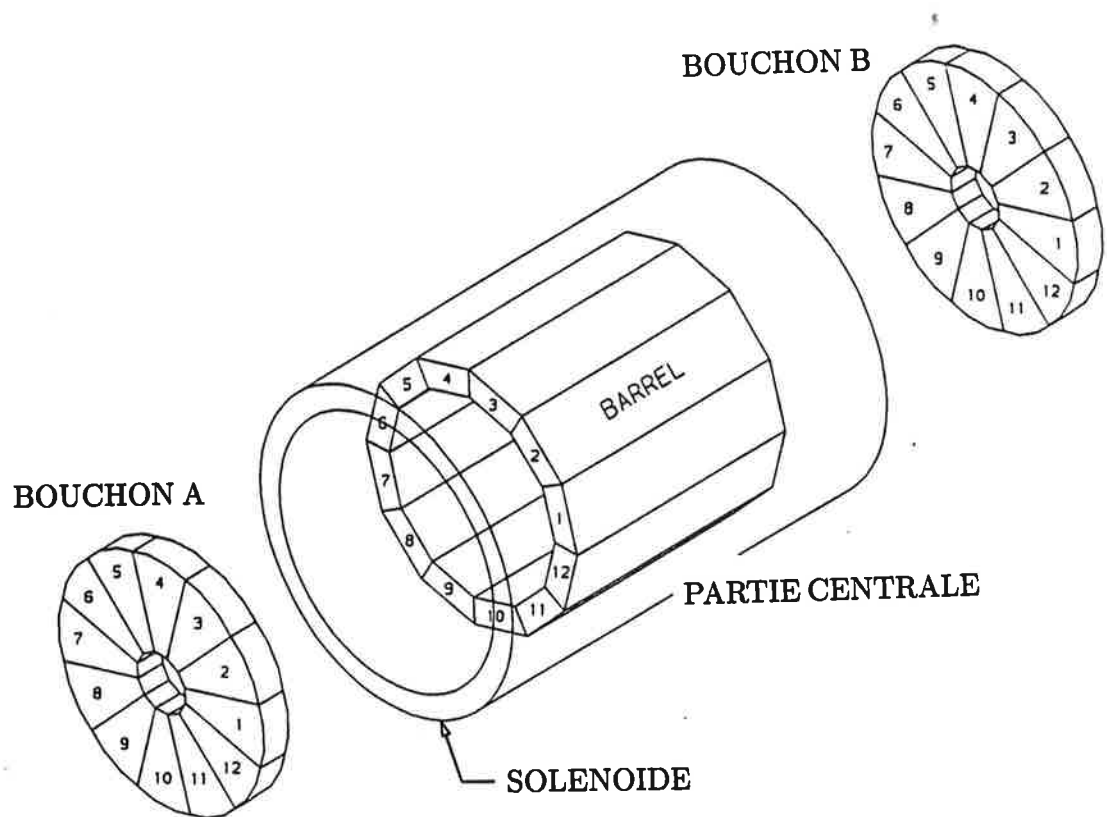


Figure IV.4: Le calorimètre électromagnétique.

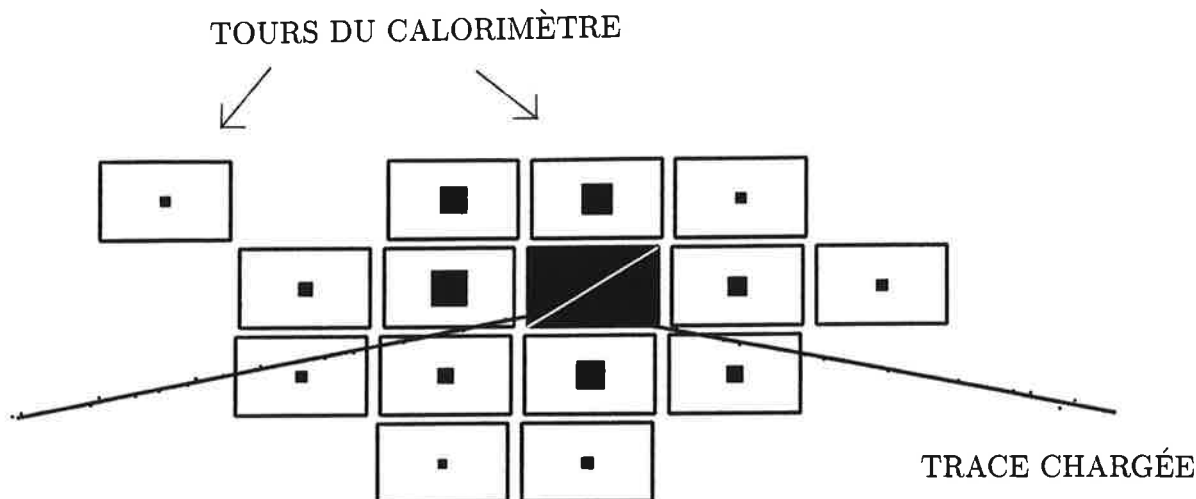


Figure IV.5: Un exemple d'amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. La direction de la trace chargée associée est représentée par les deux lignes pointant vers l'amas d'énergie.

figure IV.5 montre un amas d'énergie dû à un électron.

IV.1.2.b La calibration en énergie.

La calibration en énergie et la résolution du calorimètre électromagnétique sont mesurées dans les données en utilisant les électrons des événements du type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. La queue radiative due aux événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ est supprimée en demandant que les deux leptons soient colinéaires. L'énergie de l'amas associé à chacune des traces est comparée à l'énergie du faisceau. La figure IV.6 montre le rapport entre ces deux énergies, dans les trois parties du calorimètre, pour les données accumulées en 1991. L'ajustement d'une gaussienne sur ces distributions permet de mesurer la résolution du calorimètre. A 45 GeV, elle vaut :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 3.7 \%$$

Les mêmes événements sont utilisés pour mesurer les différences de calibration entre les modules. La figure IV.7 montre l'uniformité de la réponse des différents modules. L'énergie dans le calorimètre est connue à mieux que 1% près.

L'utilisation des événements du type $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ permet de mesurer la résolution du calorimètre en fonction de l'énergie. Pour cela, l'énergie associée à chaque trace dans le calorimètre est comparée à l'impulsion de la trace chargée. La figure 8 montre que la résolution est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E}} + 1 \%$$

Ainsi, le calorimètre électromagnétique d'ALEPH permet de mesurer l'énergie des électrons avec une grande précision. Il permet aussi leur identification dans l'environnement hadronique des désintégrations du Z^0 , comme nous le verrons dans le chapitre 7. Ces deux caractéristiques seront utilisées dans la recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$.

IV.1.3 La mesure de l'énergie des hadrons et l'identification des muons.

Le calorimètre hadronique permet la mesure de l'énergie des hadrons. Comme le calorimètre électromagnétique, il est composé d'une partie centrale et de deux bouchons, et couvre les angles compris entre 8 et 172° de l'axe des faisceaux.

La partie centrale est composée de 12 modules et les bouchons de 6 modules chacun (figure IV.9). Les modules sont décalés d'environ 15° par rapport à ceux du calorimètre électromagnétique afin de minimiser les zones mortes de l'aappareillage.

Les modules sont constitués de 22 couches de fer, qui sert au retour du champ magnétique du solénoïde, entre lesquelles se trouvent des plans de chambre à fils permettant la mesure de l'énergie déposée. Comme pour le calorimètre électromagnétique, des damiers de cathodes de taille moyenne 4°×4° sont regroupés en tours projectives. L'épaisseur totale du calorimètre hadronique correspond à 7.16 longueurs d'interaction et permet de contenir la totalité d'une gerbe hadronique (fig. IV.10).

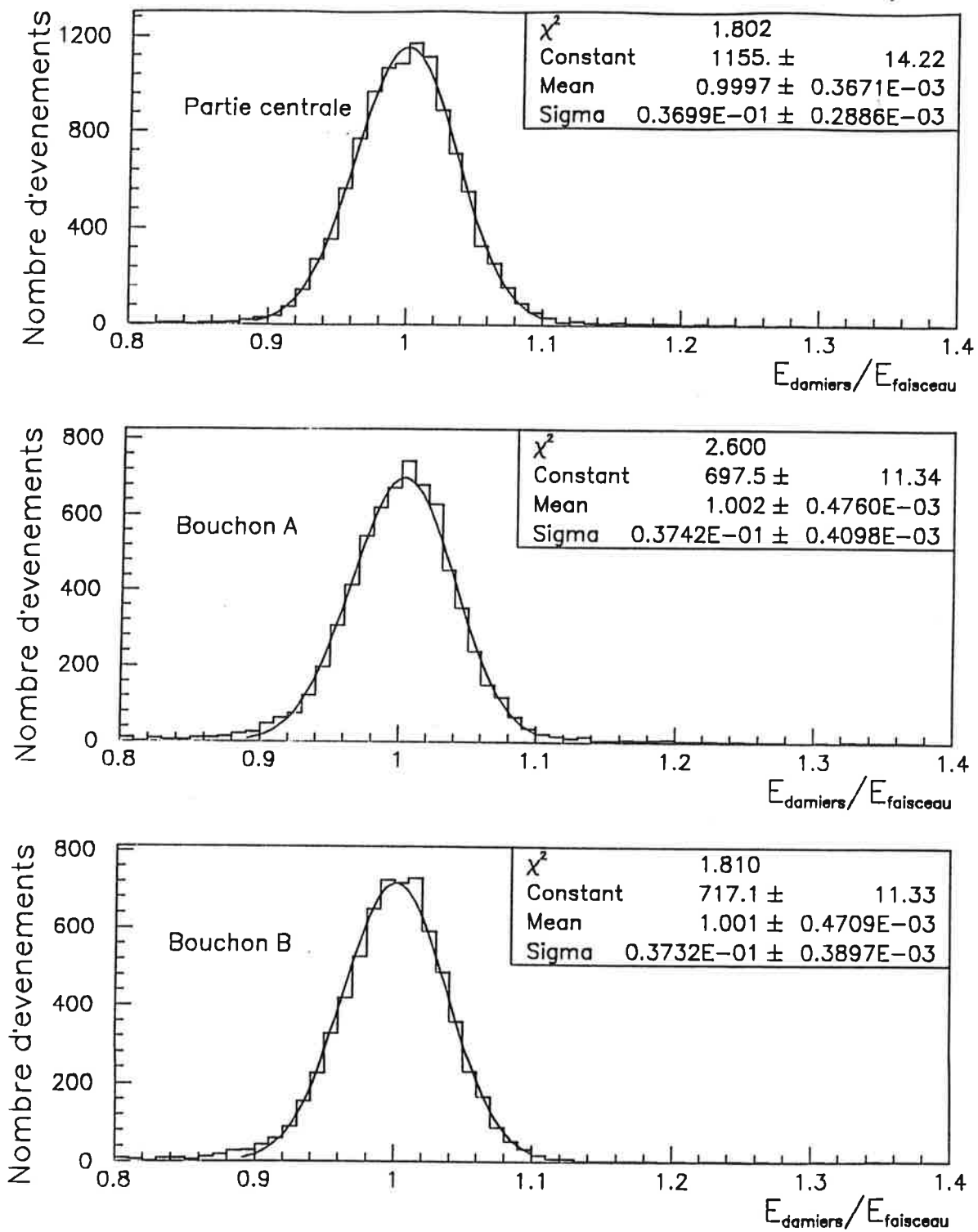


Figure IV.6: Rapport entre l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique et l'énergie de l'électron.

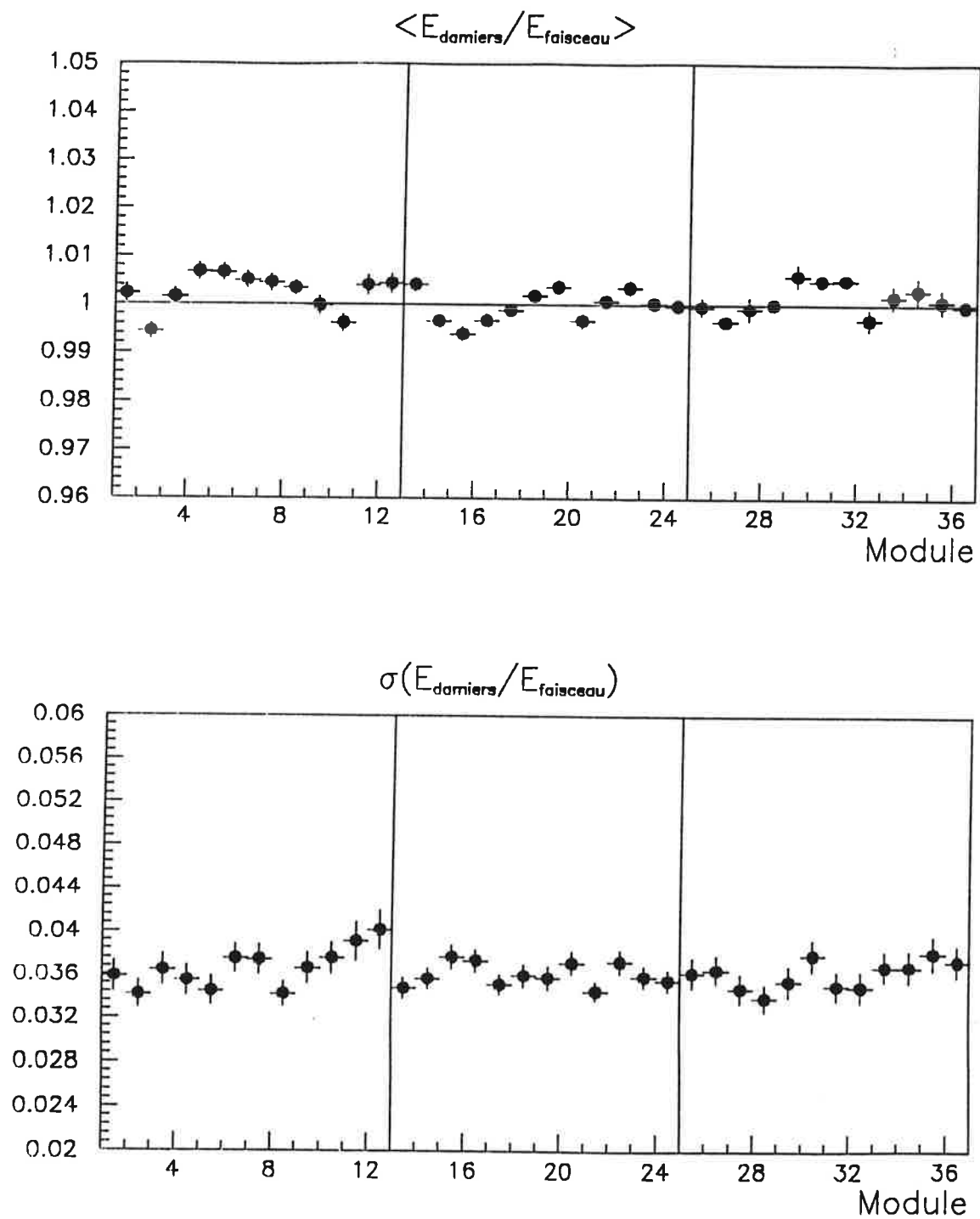


Figure IV.7: Uniformité de réponse du calorimètre électromagnétique.

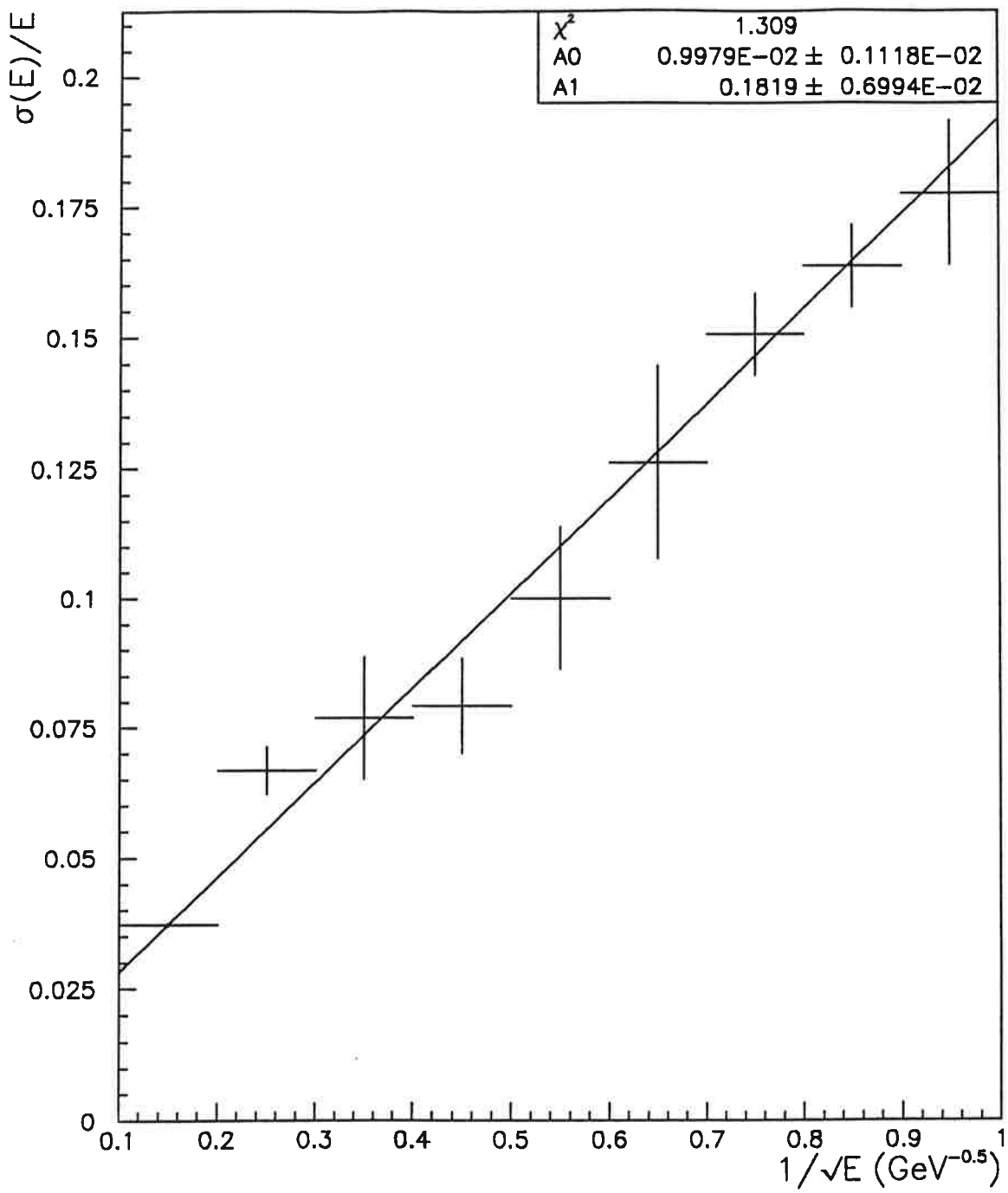


Figure IV.8: Résolution du calorimètre en fonction de l'énergie.

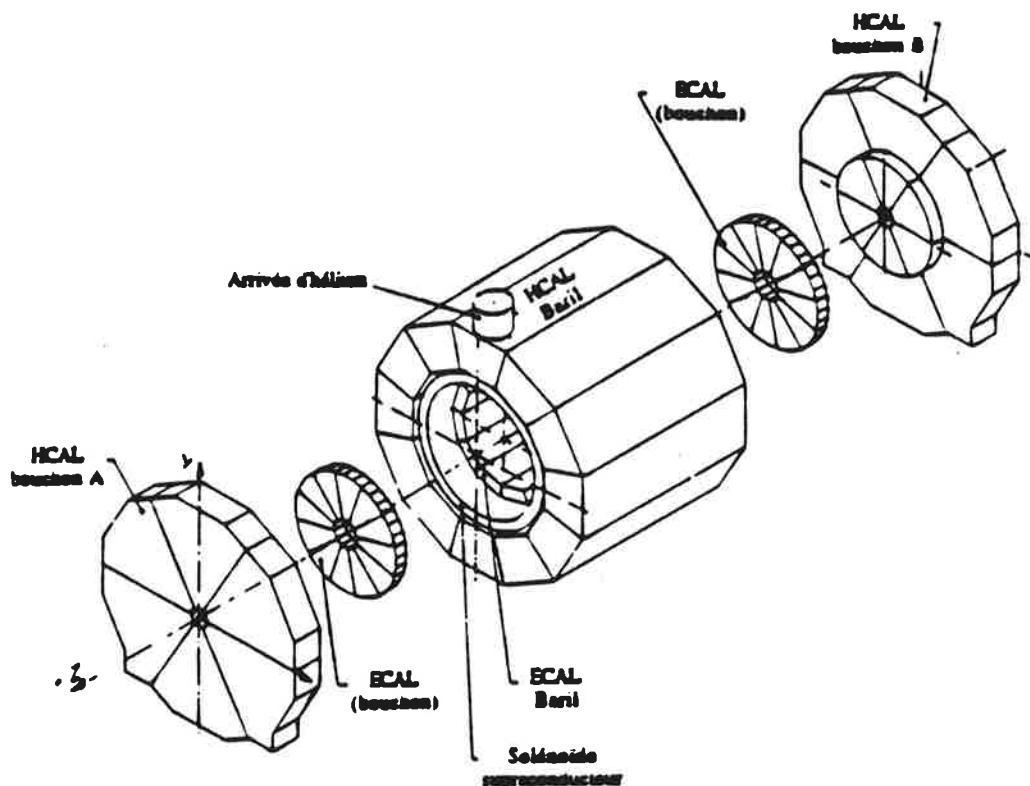


Figure IV.9: Le calorimètre hadronique

La résolution en énergie du calorimètre hadronique vaut environ

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}}$$

Deux doubles plans de chambres à fils sont disposés au-delà du calorimètre hadronique afin de mesurer le point de passage des muons. L'identification des muons sera décrite dans le chapitre 7.

IV.1.4 La mesure de la luminosité.

La mesure de la luminosité est réalisée par le comptage du nombre d'événements de diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, dont la section efficace est piquée à petit angle.

Pour compter ces événements, deux détecteurs sont placés à petit angle, de part et d'autre du point d'interaction. Ces détecteurs sont constitués d'un système de mesure de position (le SATR, Small Angle TRacking device) et d'un calorimètre (Le LCAL, Luminosity CALorimeter). Le LCAL, qui est construit sur le même principe que le calorimètre électromagnétique, couvre les angles compris entre 45

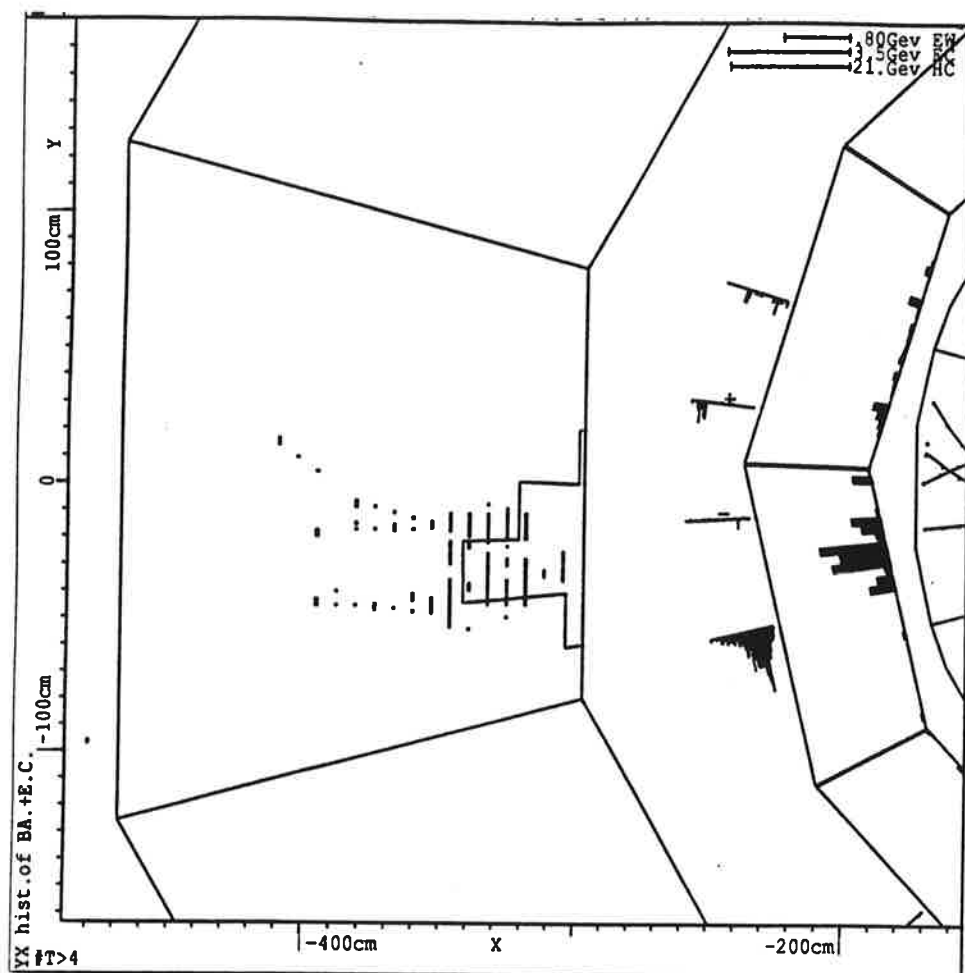


Figure IV.10: Un exemple de gerbe hadronique

et 155 mrad. La précision obtenue sur la mesure de la luminosité est inférieure au pour-cent, et devrait encore être améliorée à partir de 1992, grâce à l'utilisation d'un calorimètre en Silicium et Tungstène, le SICAL (Silicium CALorimeter).

IV.1.5 Le déclenchement d'ALEPH.

A une luminosité de $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, le taux de production du Z^0 est de l'ordre du Hertz. Le système de déclenchement d'ALEPH doit permettre de sélectionner ces événements et de rejeter les bruits de fond tels que les rayons cosmiques ou les interactions des faisceaux avec les particules du gaz résiduel dans le tube à vide.

Le système de déclenchement est composé de trois niveaux. Le premier niveau utilise l'énergie totale mesurée sur les fils du ECAL ou du HCAL et les informations de l'ensemble du détecteur divisé en 60 segments. Il permet de passer d'un taux d'événements de 44 kHz (la fréquence de croisement des faisceaux), à quelques centaines de Hertz. Le déclenchement de deuxième niveau utilise les informations de la TPC, et réduit le taux d'événements à environ 10 Hz. Enfin, le troisième niveau réduit le taux d'événements à environ 1 Hz, ce qui permet leur écriture sur bandes magnétiques.

Une telle architecture permet de réduire le temps mort de l'appareillage à moins de 2%, et d'avoir une efficacité proche de 100% pour les événements de désintégration du Z^0 .

Dans les analyses que nous effectuerons, nous nous intéresserons toujours à des événements avec au moins 4 traces chargées d'énergie suffisante. Pour ces analyses, aucune inefficacité de déclenchement ne sera prise en compte dans l'analyse des résultats (chapitre VIII). Par contre, une analyse recherchant, par exemple, un boson de Higgs léger dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu} \rightarrow \gamma \gamma \nu \bar{\nu}$ devrait prendre en compte les inefficacités de déclenchement.

Les événements enregistrés sont directement reconstitués par un ensemble de processeurs couplés au système d'acquisition, puis envoyés sur le site central du CERN.

IV.2 La reconstruction du flux d'énergie.

La grande granularité des détecteurs, leur bonne résolution et l'absence de zones mortes importantes, permettent une reconstruction précise de l'énergie de chaque événement. Cette précision est importante pour les recherches de particules en

général, et est essentielle pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$. La meilleure résolution sur l'énergie totale d'un événement est obtenue en utilisant les informations de l'ensemble des détecteurs.

L'algorithme de reconstruction du flux d'énergie mesure les énergies de la façon suivante [54] :

- L'énergie chargée est l'énergie des traces chargées ayant au moins 4 points dans la TPC, une distance du faisceau $d_0 < 2.5$ cm, et la valeur de z correspondante $|z_0| < 7$ cm.
- Deux traces chargées compatibles avec un vertex secondaire de désintégration d'une particule neutre définissent une particule appelée V^0 si le V^0 pointe vers le vertex principal avec la précision définie ci-dessus.
- Dans les amas d'énergie du calorimètre électromagnétique ou du luminomètre, les photons sont identifiés par la forme caractéristique de leur gerbe électromagnétique.
- Chaque amas d'énergie des calorimètres contient une énergie neutre hadronique qui vaut :

$$E_{HAD} = E_{HICAL} + r (E_{ECAL+LCAL} - E_\gamma) - E_{chargée}$$

r , qui est le rapport des réponses du calorimètre électromagnétique aux électrons et aux pions, vaut 1.3.

Cette énergie neutre hadronique est prise en compte si elle est significativement positive, c'est-à-dire si

$$E_{HAD} > \xi \sqrt{E_{chargée}}$$

ξ est un coefficient empirique lié à la résolution des calorimètres. Il vaut :

$$\xi = \frac{0.5r (E_{ECAL+LCAL} - E_\gamma) + E_{HICAL}}{r (E_{ECAL+LCAL} - E_\gamma) + E_{HICAL}}$$

Les particules chargées, les V^0 , les photons et les hadrons neutres, tels qu'ils sont définis ci-dessus, représentent respectivement 56%, 3%, 26% et 15% de l'énergie totale d'un événement.

L'énergie totale des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ reconstruite par cet algorithme est représentée sur la figure IV.11 pour les données de 1991 et pour une simulation d'événements du type $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. L'excès d'événements dans les données à petite énergie est dû au processus $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons.

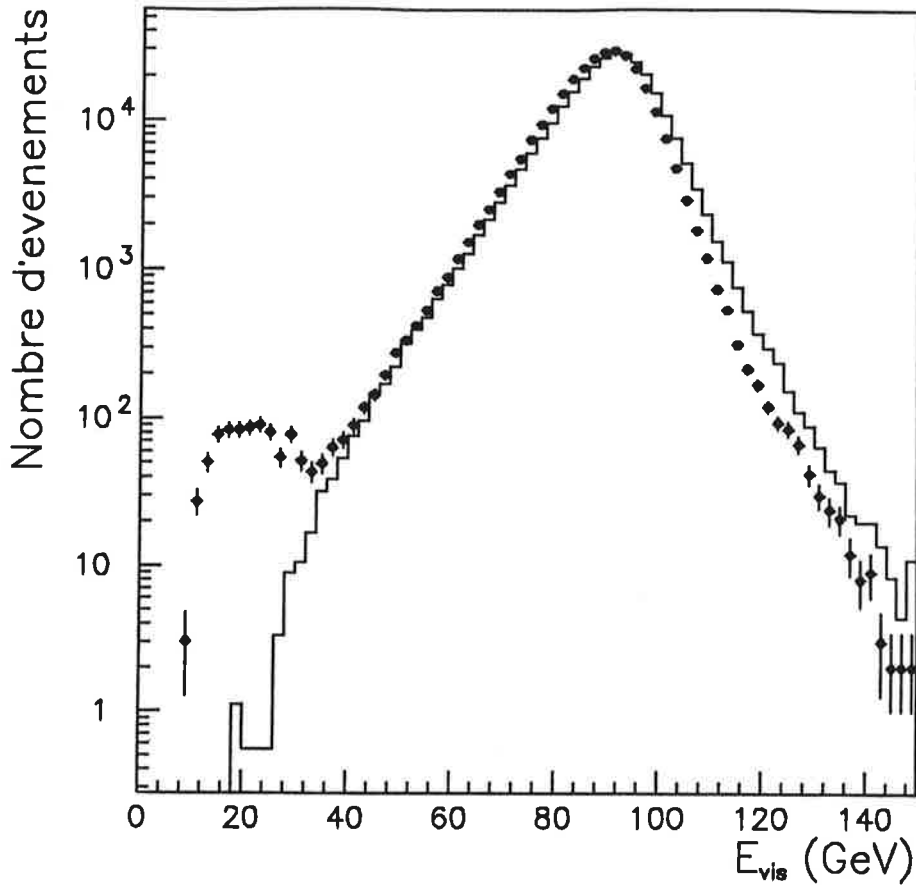


Figure IV.11: Distribution de l'énergie visible.

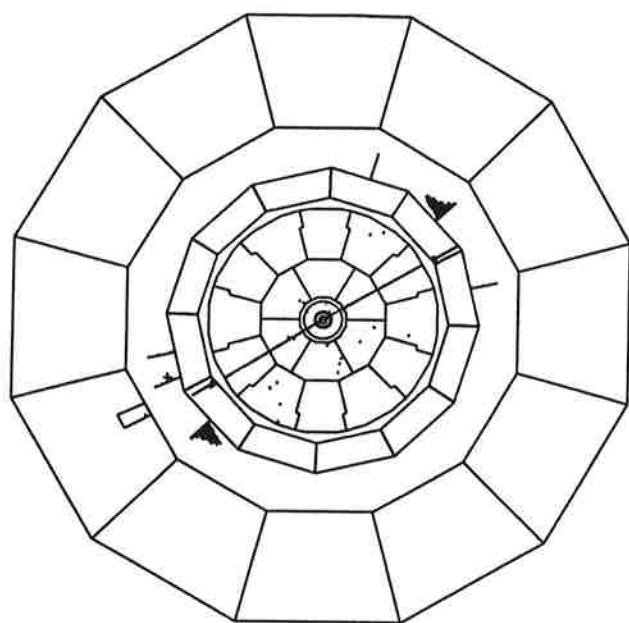
La valeur moyenne de l'énergie visible, obtenue par un ajustement gaussien, est de 89.5 GeV dans les données, et 91.0 GeV dans la simulation. La résolution sur l'énergie visible est de 7.3 GeV dans les données et 7.8 GeV dans la simulation.

L'énergie visible est, en moyenne, inférieure à la masse du Z^0 , à cause des neutrinos qui échappent à la détection. Les différences entre les données et la simulation seront prises en compte dans le calcul des erreurs systématiques.

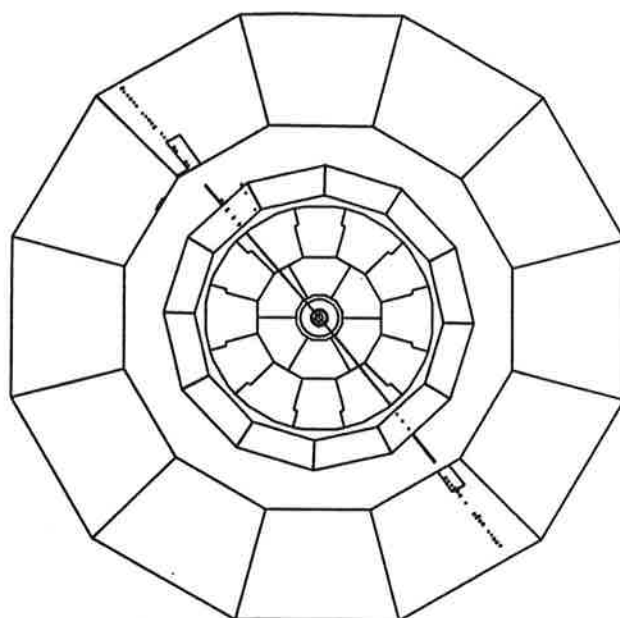
IV.3 Les événements observés dans ALEPH.

Les principaux événements observés dans ALEPH sont les événements de désintégration de Z^0 , $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Ils sont représentés sur la figure IV.12. Les événements hadroniques dus à l'hadronisation des quarks dans la réaction $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ constituent le principal type de bruit de fond pour les analyses que nous effectuerons.

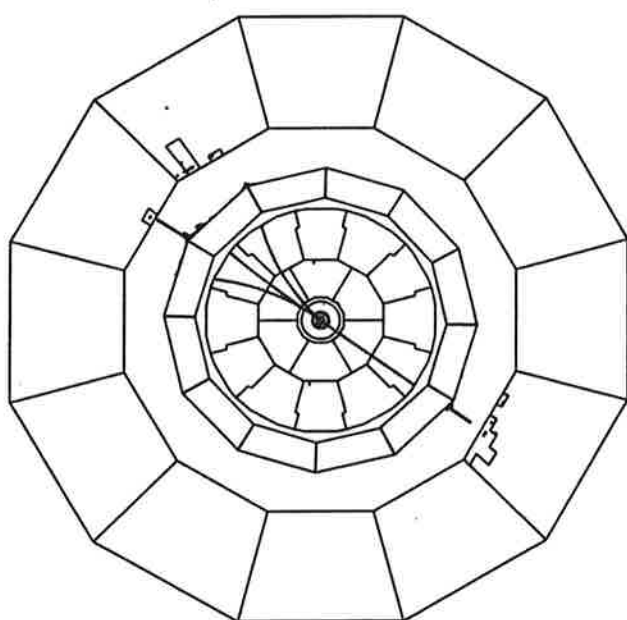
Environ 1 000 000 d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ ont été simulés à l'aide des générateurs DYMU2 [55], JETSET [56] et d'une simulation détaillée du détecteur.



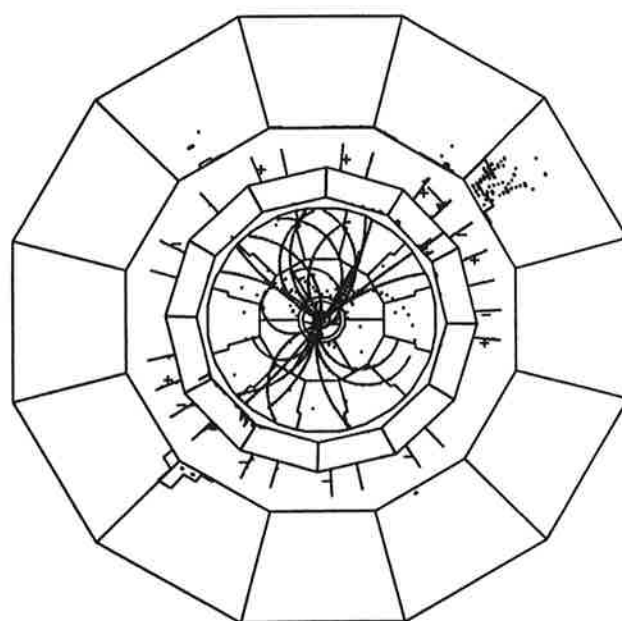
$$Z^0 \rightarrow e^+e^-$$



$$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$$



$$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$$



$$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$$

Figure IV.12: Les événements observés dans ALEPH

Les désintégrations rares du Z^0 , telles que $Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ et $Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- q \bar{q}$ peuvent également constituer des bruits de fond, mais le nombre d'événements attendus est très faible.

Les événements du type $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ constitueront un bruit de fond dans l'étude du canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$.

Enfin, les événements $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^+$, $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ seront utilisés pour mesurer les efficacités d'identification des leptons et la contamination des pions.

Chapitre V

La méthode de recherche du boson de Higgs

Pour mettre en évidence un éventuel boson de Higgs, nous allons rechercher un excès d'événements dans les données par rapport aux prédictions des simulations des autres types d'événements. Nous avons vu que le nombre de bosons de Higgs qui pourraient être produits dans la première phase du LEP est entre 100 et 100 000 fois plus faible que le nombre de Z^0 produits. Ainsi, pour observer un signal du boson de Higgs statistiquement significatif, nous devons appliquer des critères de sélection des données afin d'augmenter le rapport (nombre de bosons de Higgs)/(nombre d'événements de bruit de fond).

Les critères de sélection sont un ensemble de coupures sur des quantités physiques, déterminées en comparant une simulation du signal et les simulations des événements de bruit de fond attendus. L'idéal est d'obtenir des coupures qui éliminent entièrement le bruit de fond tout en conservant la plus haute efficacité possible sur le signal.

Les mêmes critères de sélections sont alors appliqués sur les données réelles. Le nombre N d'événements observés dans les données permet d'exclure ou d'affirmer l'existence d'un signal, avec un certain degré de confiance, comme décrit dans le chapitre VIII.

Nous allons montrer dans ce chapitre les dangers d'une telle méthode lorsqu'elle est mal appliquée. Pour cela, nous considérerons uniquement une description mathématique du problème, tout en montrant comment les conclusions peuvent être modifiées dans les situations physiques qui nous intéressent.

V.1 La méthode des coupures à une dimension.

Nous allons commencer par étudier le cas simple où une seule variable x est utilisée pour distinguer le signal du bruit de fond. Pour fixer les idées, nous supposons que la variable x a une distribution f piquée à zéro et décroissante pour les événements de bruit de fond, et qu'elle est croissante pour le signal. Par exemple, x peut être la masse de la paire de leptons dans la recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \ell^+ \ell^-$.

Nous disposerons de N_{MC} événements de simulation Monte-Carlo du bruit de fond. La coupure est placée juste au-dessus de la plus haute des N_{MC} valeurs de x , afin d'obtenir l'efficacité maximale sur le signal. Parmi les N_{DA} événements de données réelles, N événements passent cette coupure. Quelle est la distribution p de N , sachant que :

- On suppose qu'il n'y a pas de signal dans les données. N est donc le nombre d'événements de bruit de fond qui passent les coupures dans les données.
- La distribution des événements dans les données est la même que la distribution f de la simulation. Cela suppose que la simulation Monte-Carlo est parfaite, ce qui n'est pas toujours le cas en réalité.

Pour obtenir la distribution $p(N)$, une simulation du problème a été réalisée :

- N_{MC} nombres aléatoires (x_i) sont engendrés avec une distribution f . Deux distributions ont été utilisées : $f(x) = e^{-x}$ et $f(x) = \sqrt{10-x}$, normalisée à l'unité. Ces deux distributions ont été choisies parce qu'elles sont très différentes, et que chacune d'elles pourrait représenter une situation physique.
- La coupure C est placée au dernier événement $C = \max(x_i)$.
- Les données sont simulées par la génération de N_{DA} autres nombres selon la même distribution f .
- Parmi ces N_{DA} nombres, N sont supérieurs à C .

Cette procédure est répétée un grand nombre de fois, afin d'obtenir la distribution $p(N)$.

La distribution p est indépendante de la distribution f de la variable utilisée. La figure V.1 montre la probabilité d'observer N événements, ou plus, dans les

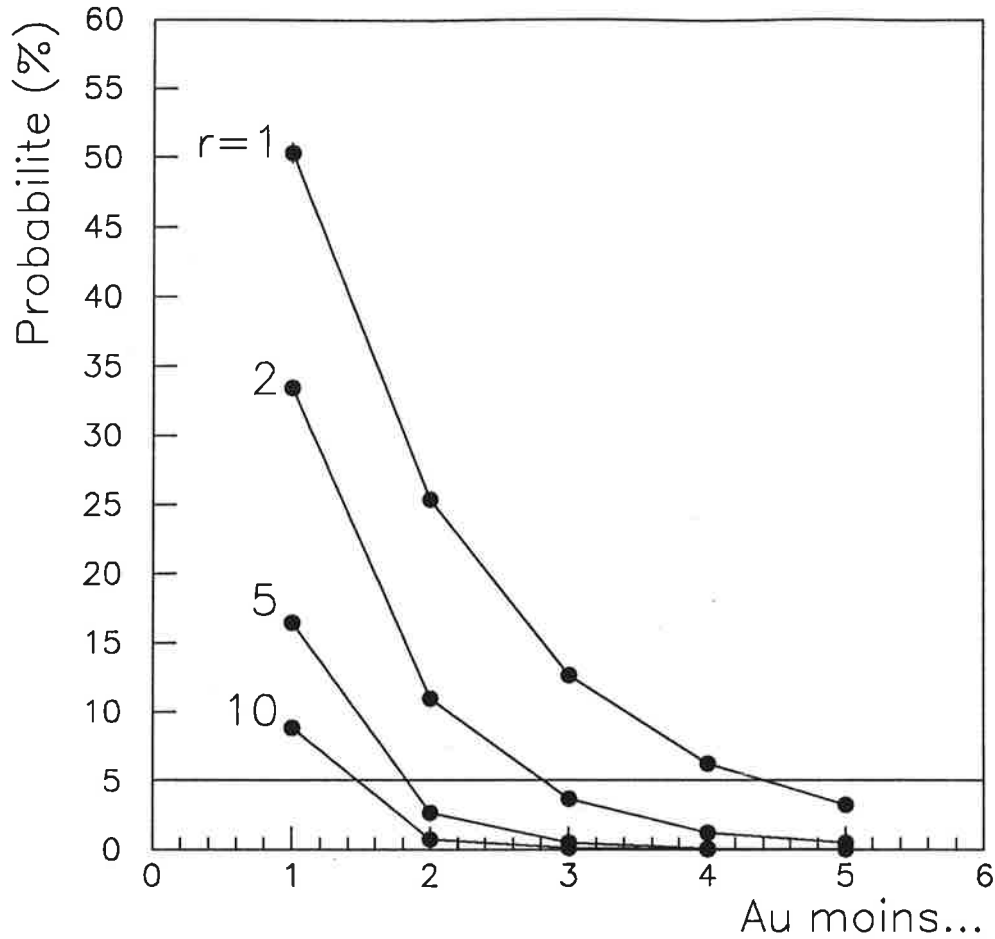


Figure V.1: Probabilité d'observer au moins n événements dans les données .
Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs du rapport $r = N_{MC}/N_{DA}$.

“données” en fonction du rapport $r = N_{MC}/N_{DA}$. Comme on peut s’y attendre, cette probabilité décroît lorsque le nombre d’événements “Monte-Carlo” utilisés pour déterminer la coupure augmente.

A une dimension, il est possible d’obtenir l’expression de $p(N)$ de façon analytique. En effet, imaginons que les $N_{MC} + N_{DA}$ événements sont placés sur la droite réelle, selon leur valeur. La distribution f étant la même pour le “Monte-Carlo” et pour les “données”, la probabilité pour un événement quelconque d’être un événement des données est :

$$\pi = \frac{N_{DA}}{N_{MC} + N_{DA}} = \frac{1}{1 + r}$$

La probabilité pour que les N événements les plus hauts soient des événements

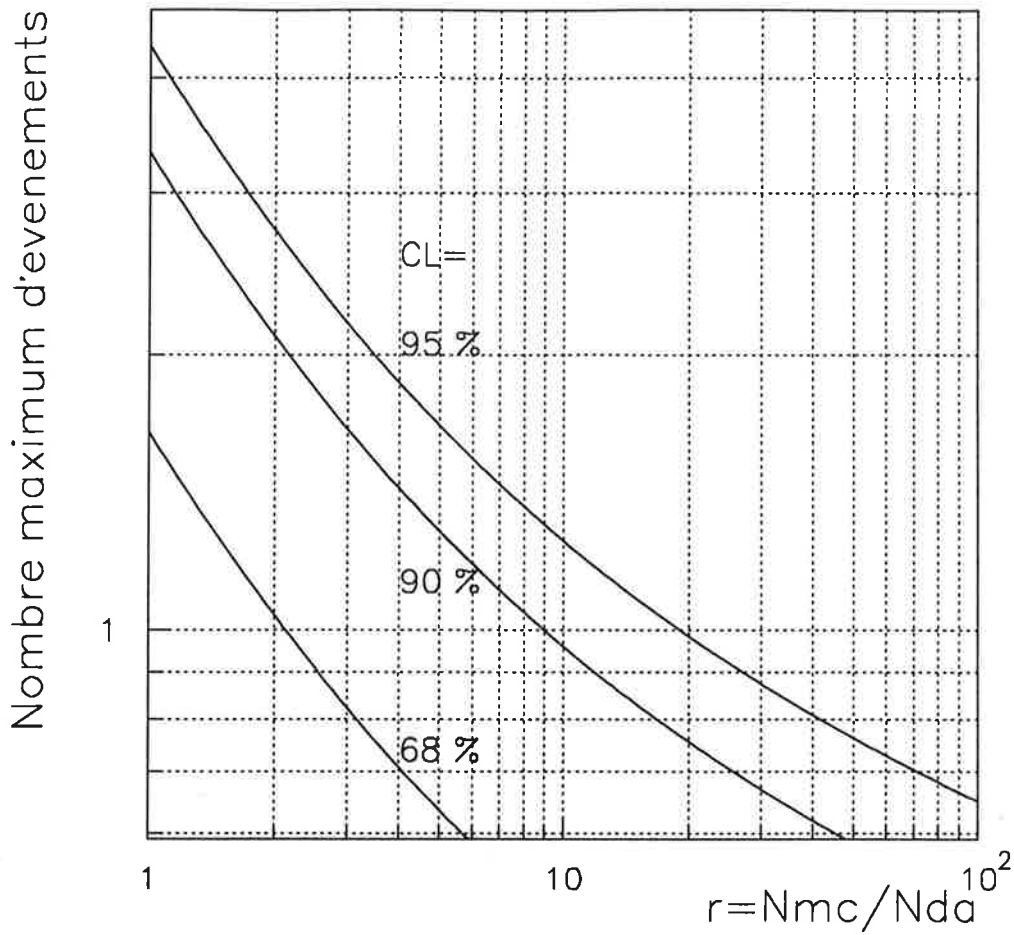


Figure V.2: Nombre maximum d'événements observés dans les données.

des données est :

$$p(N) \simeq \pi^N (1 - \pi) = r \left(\frac{1}{1 + r} \right)^{N+1} \quad \text{si } N_{MC} \gg N$$

Cela n'est vrai qu'approximativement car la probabilité pour que l'avant-dernier événement soit un événement des données, lorsque le dernier événement en est déjà un, n'est pas exactement π .

A partir de cette formule, on peut calculer, pour un rapport r donné, le nombre maximum d'événements vus dans les données à un certain niveau de confiance (fig. V.2). Par exemple, si on dispose de deux fois plus de Monte-Carlo que les données, moins de 2.7 événements sont attendus dans les données, à 95% de niveau de confiance.

V.2 La méthode des coupures à plusieurs variables.

En recherche des particules, plusieurs variables sont en général nécessaires pour réduire le bruit de fond à un niveau raisonnable. Par exemple, chaque variable peut servir à éliminer une sorte de bruit de fond, comme dans l'analyse $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ que nous décrirons dans le prochain chapitre.

Nous recherchons ici également la distribution $p(N)$ du nombre d'événements de bruit de fond observés dans un ensemble de N_{DA} événements, après des coupures déterminées sur une simulation de N_{MC} événements.

Pour cela, nous utilisons une simulation, de la façon suivante :

- Les N_{var} variables ont la distribution f . Nous utilisons les deux distributions décrites dans le paragraphe précédent.
- N_{MC} ensembles de N_{var} nombres sont générés.
- Des coupures sont déterminées. Nous utiliserons deux façons de définir ces coupures.
- N_{DA} autres ensembles de N_{var} nombres sont générés, avec la même distribution que pour les événements "Monte-Carlo".
- Le nombre N d'événements qui passent les coupures dans les données est déterminé.

Cette procédure est répétée un grand nombre de fois, pour obtenir la distribution de $p(N)$.

Le résultat dépend de la façon de placer les coupures.

V.2.1 Une mauvaise façon de placer les coupures.

Afin de supprimer tout le bruit de fond attendu dans notre simulation tout en conservant la plus haute efficacité possible sur un hypothétique signal, les coupures sont placées de la façon suivante : dans la distribution marginale de chaque variable, c'est-à-dire dans la distribution obtenue après les $N_{\text{var}} - 1$ coupures dans les autres variables, la coupure est placée juste au-dessus du dernier événement (fig. V.3).

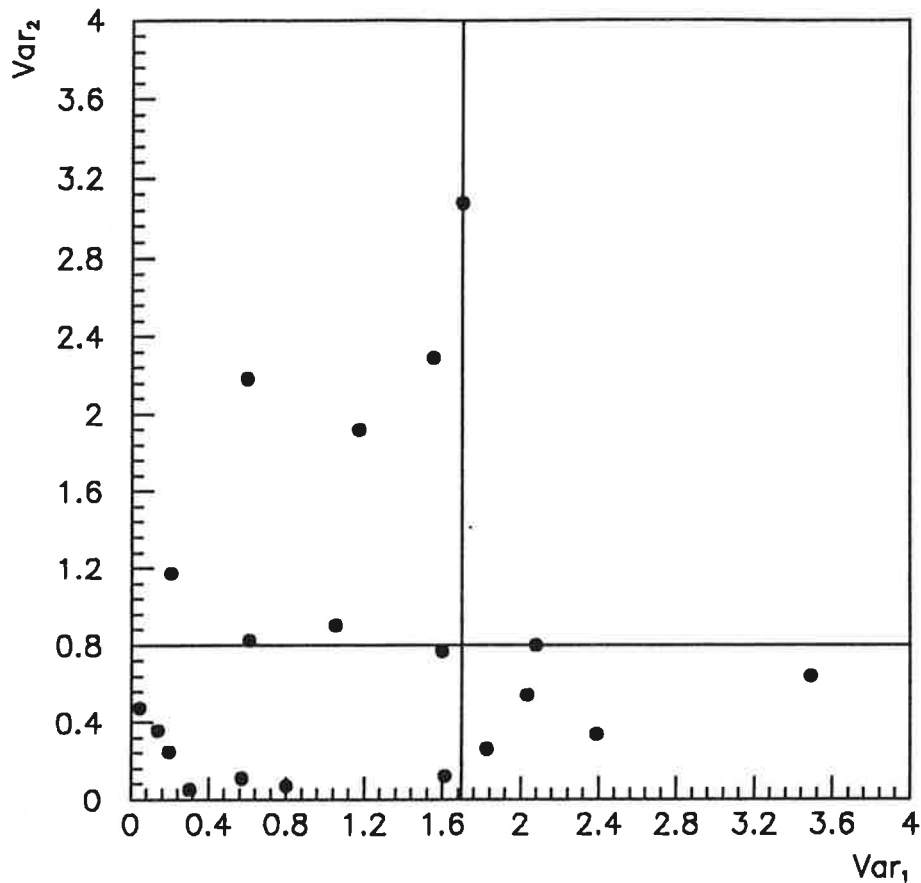


Figure V.3: Illustration, à deux dimensions, d'une mauvaise façon de placer les coupures.

Le résultat obtenu ne dépend pas de la forme de la distribution f . La figure V.4 montre la probabilité de voir un événement ou plus dans les données en fonction du nombre de variables, pour plusieurs valeurs du rapport $r = N_{MC}/N_{DA}$. Cette probabilité augmente avec le nombre de variables. Ainsi, même si les coupures sont déterminées sur dix fois plus d'événements de simulation que le nombre de données, la probabilité d'avoir un événement de bruit de fond dans les données est supérieure à 60% si dix variables sont utilisées. Une analyse réalisée de cette façon risque donc de voir un excès apparent d'événements dans les données, même en l'absence de signal.

V.2.2 Une meilleure façon de placer les coupures.

En pratique, les coupures ne sont pas placées juste au-delà du dernier événement dans chacune des distributions marginales, car des considérations physiques peuvent

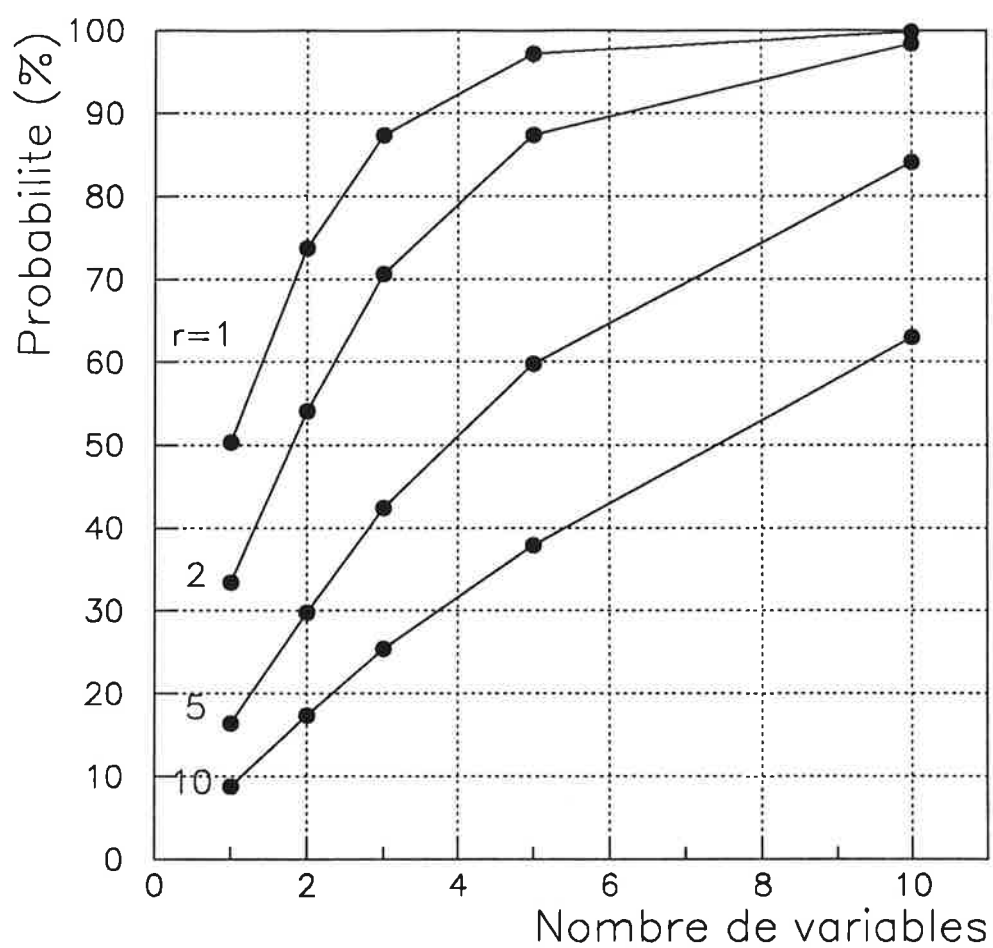


Figure V.4: Probabilité de voir au moins un événement dans les données lorsque les coupures sont mal placées.

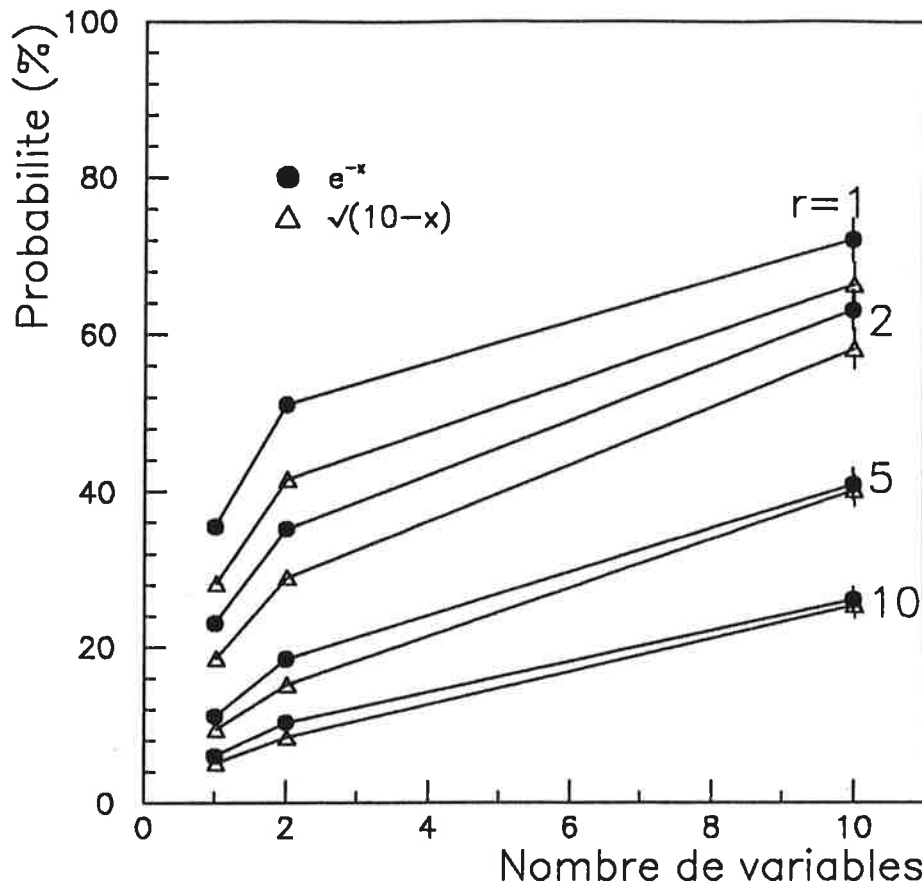


Figure V.5: Probabilité d'observer au moins un événement dans les données avec un meilleur ensemble de coupures.

dicter un choix plus judicieux.

Une deuxième façon de placer les coupures a donc été essayée. Dans chacune des N_{var} distributions marginales des coupures décrites au paragraphe précédent, la coupure est déplacée de la valeur du dernier événement à la valeur du dernier événement plus la distance entre le dernier et l'avant-dernier événement. Les coupures sont ainsi moins proches du dernier événement de bruit de fond attendu, mais l'efficacité sera plus faible. La probabilité de voir au moins un événement de bruit de fond dans les données est représenté sur la figure V.5. Le résultat dépend à présent de la distribution f du bruit de fond. La probabilité de voir un événement augmente toujours avec le nombre de variables, mais de façon moins rapide.

V.3 Conclusion

Le nombre d'événements de bruit de fond observés sur les données lorsque des coupures ont été déterminées sur une simulation dépend du nombre de variables utilisées, de la distribution des variables, et de la façon de placer les coupures. Pour cette raison, il faut être prudent dans le choix des coupures et dans l'interprétation

d'un excès éventuel d'événements observés dans les données.

Ces considérations doivent être gardées à l'esprit pour les analyses des données que nous présentons à présent.

Chapitre VI

La recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$

Le canal $Z^0 \rightarrow H^0 Z^* \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ constitue 20% des bosons de Higgs éventuellement produits à LEPI. De plus, les événements de type $H^0 \nu \bar{\nu}$ peuvent être distingués des événements de bruit de fond, au moins jusqu'à $m_{H^0} \simeq 50 \text{ GeV}/c^2$.

Deux analyses de ce canal seront présentées dans ce chapitre, pour un boson de Higgs de masse comprise entre 10 et 50 GeV/c^2 . La première analyse utilise la méthode des coupures décrite dans le chapitre précédent, à l'aide de variables qui permettent une bonne séparation entre le signal et le bruit de fond. Les mêmes variables seront utilisées dans une deuxième analyse effectuée à l'aide d'un réseau de neurones.

Pour une masse supérieure à 20 GeV/c^2 , le boson de Higgs se désintègre en 2 quarks dans 94% des cas, donnant naissance à des événements de type hadronique.

VI.1 La sélection des événements hadroniques.

Les événements de type hadronique sont caractérisés par un nombre important de traces chargées et par une grande énergie des traces chargées. La figure VI.1 montre la distribution du nombre de bonnes traces chargées, définies au chapitre IV, dans les événements observés au LEP et dans une simulation d'événements du type $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Les événements à deux traces chargées dans les données comprennent les désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ donnent naissance à des événements à 2, 4 ou 6 traces chargées selon les modes de

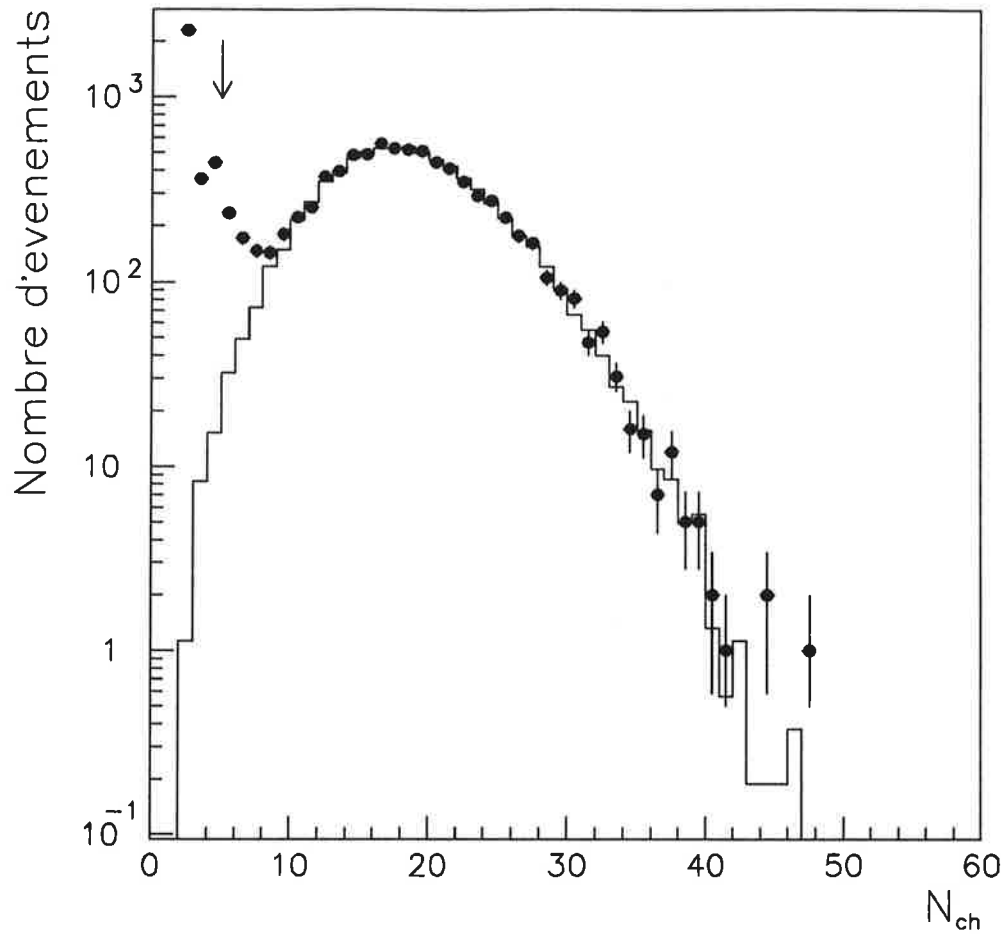
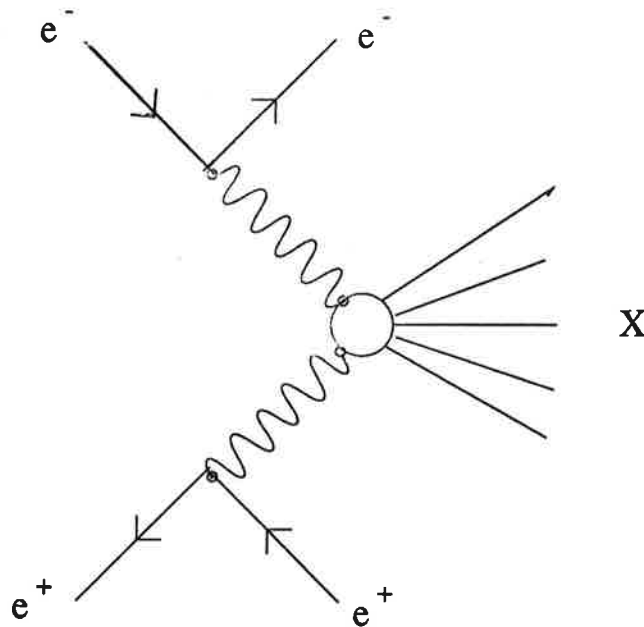


Figure VI.1: Distribution du nombre de traces chargées dans les événements observés au LEP

désintégration des deux taus.

La somme scalaire des impulsions des traces chargées, pour les événements avec 5 traces chargées ou plus, est représentée sur la figure VI.2. Les événements à faible

impulsion chargée sont des événements du type $\gamma\gamma \rightarrow X$:



Les critères de sélection des événements hadroniques sont donc :

$$N_{\text{ch}} \geq 5$$

$$P_{\text{ch}} \geq 10\% \sqrt{s}$$

Le tableau VI.1 résume l'efficacité de cette sélection et les contaminations dues aux événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, mesurées sur des simulations de ces événements.

L'efficacité de sélection du boson de Higgs est plus faible que celle des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ car le boson de Higgs peut également se désintégrer en deux leptons tau.

479 659 événements hadroniques sont ainsi sélectionnés dans les données accumulées par ALEPH en 1989, 1990 et 1991. Si $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$, 6 de ces événements constituent le signal recherché.

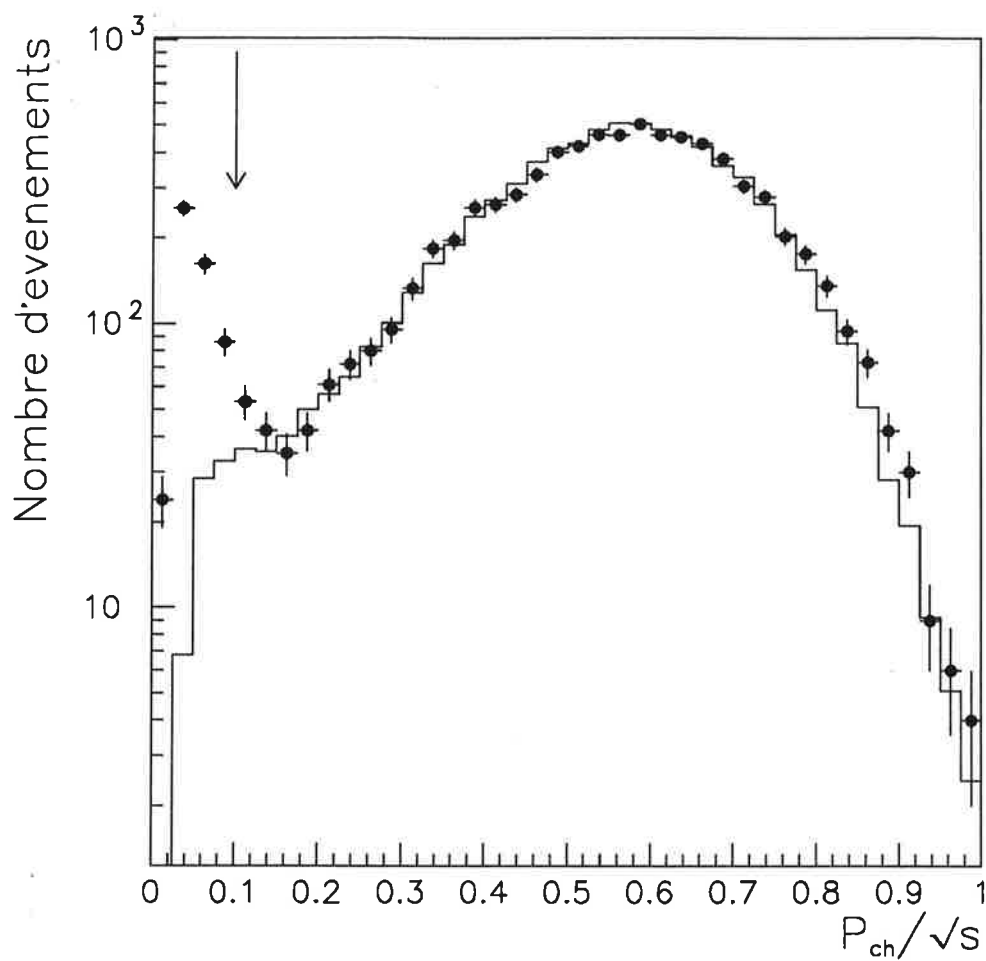


Figure VI.2: Distribution de l'énergie des traces chargées dans les événements avec au moins 5 traces chargées.

	Efficacité (%)
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	98.28 ± 0.04
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.63 ± 0.05
$\gamma\gamma \rightarrow X$ ($m_X \geq 4 \text{ GeV}/c^2$)	3.30 ± 0.10
$H^0\nu\bar{\nu}$:	
$m_{H^0} = 10 \text{ GeV}/c^2$	36.2 ± 1.5
$m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$	94.3 ± 0.7

Tableau VI.1: Efficacité et contamination de la sélection des événements hadroniques.

VI.2 La recherche de Higgs par la méthode des coupures.

Pour sélectionner les quelques événements $H^0\nu\bar{\nu}$ éventuellement produits, des variables qui permettent de distinguer ces événements du bruit de fond sont étudiées.

VI.2.1 Sélection des événements.

Un événement $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$, pour un boson de Higgs de masse $50 \text{ GeV}/c^2$, obtenu par un programme de simulation de la production et des désintégrations du boson de Higgs, puis reconstruit par le programme de simulation du détecteur et par le programme de reconstruction d'ALEPH, est représenté sur la figure VI.3.

Dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$, un boson de Higgs apparaît comme un système de 2 jets acolinéaires. Chaque événement hadronique est forcé en deux jets en utilisant l'algorithme LUCLUS [56]. Cet algorithme regroupe les particules en jets selon la direction et la valeur de leur impulsion. La figure VI.4 montre la distribution de l'angle θ_{acol} entre les 2 jets de désintégration du boson de Higgs. La valeur moyenne de l'angle θ_{acol} en fonction de la masse du boson de Higgs est représentée sur la figure VI.5. L'angle moyen entre les deux jets est inférieur à 90° pour un boson de Higgs de $20 \text{ GeV}/c^2$. Cet angle augmente lorsque la masse du boson de Higgs augmente car sa poussée diminue. Les événements $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ tendent ainsi à ressembler aux

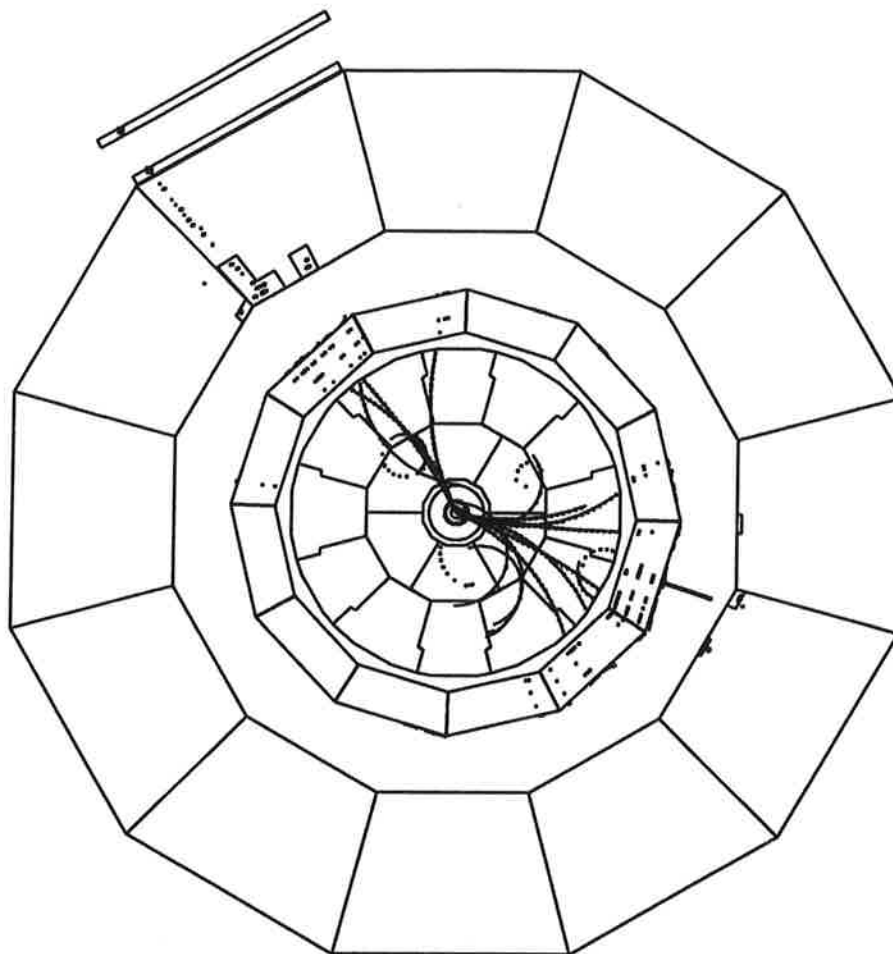


Figure VI.3: Un événement $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, pour $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$.

événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ lorsque la masse du boson de Higgs devient importante, et on peut s'attendre à ce que son efficacité de sélection, pour une réjection de bruit de fond donnée, diminue.

La figure VI.6 montre la distribution de l'acolinéarité dans les données et dans les simulations d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Le boson Z^0 étant produit au repos, les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ apparaissent le plus souvent comme deux jets colinéaires. Les événements de type $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$, qui ne sont pas produits au repos, peuvent être très acolinéaires.

6772 événements ont une acolinéarité inférieure à 165° dans les données. Leur origine peut être comprise à l'aide des simulations.

Un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ peut être acolinéaire à cause de particules perdues dans le tube à vide. Dans ce cas, le reste de l'événement se trouve en général à petit angle. La figure VI.7 montre la fraction x_{30} de l'énergie de l'événement déposée en-

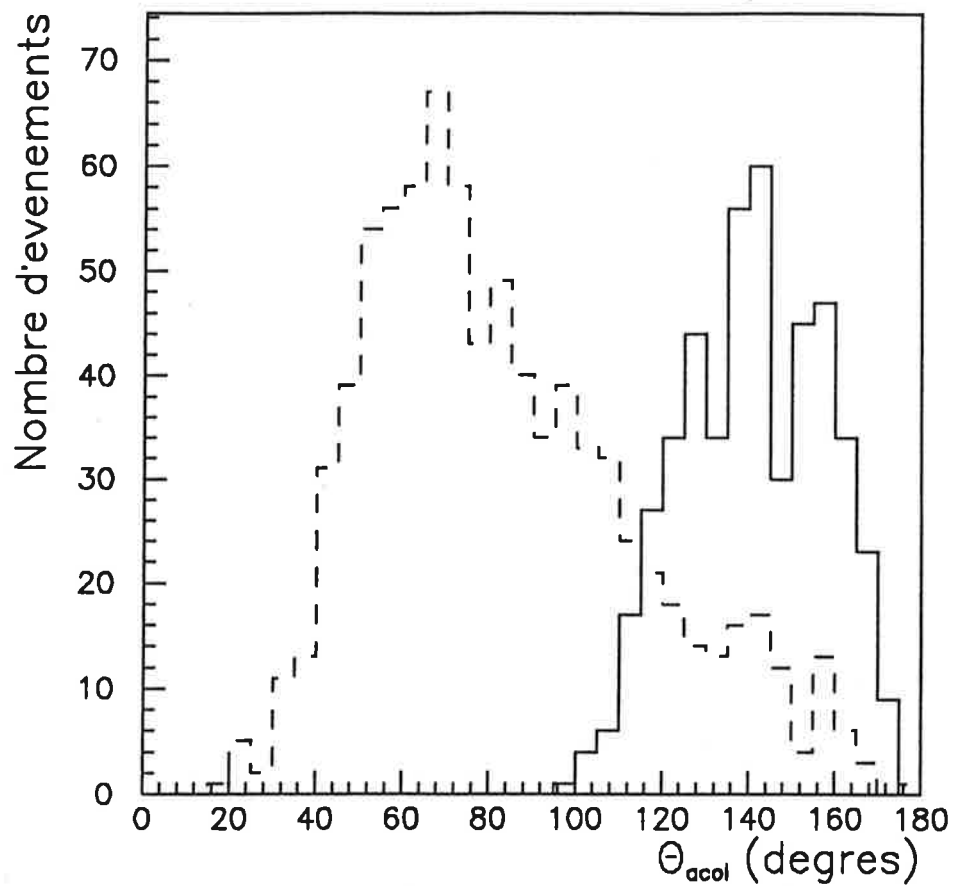


Figure VI.4: Distribution de l'angle entre les deux jets de désintégration du boson de Higgs.

La courbe en trait plein est la distribution pour un boson de Higgs de masse $50 \text{ GeV}/c^2$, celle en tirets pour un boson de Higgs de $20 \text{ GeV}/c^2$.

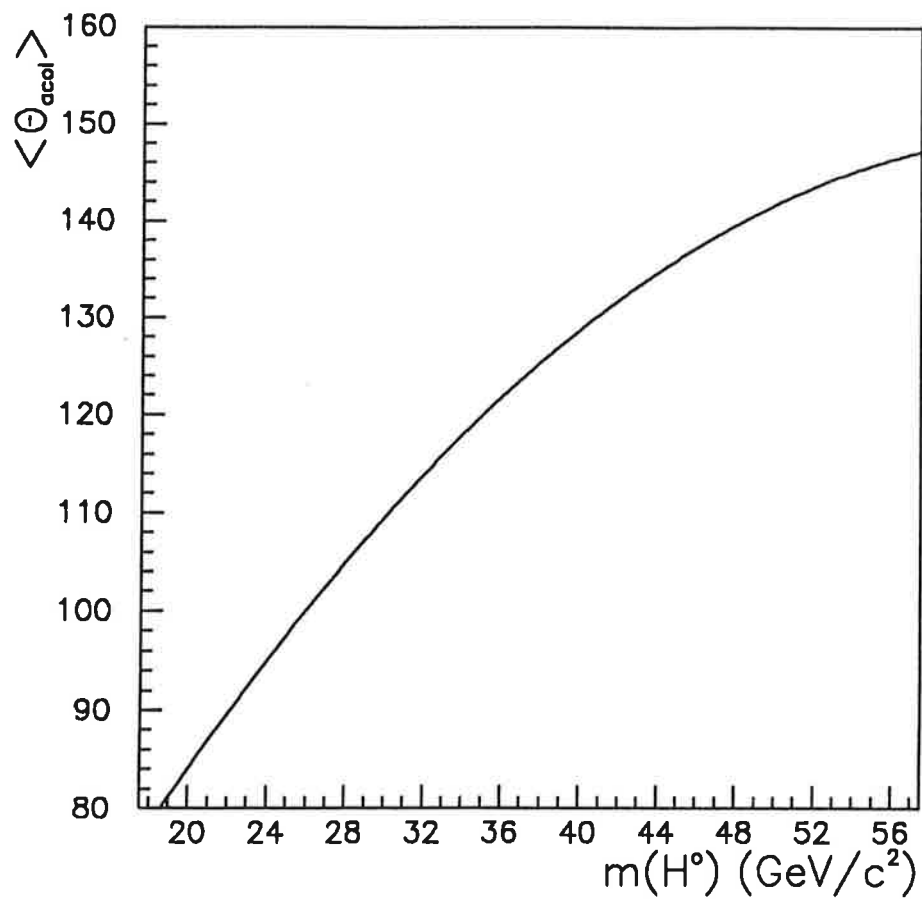


Figure VI.5: Valeur moyenne de l'angle entre les deux jets de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse.

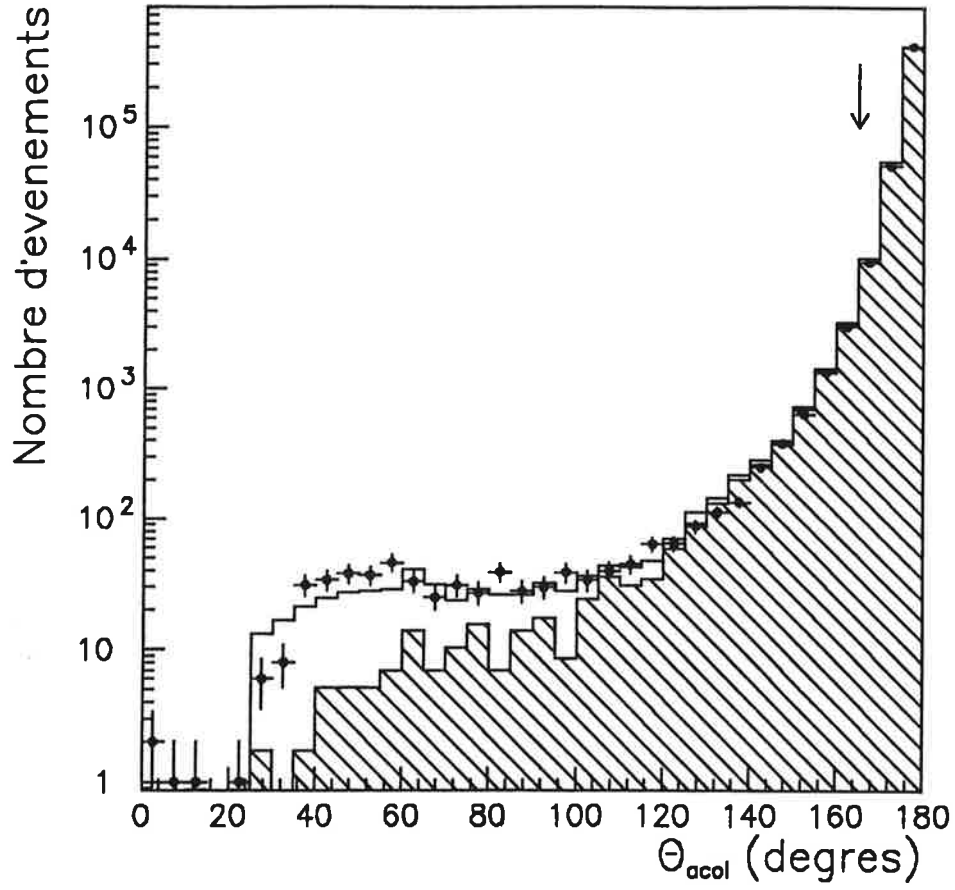


Figure VI.6: Distribution de l'angle θ_{acol} .
 Les points sont les données, l'histogramme représente les bruits de fond $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $\gamma\gamma \rightarrow X$ et $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, la partie hachurée est la simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

dessous de 30° de l'axe des faisceaux, pour les événements qui satisfont $\theta_{\text{acol}} < 165^\circ$, et l'énergie E_{12} en-dessous de 12° , après la coupure $x_{30} < 0.4$

L'excès de 307 ± 20 événements à $E_{12} > 15$ GeV est dû à la superposition d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ avec un électron perdu par le faisceau dans le luminomètre. Pour estimer le nombre de tels événements, des superpositions ($Z^0 \rightarrow e^+e^-$, e dans le LCAL) ou ($Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, e dans le LCAL) ont été recherchées. 26 événements sont sélectionnés dans les données. La figure VI.8 montre un événement ($Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, e dans le LCAL). Le nombre de tels événements est compatible avec l'excès observé dans la distribution de E_{12} . Le nombre de superpositions, qui dépend de la qualité des faisceaux, dépend de l'année de prise de données. L'excès d'événements à $E_{12} > 15$ GeV vaut 213 ± 16 pour les données accumulées en 1989+1990, et seulement 94 ± 12 pour les données accumulées en 1991, prouvant l'amélioration de la qualité des faisceaux du LEP.

Les critères

$$\begin{aligned} x_{30} &< 0.4 \\ \text{et } E_{12} &< 3 \text{ GeV} \end{aligned}$$

sélectionnent les événements correctement reconstruits. Les événements $H^0\nu\bar{\nu}$, qui ont deux jets naturellement acolinéaires, ne peuvent pas avoir toute leur énergie à petit angle. La perte d'efficacité due à la superposition éventuelle ($Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$, e dans le LCAL), de l'ordre de 0.1%, est négligée.

L'émission par l'électron ou le positon initial d'un photon énergétique perdu dans le tube à vide est une autre source possible d'événements acolinéaires. Pour de tels événements, l'impulsion manquante, qui est dans la direction du photon, et qui est définie comme étant l'opposé de l'impulsion totale mesurée par l'algorithme de reconstruction de l'énergie, est à petit angle. La figure VI.9 montre l'angle θ_m entre l'impulsion manquante et l'axe des faisceaux, après les coupures précédentes.

La coupure

$$|\cos\theta_m| < 0.9$$

élimine ce type de bruit de fond.

Les événements à 3 jets, provenant du processus $Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$, dont l'un des jets contient un neutrino énergétique, peuvent passer les critères de sélection précédents. Dans de tels événements, l'impulsion manquante, qui est dans la direction du neutrino, n'est pas isolée. La figure VI.10 montre l'énergie totale E_m dans un cône de demi-angle $\cos\alpha = 0.9$ autour de l'impulsion manquante. La coupure

$$E_m < 1 \text{ GeV}$$

est appliquée.

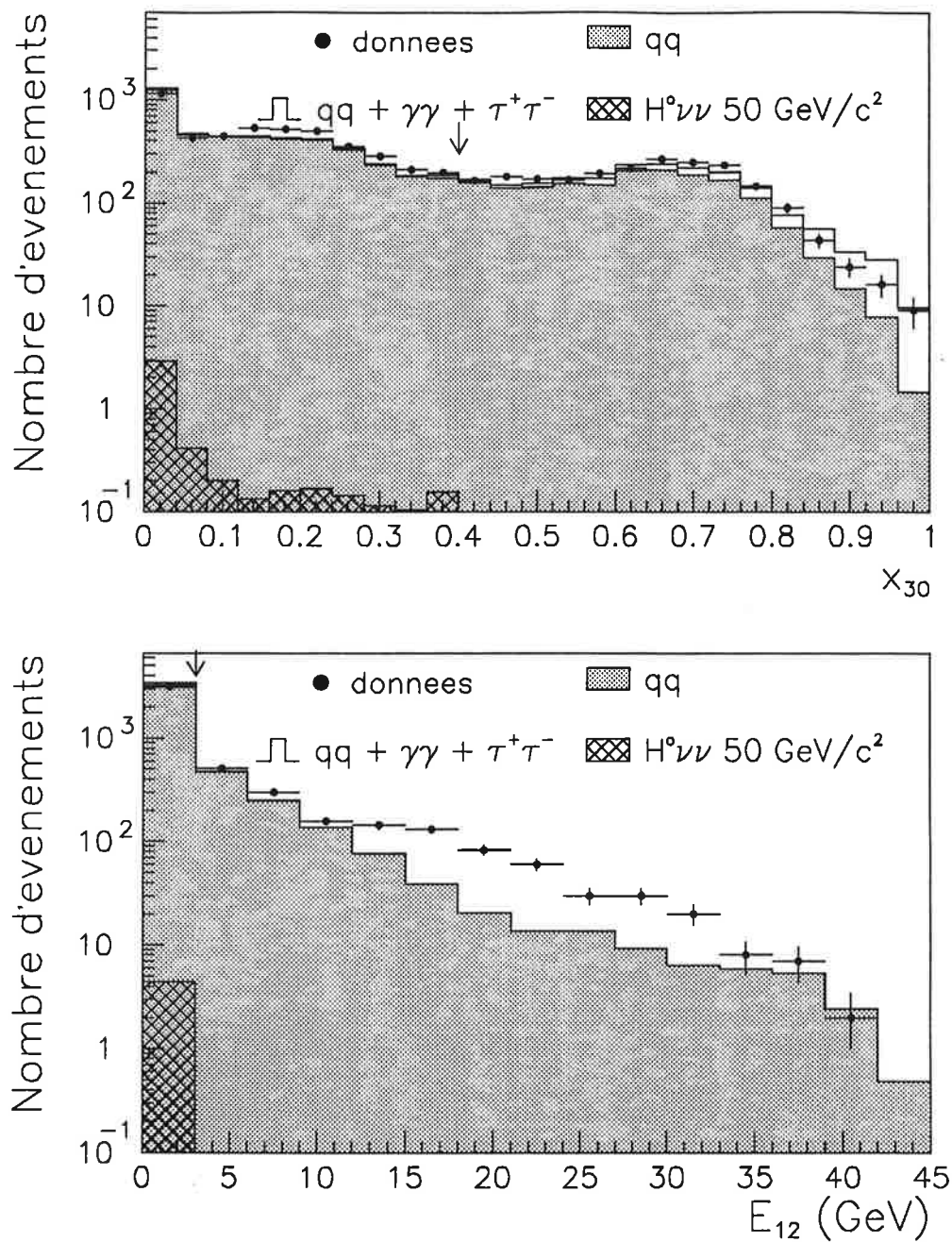


Figure VI.7: Fraction de l'énergie de l'événement en-dessous de 30° de l'axe des faisceaux et énergie en dessous de 12° .
Le nombre d'événements de signal est normalisé au nombre d'événements dans les données.

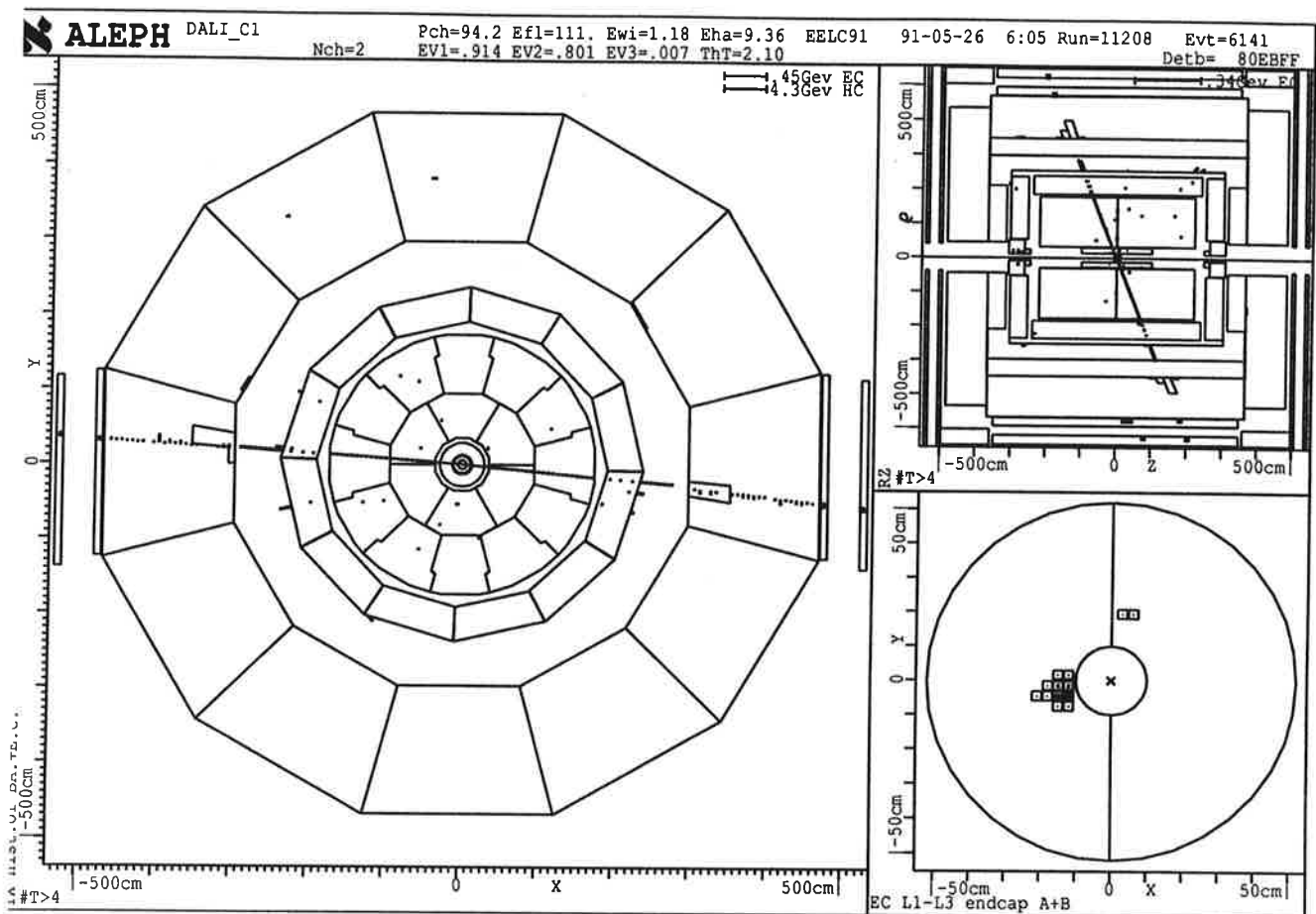


Figure VI.8: Un exemple de superposition d'un événement $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ et d'un électron du faisceau perdu dans le luminomètre.

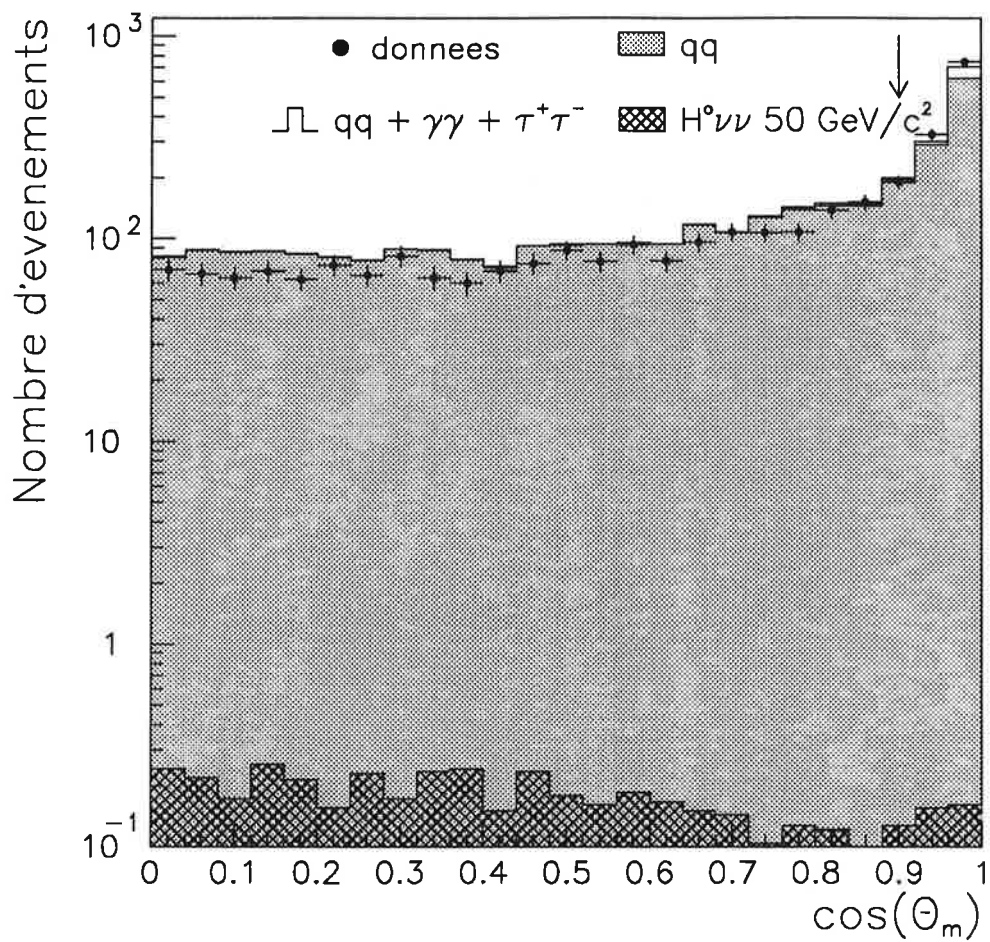


Figure VI.9: Angle entre la direction de l'impulsion manquante et l'axe des faisceaux.

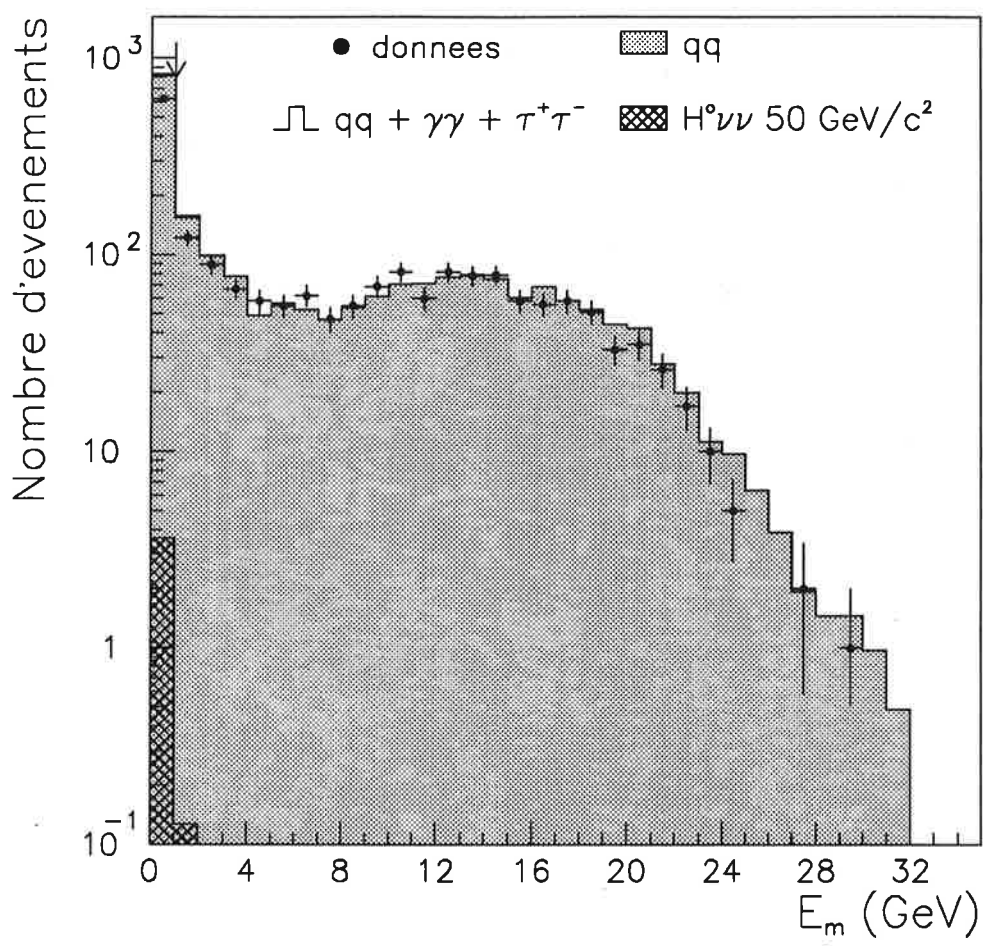


Figure VI.10: Distribution de l'énergie autour de l'impulsion manquante.

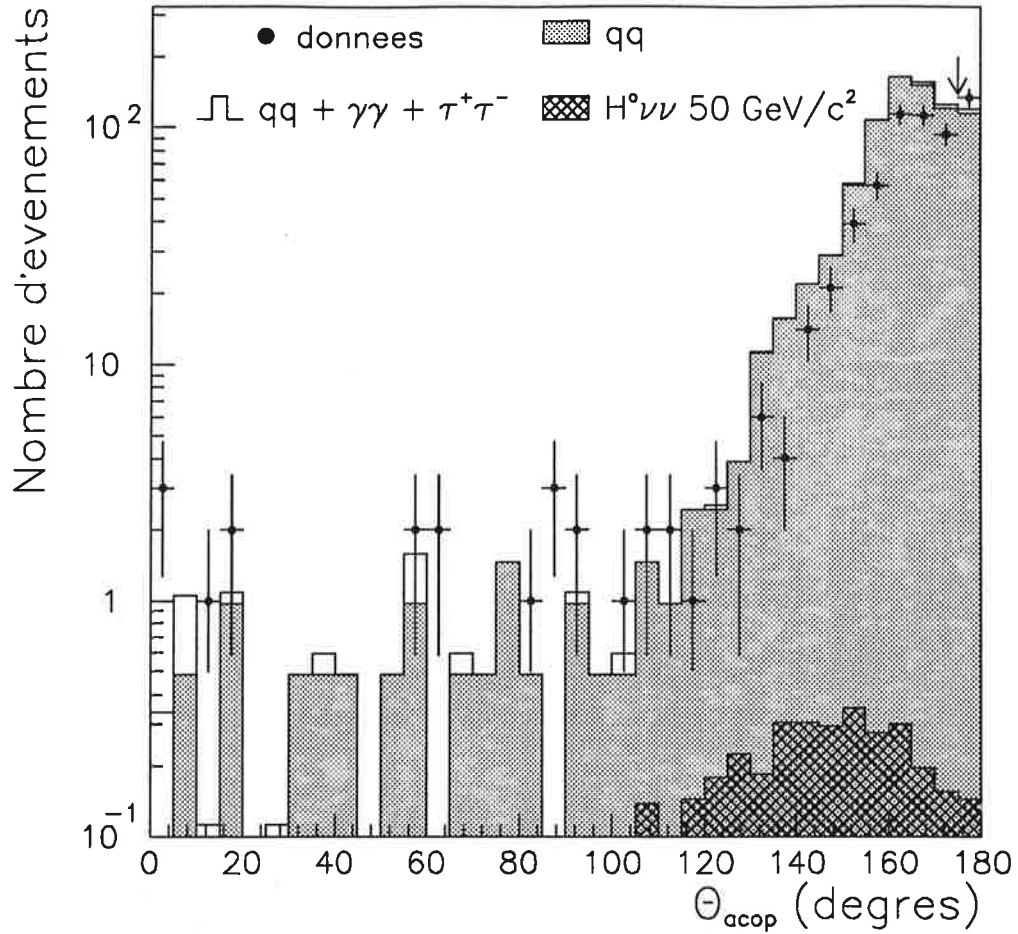


Figure VI.11: Distribution de l'angle θ_{acop} entre les 2 jets dans le plan perpendiculaire aux faisceaux.

Les événements $q\bar{q}$ à deux jets produits après émission d'un photon initial et dont l'un des jets contient un neutrino énergétique passent les coupures précédentes. Mais, si le photon est dans le tube à vide, les deux jets sont dans un plan qui contient l'axe des faisceaux. Les deux jets sont donc dos-à-dos dans le plan perpendiculaire aux faisceaux. L'angle θ_{acop} entre les deux jets dans ce plan est représenté sur la figure VI.11. La coupure

$$\theta_{\text{acop}} < 175^\circ$$

élimine ce bruit de fond.

L'essentiel des événements qui restent à ce niveau sont des événements à 3 jets dont 2 jets contiennent des neutrinos. Les 3 jets restent contenus dans un plan, et la somme des angles entre les 3 jets est proche de 360° (figure VI.12). La coupure

$$\sum \theta_i < 340^\circ$$

est appliquée.

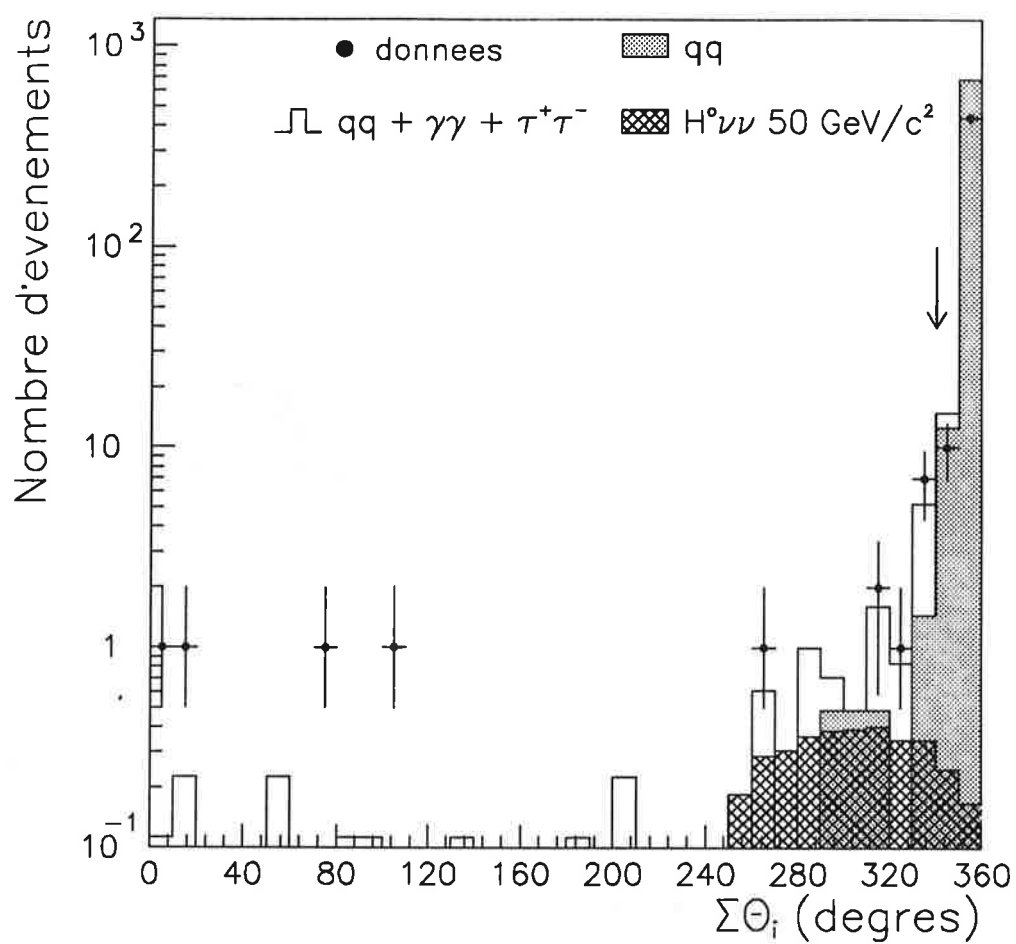


Figure VI.12: Distribution de la somme des angles entre les trois jets de l'événement.

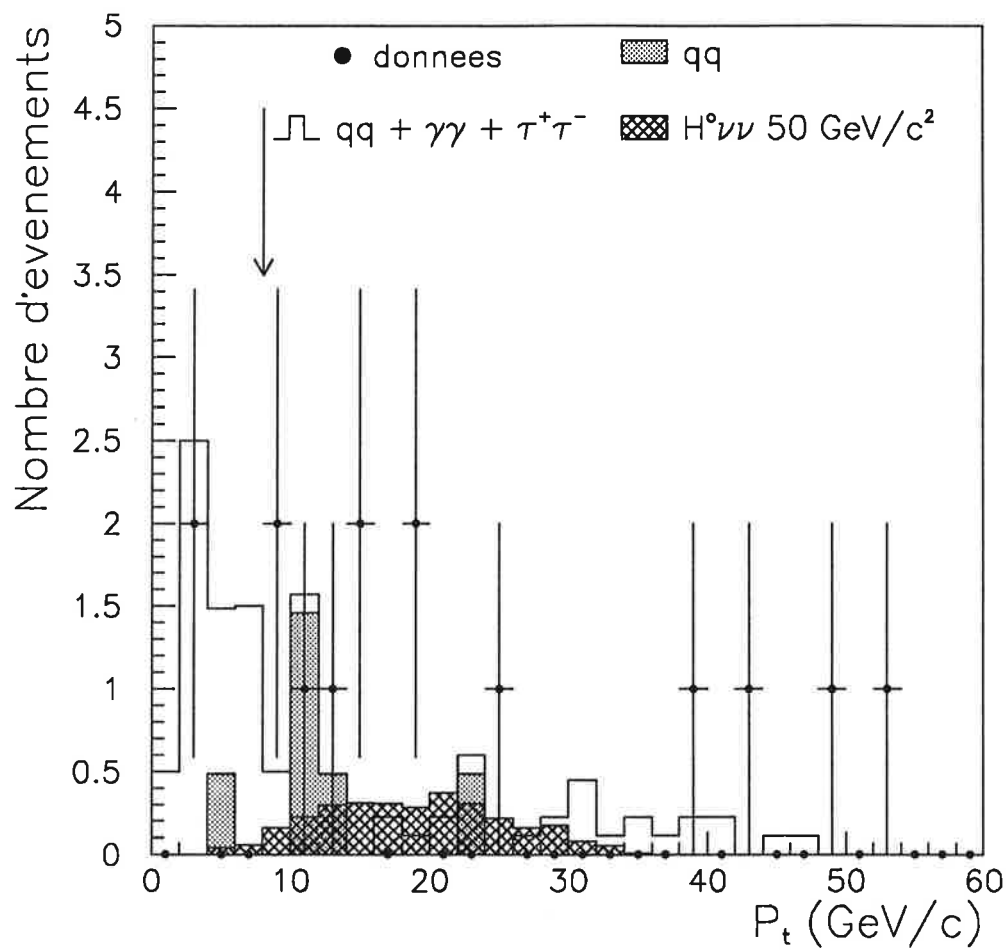


Figure VI.13: Distribution de l'impulsion transverse totale de l'événement.

	Données	Simulations			
		$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	$H^0\nu\bar{\nu}$ $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$ (%)
Coupure: Événement hadronique	479659	477805	1273 ± 12	581 ± 17	94.3 ± 07
$\theta_{\text{acol}} < 165^\circ$	6772	6035 ± 60	14.2 ± 1.3	460 ± 15	87.5 ± 1.0
$x_{30} < 0.4$	4608	4201 ± 50	12.4 ± 1.2	129 ± 8	78.2 ± 1.3
$E_{12} < 3 \text{ GeV}$	3125	3201 ± 44	12.2 ± 1.2	120 ± 8	76.2 ± 1.3
$ \cos\theta_m < 0.9$	1980	2074 ± 35	11.0 ± 1.1	16.3 ± 2.9	69.3 ± 1.5
$E_m < 1 \text{ GeV}$	623	643 ± 20	4.9 ± 0.7	14.8 ± 2.7	62.9 ± 1.5
$\theta_{\text{acop}} < 175^\circ$	489	529 ± 18	4.1 ± 0.7	10.7 ± 2.3	60.4 ± 1.5
$\sum \theta_i < 340^\circ$	15	3.0 ± 1.4	2.8 ± 0.6	6.2 ± 1.8	53.2 ± 1.6
$P_t > 8 \text{ GeV}/c$	13	2.4 ± 1.2	2.8 ± 0.6	0.5 ± 0.5	51.5 ± 1.6

Tableau VI.2: Nombre d'événements restant après chaque coupure.

Les simulations prévoient que 12 ± 2.4 événements passent toutes les coupures précédentes. Parmi ces événements, 6.2 ± 1.8 sont des événements de type $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons. Ces événements ont en général une impulsion longitudinale totale importante, mais une impulsion transverse totale P_t faible. La coupure

$$P_t > 8 \text{ GeV}/c.$$

permet d'éliminer 5.6 événements de ce type (figure VI.13).

VI.2.2 Résultats.

Le tableau VI.2 résume l'évolution du nombre d'événements après chaque coupure.

La figure VI.14 montre la distribution de la masse visible des événements après toutes les coupures. Les événements du type $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons et $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ sont attendus à petite masse ($\lesssim 25 \text{ GeV}/c^2$). Ces bruits de fond sont suffisamment faibles pour permettre de mettre en évidence un boson de Higgs dont la masse serait comprise entre 20 et 50 GeV/c^2 .

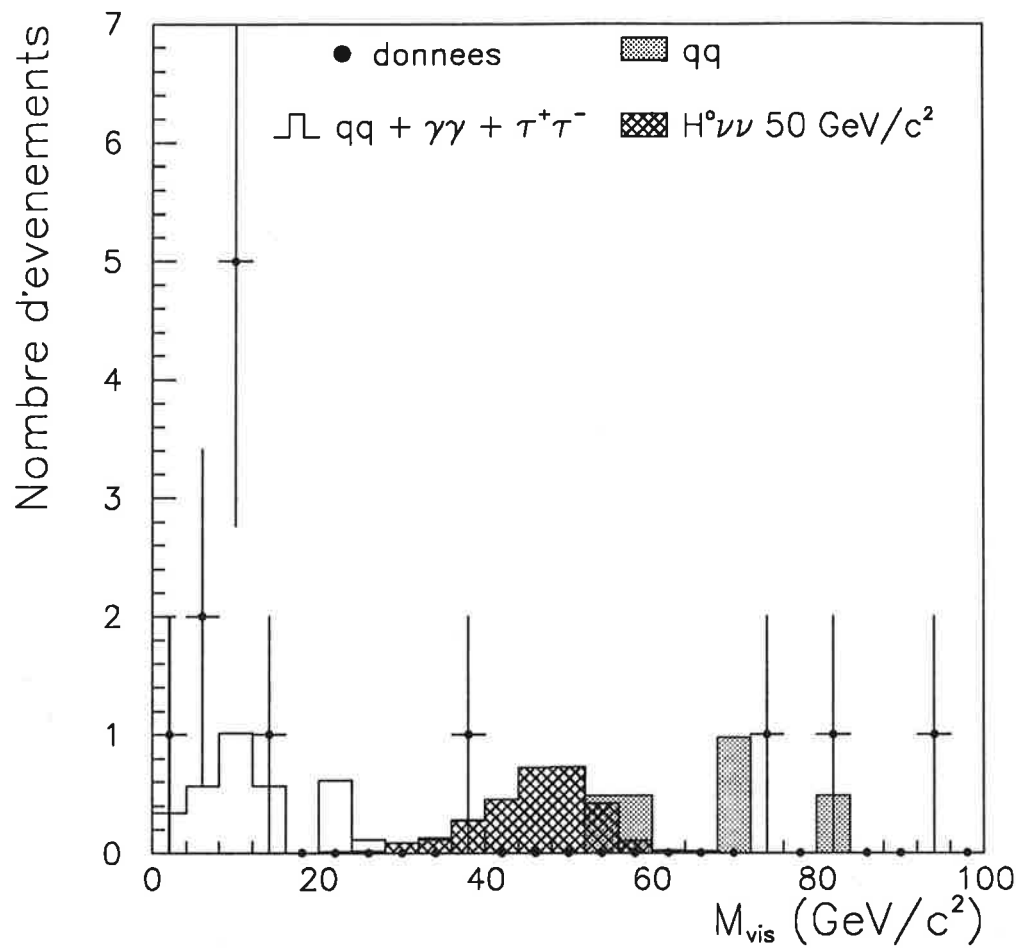


Figure VI.14: Distribution de la masse des événements qui passent toutes les coupures.

N ° Evénement			Masse visible (GeV/c ²)	Origine possible
1	12182	3856	3.48	$\tau^+\tau^-$
2	8626	526	4.46	Problème TPC
3	8131	3444	4.86	$\gamma\gamma$
4	8984	6865	8.00	$\tau^+\tau^-$
5	9095	1664	8.59	$\tau^+\tau^-$
6	11972	5614	10.22	$\tau^+\tau^-$
7	8649	5615	11.66	Problème TPC
8	12445	5942	11.92	{ Interaction dans le mur entre le VDET et l'ITC
9	12446	6298	12.14	$\tau^+\tau^-$
10	11316	476	38.48	2 traces mal reconstruites
11	11569	633	74.10	$q\bar{q}$
12	7113	3644	80.70	$q\bar{q}$
13	11451	634	95.58	$q\bar{q}$

Tableau VI.3: Les événements observés dans les données.

13 événements survivent dans les données. Les hypothèses sur la nature de ces événements sont résumées dans le tableau VI.3. la colonne "événement" de ce tableau contient la numérotation de l'événement interne à ALEPH.

Les événements 2 et 7, enregistrés à peu de temps d'intervalle, sont incomplètement reconstruits à cause d'un problème d'acquisition lié à la chambre à projection temporelle. L'événement 10, représenté sur la figure VI.15 a deux traces mal reconstruites, qui ne satisfont pas la définition de bonnes traces chargées et ne sont pas prises en compte dans l'analyse.

Avec une autre version du programme de reconstruction, les deux traces sont correctement reconstruites, et l'acoplanarité de l'événement est 175.7°, au-dessus de la coupure à 175°. Néanmoins, avec cette version du programme de reconstruction, une trace supplémentaire est inventée, et l'acoplanarité de l'événement devient 174.6° lorsque cette trace n'est pas prise en compte. A cause de ces problèmes de reconstruction, cet événement n'est pas pris en compte dans l'analyse officielle d'ALEPH (chapitre VIII). Par prudence, cet événement sera considéré comme un candidat $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ possible, même s'il est compatible avec la queue de la distribution d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Lorsque les deux traces mal reconstruites sont prises en compte et que la trace inventée est supprimée, la masse visible de cet événement est 46.7 GeV/c².

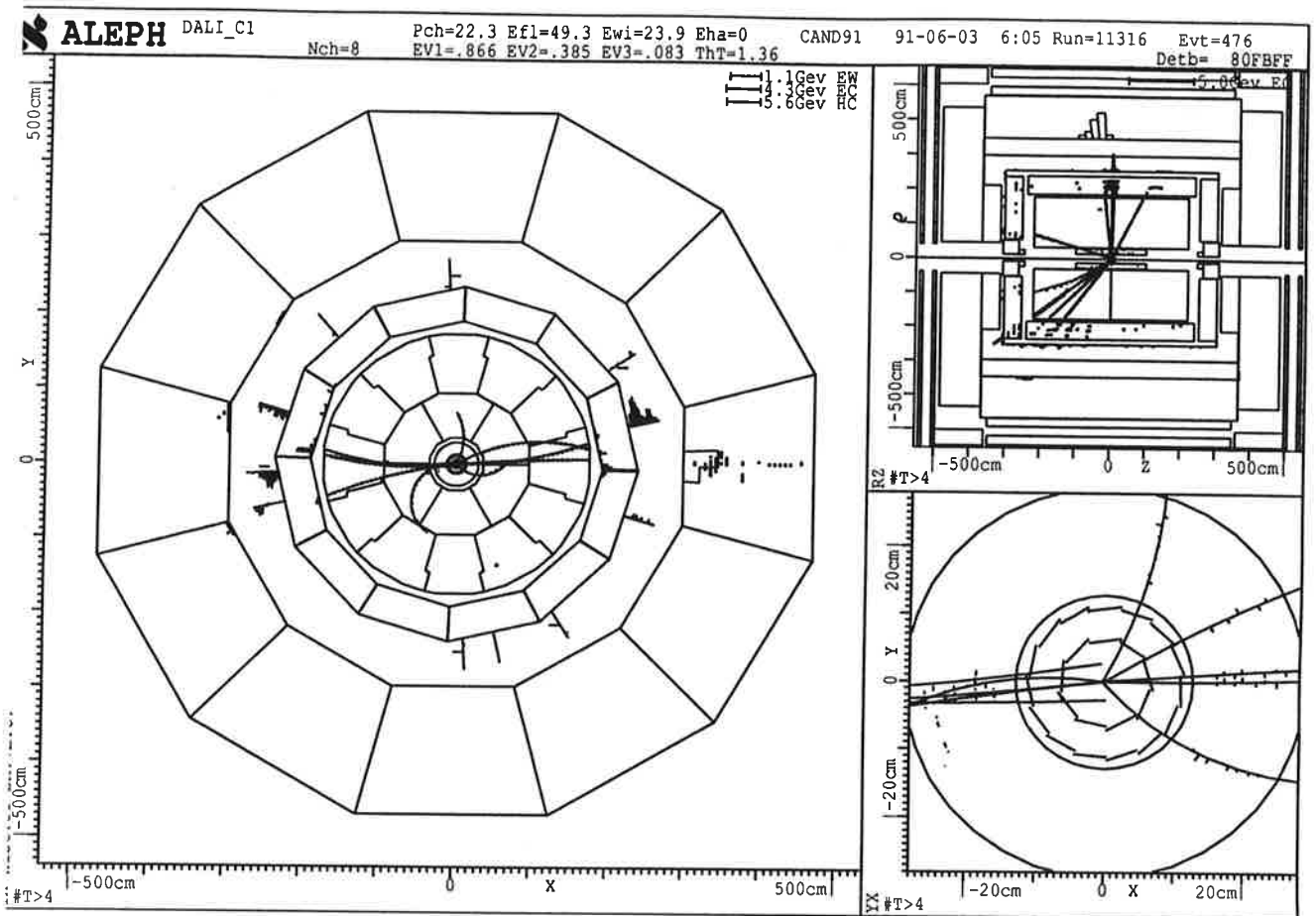


Figure VI.15: L'événement avec deux traces mal reconstituées.
 Les deux traces sont visibles dans l'encart en bas à droite, qui représente le VDET plus l'ITC.

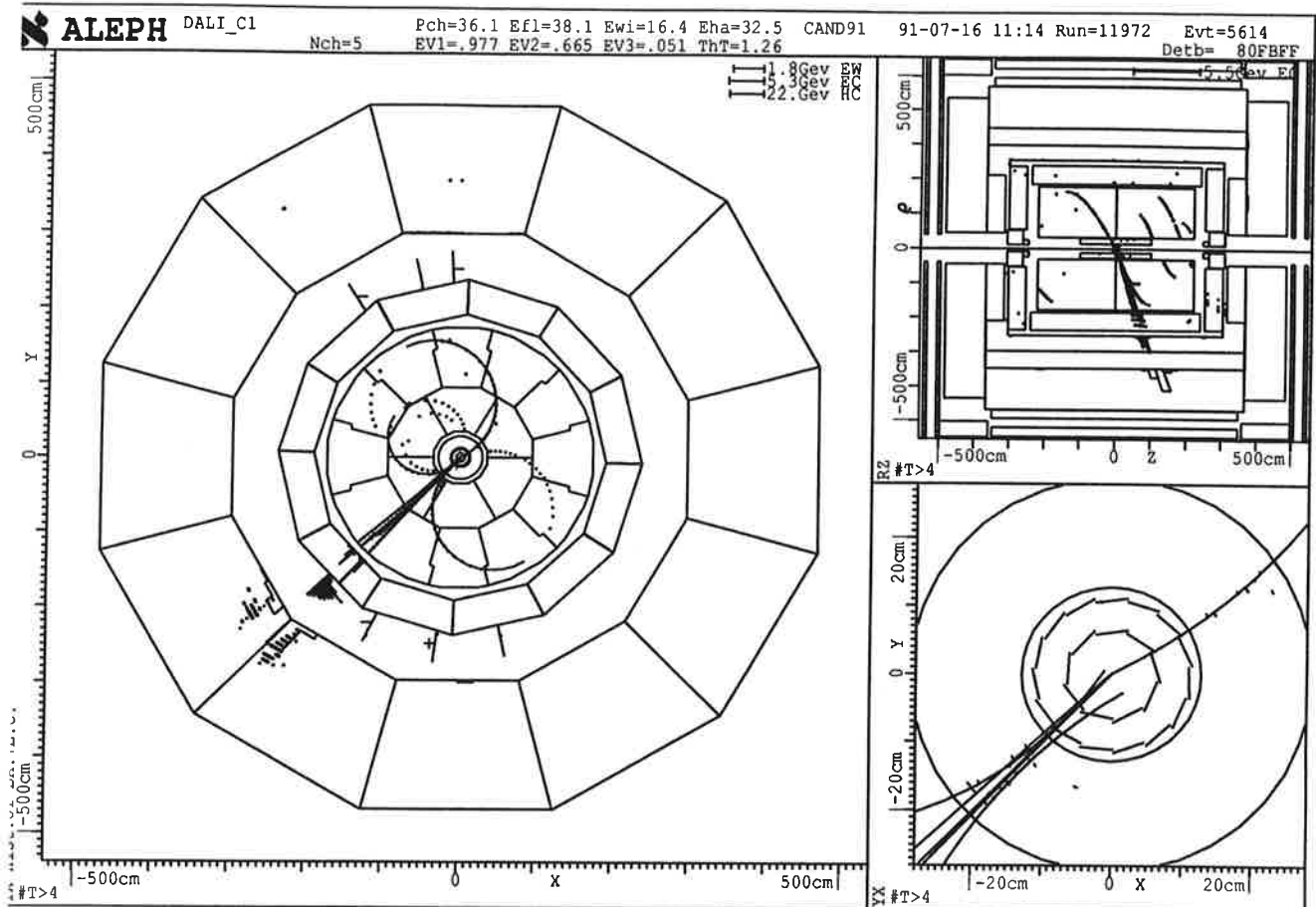


Figure VI.16: Un événement $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ qui passe toutes les coupures.

Les dix autres événements sont compatibles avec les bruits de fond attendus. Les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$, dont l'un est représenté sur la figure VI.16, sont concentrés à petite masse, où un signal du boson de Higgs apparaîtrait clairement.

2.4 ± 1.2 événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ sont attendus à haute masse. D'après la simulation, ces événements ont émis un photon énergétique dans l'état initial, et le Z^0 se désintègre en 3 jets, parfois avec en plus un neutrino énergétique dans l'un des jets. De tels événements sont difficiles à éliminer sans une perte d'efficacité sur le signal. Bien qu'en nombre assez peu important, ils constituent un bruit de fond gênant pour la recherche d'un boson de Higgs de plus de $50-55 \text{ GeV}/c^2$.

L'efficacité des critères de sélection sur le boson de Higgs est représentée sur la figure VI.17, en fonction de sa masse.

L'efficacité diminue à haute masse car les deux jets de désintégration du boson de Higgs sont de plus en plus colinéaires. En dessous de $20 \text{ GeV}/c^2$, l'efficacité diminue également car la désintégration $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ commençant à être réduite à cause de la

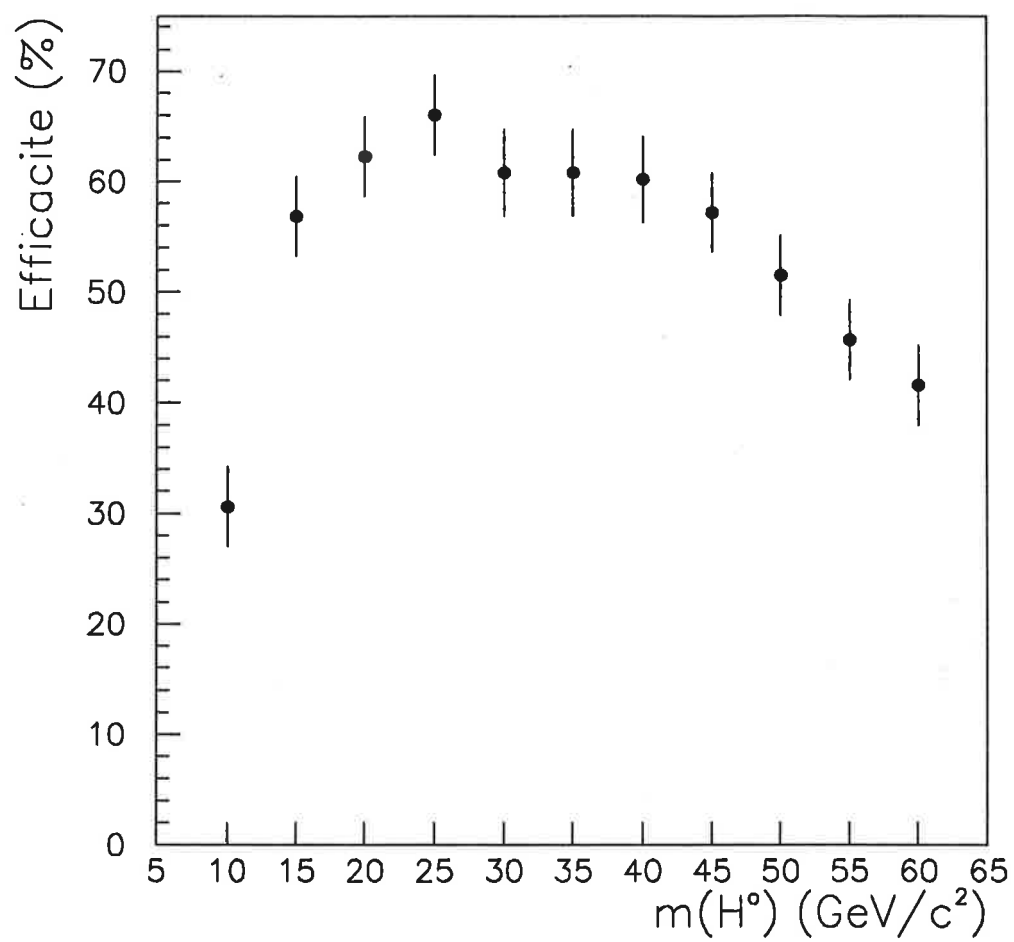


Figure VI.17: Efficacité de sélection du boson de Higgs.

diminution de l'espace de phase, le rapport de branchement du boson de Higgs en $\tau^+\tau^-$ augmente, et le nombre de traces chargées diminue.

VI.2.3 Calibration et erreurs systématiques.

Les efficacités, mesurées sur les simulations de boson de Higgs, peuvent être fausses si les variables utilisées pour la sélection sont différentes entre les données et la simulation. Pour obtenir une idée de l'erreur systématique sur les efficacités, les coupures ont été modifiées une à une, dans la direction qui diminue l'efficacité. Les coupures concernant des énergies ont été déplacées de 5%, celles concernant des angles de 1%, car les angles sont mieux mesurés que les énergies, grâce à la granularité du détecteur.

Les résultats sont indiqués dans le tableau VI.4, pour des bosons de Higgs de 20 GeV/ c^2 et 50 GeV/ c^2 .

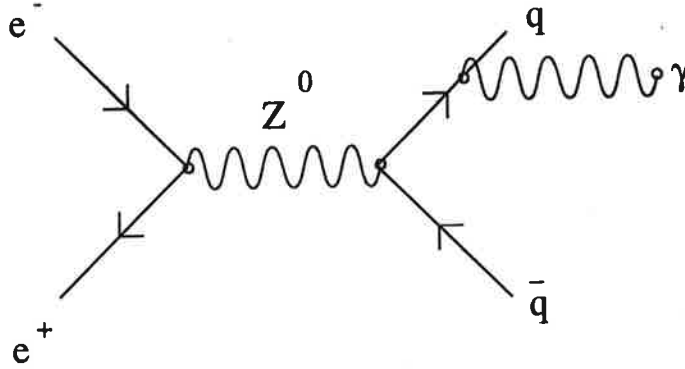
L'erreur systématique absolue sur l'efficacité de sélection du boson de Higgs est donc 1.7% (0.9%) pour un boson de Higgs de 50 (20) GeV/ c^2 si les erreurs sont sommées quadratiquement. Les variables ne sont en réalité pas toutes indépendantes. Par exemple, la fraction d'énergie en-dessous de 30° dépend de E_{12} . La somme linéaire des erreurs vaut 2.7% (2.1%) pour un boson de Higgs de 50 (20) GeV/ c^2 . Une erreur systématique de 2%, indépendante de la masse du boson de Higgs, sera prise en compte dans l'analyse des résultats dans le chapitre VIII.

Une autre cause d'erreur dans l'analyse des résultats est une mauvaise connaissance de la masse visible du boson de Higgs due à une mauvaise calibration des calorimètres. Pour estimer cette erreur, les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$ ont été utilisés. Ces événements (fig. VI.18) sont dus principalement à l'émission d'un pho-

	$m_{H^0} = 20 \text{ GeV}/c^2$	$m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$
Coupure du texte	62.2%	51.5%
$\theta_{\text{acol}} < 163.35^\circ$	62.2	51.5
$x_{30} < 0.38$	62.0	51.0
$E_{12} < 2.85 \text{ GeV}$	62.2	51.3
$ \cos\theta_m < 0.891$	61.7	51.5
$E_m < 0.95 \text{ GeV}$	62.0	51.4
$\theta_{\text{acop}} < 173.25^\circ$	61.9	51.3
$\sum \theta_i < 336.6^\circ$	61.9	49.9
$P_t > 8.4 \text{ GeV}/c^2$	61.6	51.4

Tableau VI.4: Influence des coupures sur l'efficacité de sélection du boson de Higgs.

ton énergétique par l'un des quarks avant son hadronisation [57] :



Dans les données accumulées en 1991, 280 événements ont un amas d'énergie neutre de plus de 25 GeV, à plus de 36.9 degrés de la trace chargée la plus proche.

Le photon est alors enlevé de l'événement, et le système hadronique, qui a les mêmes caractéristiques que les événements $H^0\nu\bar{\nu}$, est reconstruit en utilisant l'algorithme de reconstruction de l'énergie. Son impulsion transverse P_T^{rec} et sa

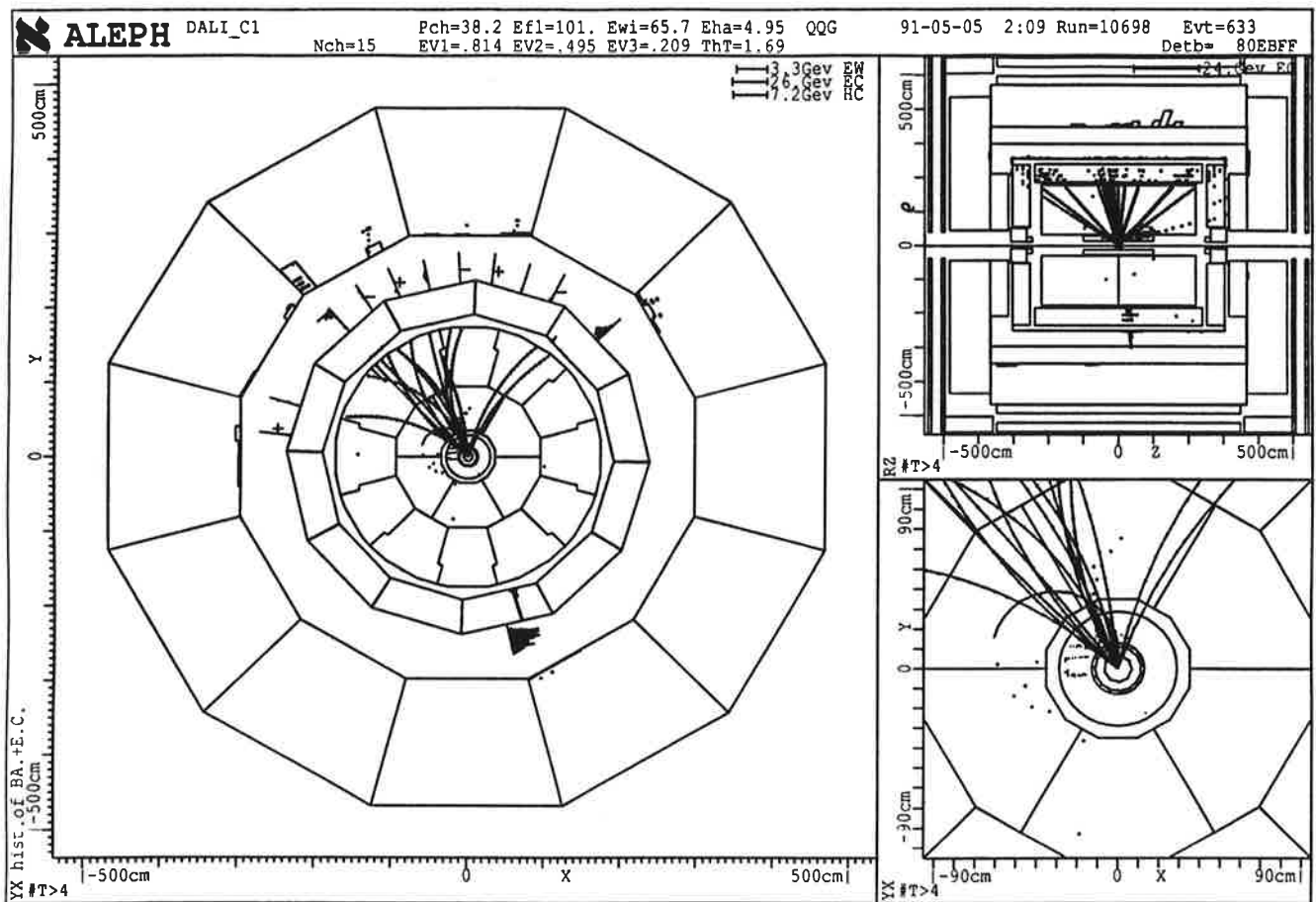


Figure VI.18: Un exemple d'événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$.

		Données	Simulation
$\frac{P_T^{rec}}{P_T^\gamma}$	$\langle \rangle$	1.013 ± 0.008	0.997 ± 0.003
	σ	0.157 ± 0.006	0.173 ± 0.001
$\frac{M_{vis}^{rec}}{M_{vis}^\gamma}$	$\langle \rangle$	0.955 ± 0.019	1.005 ± 0.009
	σ	0.167 ± 0.034	0.162 ± 0.015

Tableau VI.5: Valeurs de P_T^{rec}/P_T^γ et de $M_{vis}^{rec}/M_{vis}^\gamma$ dans les événements $q\bar{q}\gamma$.

masse M_{vis}^{rec} sont comparées à l'impulsion transverse P_T^γ et à la masse M_{vis}^γ calculées à partir du photon. La résolution sur ces dernières quantités, qui provient du calorimètre électromagnétique, est meilleure que celle provenant de la mesure du système hadronique. Les distributions de P_T^{rec}/P_T^γ et de $M_{vis}^{rec}/M_{vis}^\gamma$ sont représentées sur la figure VI.19. Le tableau VI.5 résume les résultats d'ajustements gaussiens sur ces distributions.

L'impulsion transverse est connue à $(1.5 \pm 0.9)\%$ près, c'est-à-dire mieux que les 5% utilisés dans le calcul de l'erreur systématique sur l'efficacité de sélection du signal. La masse visible n'est connue qu'à $(5.0 \pm 2.1)\%$ près. Cette incertitude sera prise en compte dans l'analyse des résultats.

VI.2.4 Conclusion.

Une sélection d'événements par des coupures a été effectuée. Son efficacité sur le signal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ est supérieure à 50% dans tout le domaine $15 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 50 \text{ GeV}/c^2$.

13 événements sont sélectionnés parmi les 479 659 événements hadroniques accumulés par ALEPH. 2 d'entre eux ont des problèmes de reconstruction. Les 11 autres événements sont compatibles avec les bruits de fond attendus. Aucun signal n'est observé dans les données. Le domaine de masse exclu par cette analyse sera présenté dans le chapitre VIII.

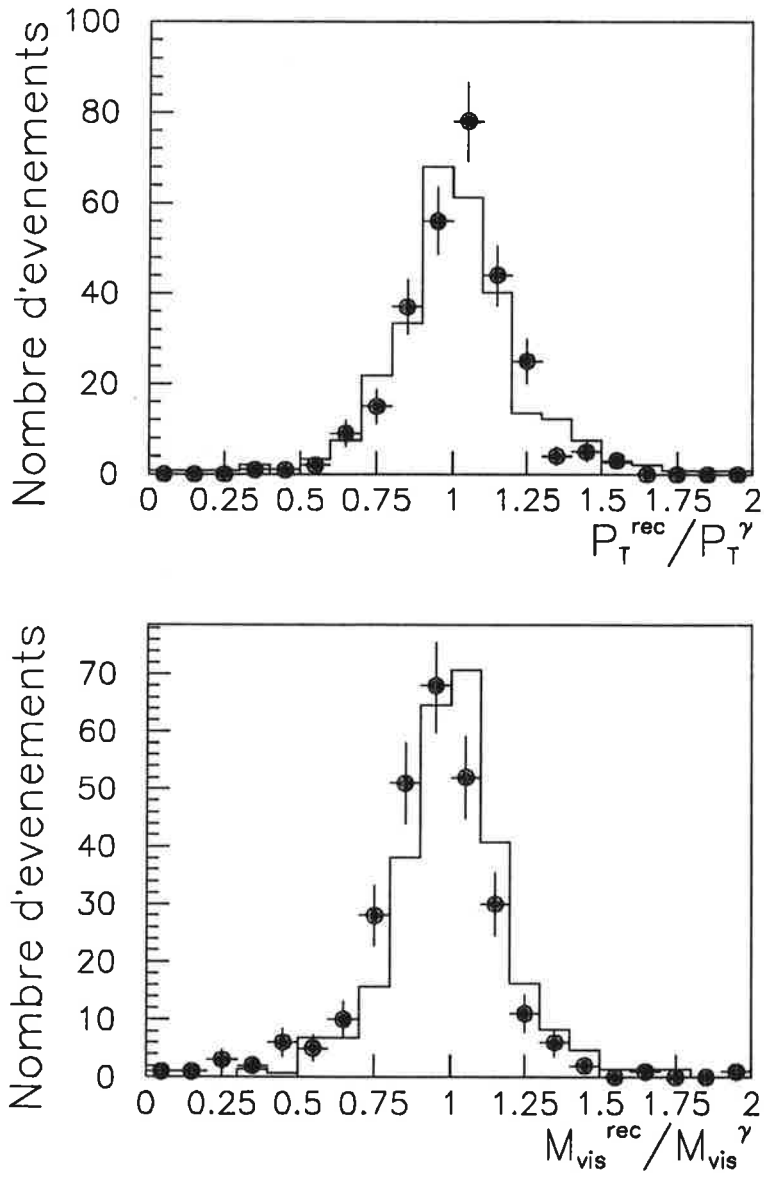


Figure VI.19: Distribution de P_T^{rec} / P_T^γ et de $M_{vis}^{rec} / M_{vis}^\gamma$ dans les événements $q\bar{q}\gamma$. Les points représentent les données, l'histogramme représente la simulation.

VI.3 Etude du canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ à l'aide d'un réseau de neurones.

Les réseaux de neurones, utilisés en physique des particules comme méthode alternative d'identification des quarks lourds [58], des jets de gluons [59], ou comme méthode de reconstruction des traces chargées [60] peuvent également être utilisés comme technique de recherche de particules.

De nombreux types de réseaux de neurones existent [61]. Le réseau de neurone utilisé dans ce chapitre pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ et dans le chapitre VII pour les canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ est appelé perceptron à plusieurs couches.

VI.3.1 Description du perceptron à plusieurs couches.

L'étude des réseaux de neurones artificiels est apparue dans les années quarante, lorsque l'émergence du microscope électronique permit l'étude du cerveau des vertébrés.

Le cerveau humain contient environ 10^{12} neurones. Chacun de ces neurones reçoit, en moyenne, des informations de 10^3 autres neurones par l'intermédiaire de ses dendrites. Si la somme des signaux venant des autres neurones est suffisante, le neurone envoie un signal le long de son axone. L'axone est connecté aux dendrites des neurones en aval par l'intermédiaire des synapses. La liaison entre deux neurones est renforcée ou diminuée au niveau de la synapse pendant l'apprentissage.

Les réseaux de neurones artificiels sont inspirés de cette structure. La sortie d'un neurone artificiel est une fonction non linéaire de la somme de ses entrées, habituellement du type "tout ou rien". La fonction utilisée sera

$$g(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}}$$

avec $x = \sum_i E_i - \theta$, où (E_i) sont les entrées du neurone, θ un seuil au-delà duquel la réponse du neurone est "oui". La fonction g est représentée sur la figure VI.20.

La structure générale des réseaux de neurones qui seront utilisés est représentée sur la figure VI.21. Le réseau est composé d'une couche d'entrée qui reçoit les informations sur l'événement considéré, d'une ou plusieurs couches intermédiaires et d'une couche de sortie. L'information est propagée des neurones d'entrée vers le (ou les) neurone(s) de sortie. Les neurones des couches intermédiaires sont du type

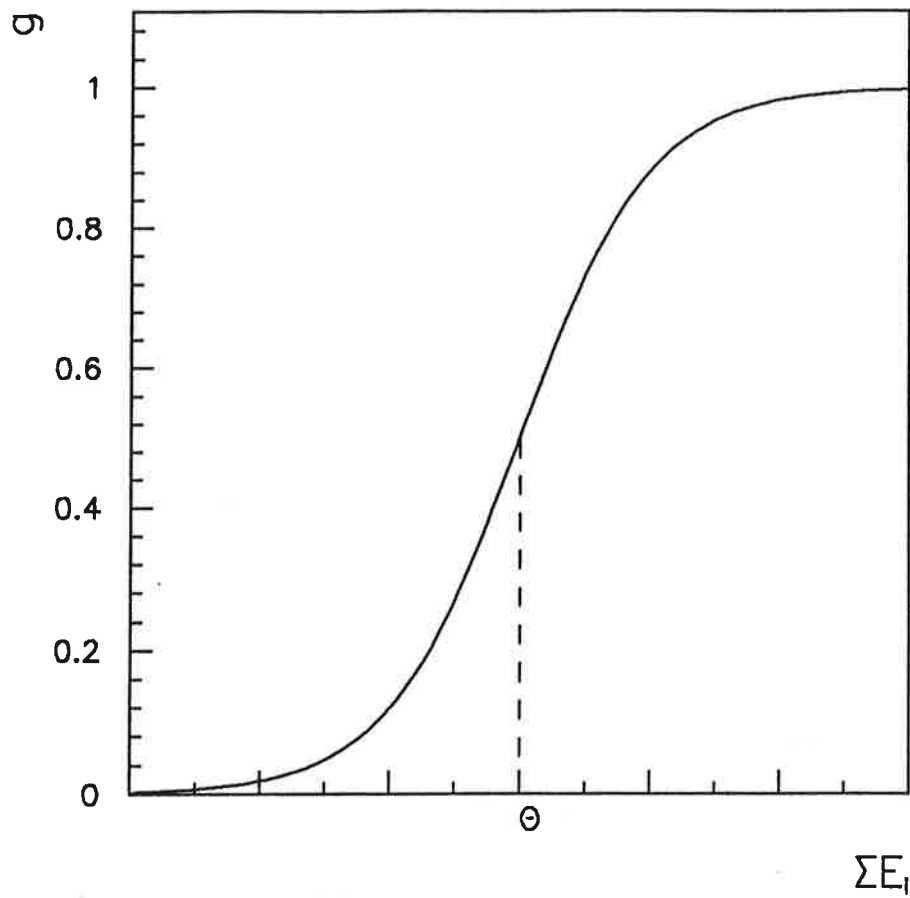


Figure VI.20: La fonction de réponse d'un neurone artificiel.

Neurone	Entrée
1	x_{30}
2	$E_{12}/10$
3	$\theta_{acol}/180$
4	$\theta_{acop}/180$
5	$ \cos\theta_m $
6	$E_m/50$
7	$\sum \theta_i/360$
8	$P_t/50$

Tableau VI.6: Les entrées du réseau de neurones

décrit précédemment. Leur entrée est une fonction linéaire des sorties des neurones en amont. Les coefficients W_{ijk} sont l'équivalent de la force du couplage qui existe entre un axone et une dendrite dans les cerveaux des vertébrés. Chaque neurone intermédiaire définit un hyperplan dans l'espace des quantités qui entrent dans ce neurone. La combinaison de plusieurs de ces neurones permet de définir un ou plusieurs volumes dans l'espace des variables d'entrée du réseau.

Un tel réseau de neurones va être utilisé pour obtenir une séparation entre les événements de bruit de fond et le signal. Pendant une phase d'apprentissage, les coefficients seront modifiés afin d'obtenir une réponse du réseau proche de 1 pour un événement du signal, et proche de 0 pour un événement de bruit de fond. Le réseau pourra alors être utilisé sur les données réelles.

VI.3.2 La phase d'apprentissage.

Le réseau de neurones qui sera utilisé pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ comporte une couche d'entrée à 8 neurones, une couche intermédiaire avec 4 neurones et un neurone de sortie. D'autres structures plus complexes ont été essayées, mais aucune n'a donné de meilleurs résultats. Les 8 entrées sont les 8 quantités utilisées dans la méthode des coupures, normalisées de façon à être toutes du même ordre de grandeur. Le tableau VI.6 résume les entrées du réseau de neurones.

L'apprentissage se déroule de la façon suivante. Les coefficients W_{ijk} et les seuils K_{ij} sont initialisés à des valeurs aléatoires entre 0 et 1. Puis les événements des ensembles d'apprentissage, résumés dans le tableau VI.7, sont présentés successive-

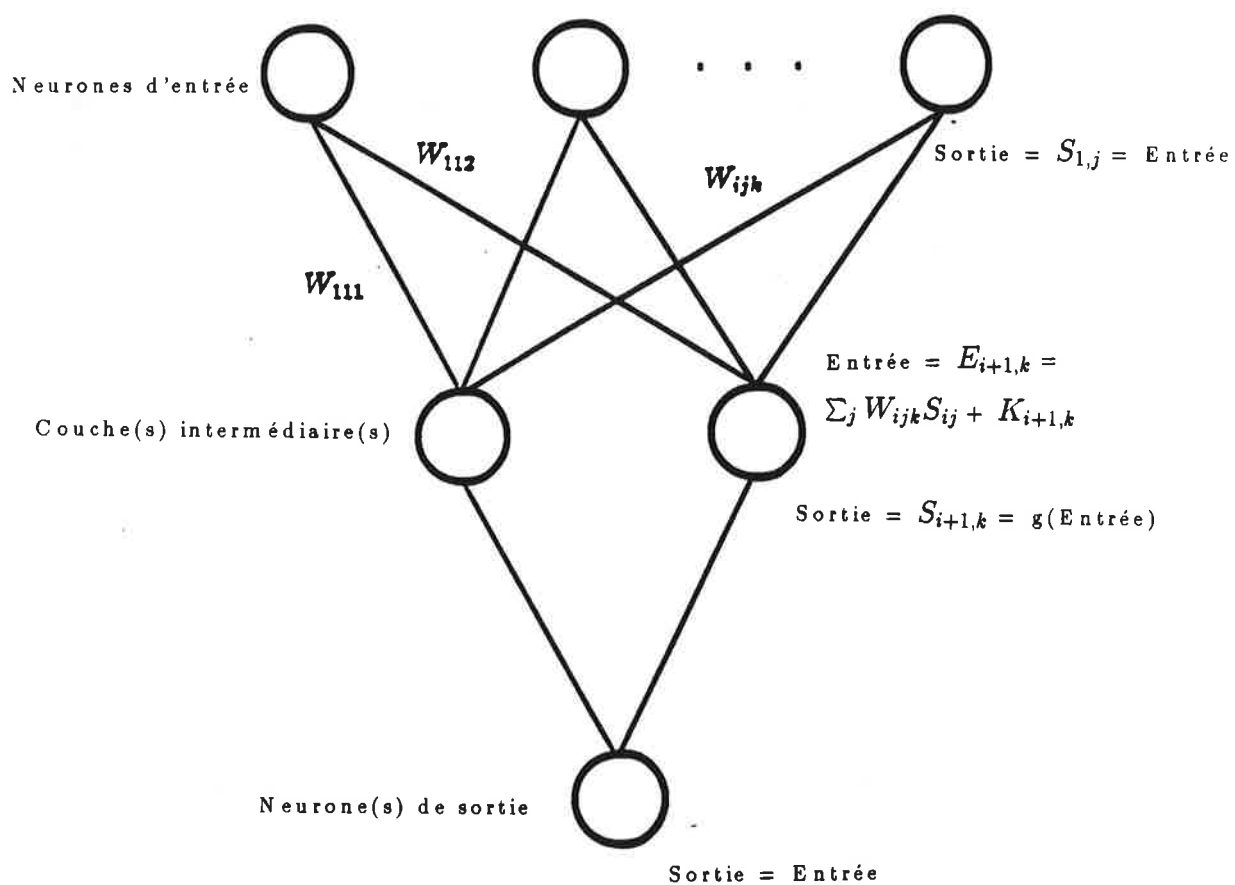


Figure VI.21: Structure d'un perceptron à plusieurs couches.

Simulation	Nombre d'événements	Nombre d'événements hadroniques
$H^0 \nu \bar{\nu}, m_{H^0} = 45 \text{ GeV}/c^2$	500	465
$Z^0 \rightarrow q \bar{q}$	100 000	98 282
$H^0 \nu \bar{\nu}, m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$	500	471
$Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$	45 000	2511
$\gamma \gamma \rightarrow \text{hadrons}$	20 000	459

Tableau VI.7: Les ensembles d'événements utilisés pendant l'apprentissage.

ment au réseau de neurones.

Pour chaque événement, la sortie S du réseau de neurones est calculée et comparée à la vraie réponse R (0 pour le bruit de fond et 1 pour le signal) attendue pour cet événement. L'erreur $\Delta_{out} = S - R$ est propagée de la sortie vers les couches supérieures, et les coefficients sont modifiés, avec une certaine probabilité, en utilisant les formules suivantes :

$$\begin{aligned}
\Delta_{ij} &= \begin{cases} \Delta_{out} & \text{pour la couche de sortie} \\ \sum_k (\Delta_{i+1,k} W_{ijk} g'(E_{ij})) & \text{pour les autres couches} \end{cases} \\
W_{ijk} &= W_{ijk} - \alpha \Delta_{i+1,k} S_{ij} \\
K_{i+1,k} &= K_{i+1,k} - \alpha \Delta_{i+1,k}
\end{aligned}$$

Dans ces formules, i est le numéro de la couche, j le numéro du neurone dans la i^e couche, et k le numéro du neurone dans la $(i+1)^e$ couche. g' est la dérivée de la fonction g . α est une constante qui détermine la rapidité de convergence des coefficients vers une bonne solution. La valeur $\alpha = 0.1$ a été choisie.

Pour un événement donné, la probabilité de modifier les coefficients n'a pas été prise égale à 1. Une probabilité constante, par exemple 0.5, permettrait d'éviter que les différents types d'événements soient toujours présentés dans le même ordre, mais la probabilité utilisée a été kS^2 , de telle façon que les événements avec une sortie S proche de 1, qui ressemblent au signal, soient considérés avec plus d'insistance. La constante k vaut 1 pour les événements de bruit de fond, et 0.1 pour les événements du signal, de façon que le nombre effectivement utilisé d'événements du signal soit

du même ordre de grandeur que le nombre d'événements du bruit de fond.

Une période d'apprentissage est définie comme étant l'examen successif d'un événement de chaque ensemble d'apprentissage. La phase d'apprentissage a été divisée en deux parties.

Dans la première partie de l'apprentissage, 400 000 périodes ont été effectuées, en partant de coefficients aléatoires, avec les ensembles d'événements du tableau VI.7. Le réseau de neurone obtenu a ensuite été utilisé pour sélectionner, au niveau du générateur, des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ et $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ avec une sortie $S \geq 0.4$. Sur 500 000 événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (resp. $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$), 535 (resp. 1870) événements sont sélectionnés, simulés et reconstruits. Les événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, qui peuvent contenir des neutrinos énergiques, ont une plus grande probabilité d'avoir une grande valeur à la sortie du réseau de neurones.

La deuxième partie de l'apprentissage commence, dans laquelle les deux nouveaux ensembles d'événements sont ajoutés aux ensembles du tableau VI.7, à partir des coefficients précédents, pendant 1 800 000 périodes. La figure VI.22 montre l'évolution du nombre d'événements de bruit de fond attendus, pour une coupure sur la sortie du réseau de neurones telle que l'efficacité soit 50% à $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$, en fonction du nombre de périodes d'apprentissage, lors de la première partie (courbe a), et l'amélioration obtenue dans la deuxième partie de l'apprentissage (courbe b).

Le réseau de neurones obtenu présente alors une réjection suffisante du bruit de fond pour être utilisé sur les données.

VI.3.3 Les résultats.

La figure VI.23 montre la sortie du réseau de neurones pour les données, les simulations du bruit de fond et le signal attendu. Les bruits de fond et le signal sont normalisés au nombre d'événements attendus dans les données.

Le bruit de fond et les données sont très piqués à 0, alors que le signal est attendu près de $S = 1$. La coupure

$$S \geq 0.7$$

est appliquée. La distribution de masse des événements qui passent cette coupure est représentée sur la figure VI.24. 1.9 ± 0.5 événements de type $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, 0.5 ± 0.5 événements $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ et 1.2 ± 0.8 événements $Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$ sont attendus dans les simulations. 6 événements sont sélectionnés dans les données (tableau VI.8).

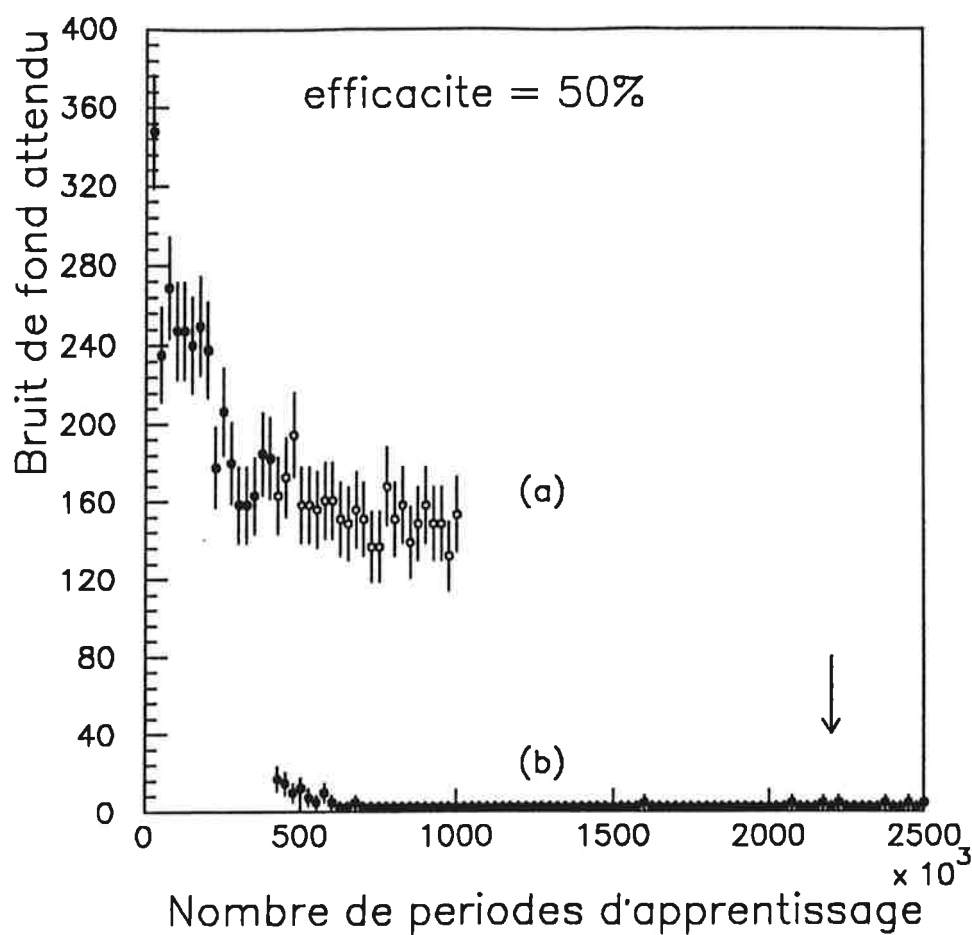


Figure VI.22: Evolution du réseau de neurones pendant l'apprentissage.

N°	Evénements	$M_{\text{vis}}(\text{GeV}/c^2)$	Origine possible	N° tableau VI.3
1	9095 1664	8.59	$\tau^+\tau^-$	5
2	11272 5614	10.22	$\tau^+\tau^-$	6
3	8985 831	11.96	$\tau^+\tau^-\gamma$	—
4	13133 7319	24.56	$\tau^+\tau^-\gamma$	—
5	7396 1520	25.22	$\tau^+\tau^-$	—
6	11316 476	38.48	2 traces mal reconstruites	10

Tableau VI.8: Les événements sélectionnés par le réseau de neurones.

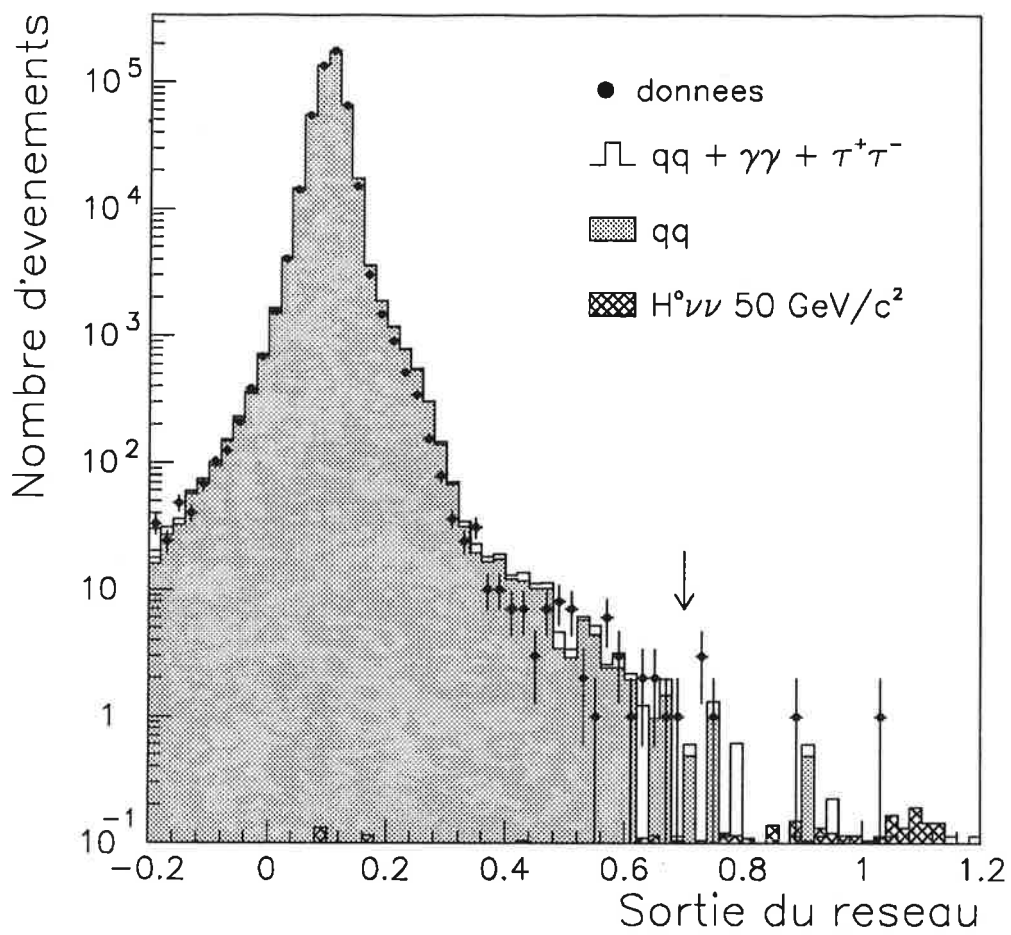


Figure VI.23: La sortie du réseau de neurones.

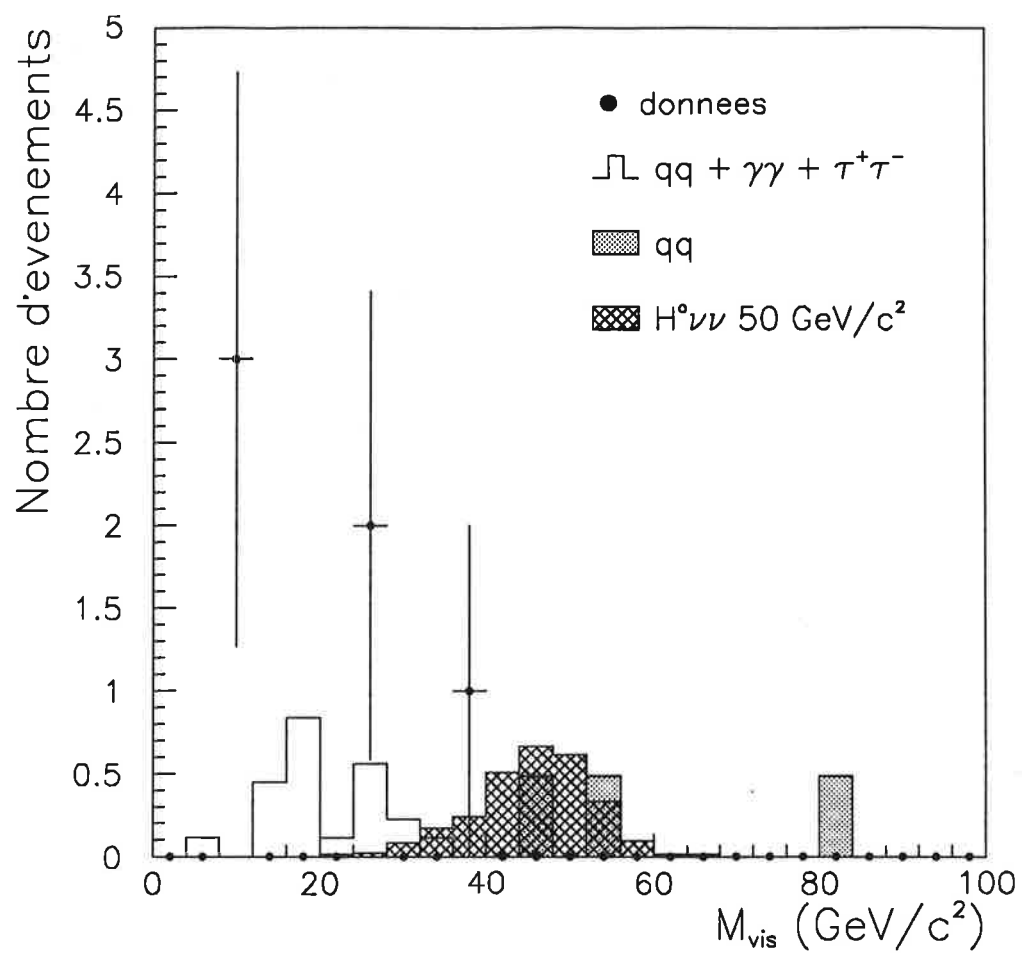


Figure VI.24: Masse des événements sélectionnés par le réseau de neurones.

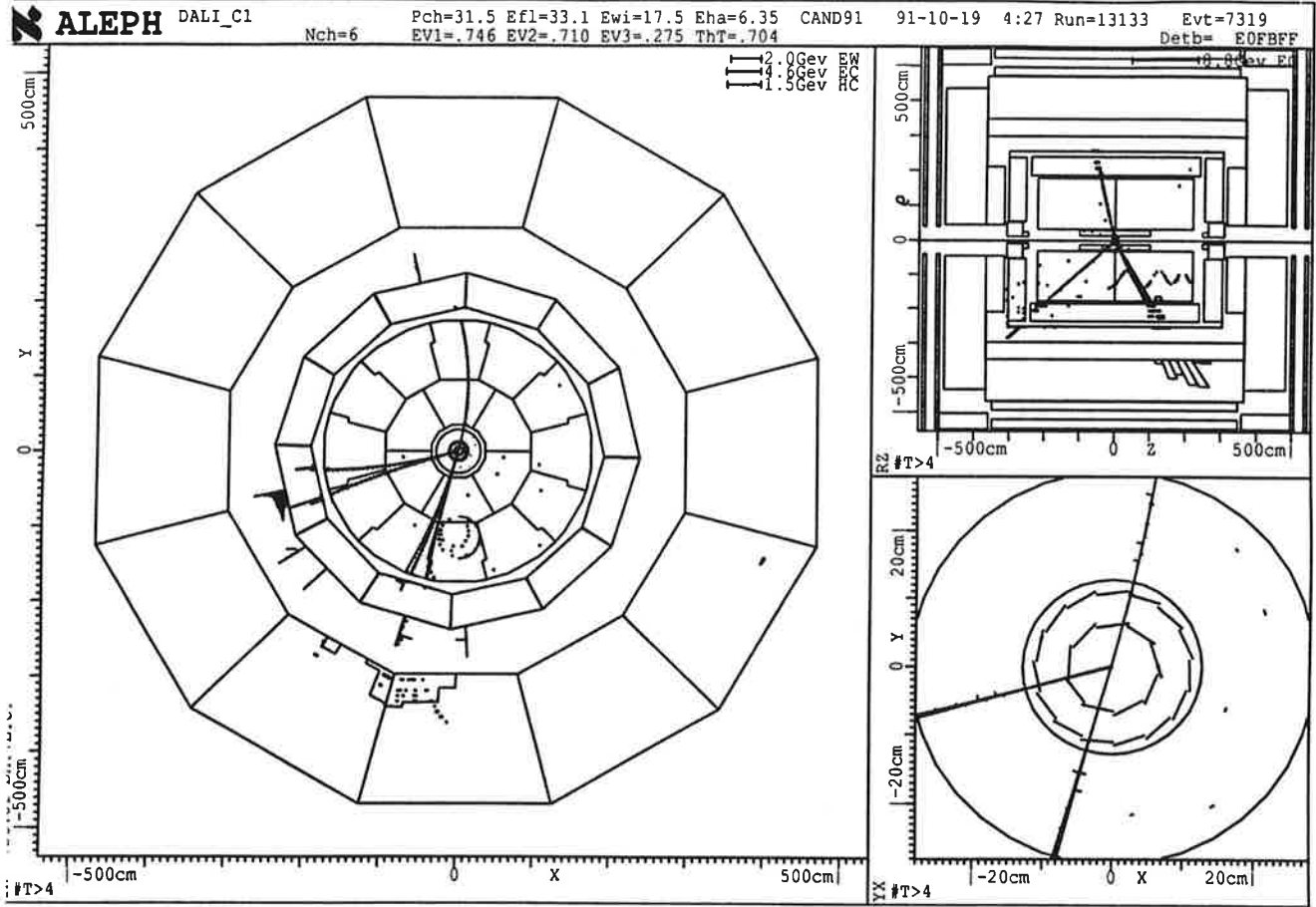


Figure VI.25: Un événement $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

Trois événements sont communs avec l'analyse par la méthode des coupures. l'événement 6 est l'événement avec les deux traces mal reconstruites (fig. VI.15). Lorsque les deux traces sont prises en compte et que la trace inventée est enlevée, la sortie du réseau de neurones pour cet événement passe de 0.89 à 0.78, et l'événement reste un candidat. Les 5 autres événements sont du type $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ et apparaissent à basse masse visible. L'événement $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, où le photon est converti en une paire e^+e^- , est représenté sur la figure VI.25.

L'efficacité de sélection des événements $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ à l'aide du réseau de neurones est représentée, en fonction de la masse du boson de Higgs, sur la figure VI.26. L'efficacité du réseau de neurones est égale à celle de la méthode des coupures entre $30 \text{ GeV}/c^2$ et $45 \text{ GeV}/c^2$. A plus basse ou à plus haute masse, l'efficacité du réseau de neurones chute rapidement, mais sa réjection du bruit de fond est supérieure à la méthode des coupures.

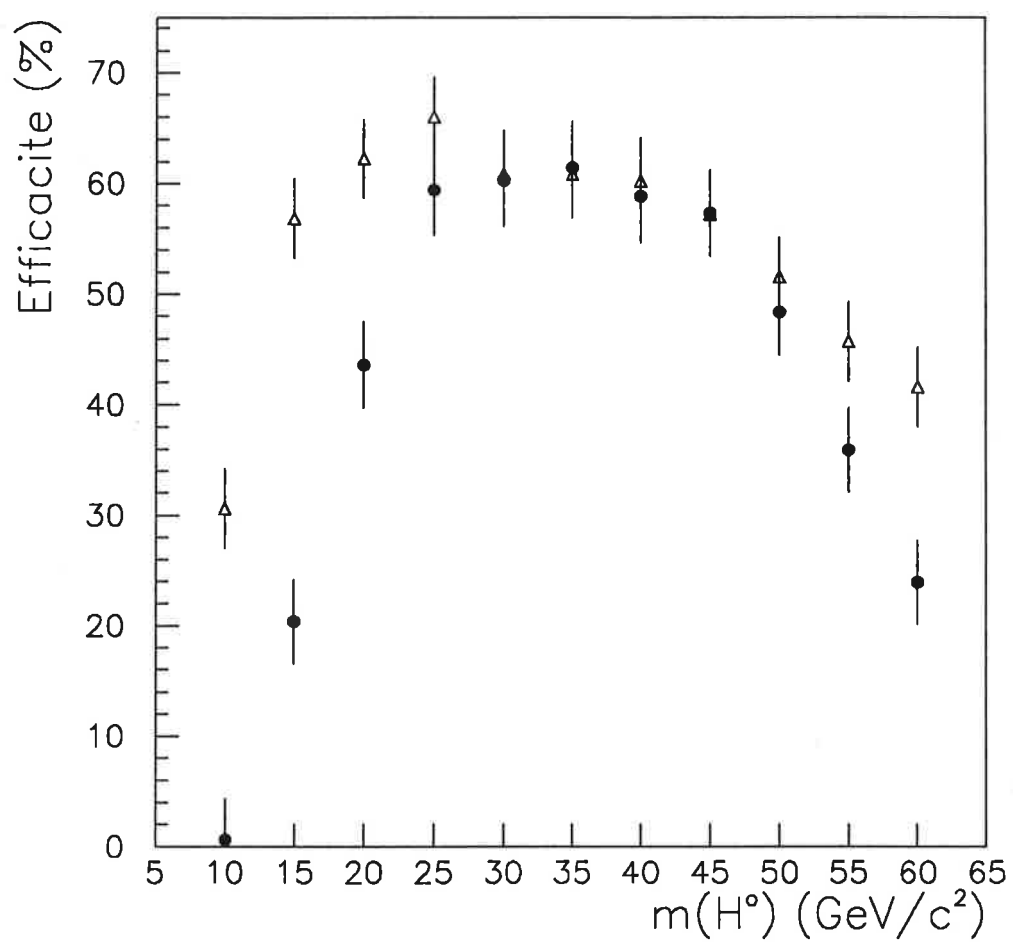


Figure VI.26: Efficacité du réseau de neurones (points) comparée à celle de la méthode des coupures (triangles).

VI.3.4 Erreurs systématiques.

Il est impossible, dans le cas du réseau de neurones, d'obtenir l'erreur systématique sur les efficacités en modifiant la coupure sur la sortie du réseau, car cette quantité n'est pas physique, et la variation de coupure qui doit être appliquée est inconnue.

L'erreur systématique a donc été obtenue en faisant varier les entrées du réseau de neurones, à nouveau de $\pm 1\%$ pour les variables angulaires et $\pm 5\%$ pour les énergies.

Les résultats se trouvent dans le tableau VI.9. L'erreur systématique sur l'efficacité vaut environ 2% (3%) pour une somme quadratique (linéaire) des erreurs individuelles, indépendamment de la masse du boson de Higgs. Cette erreur est comparable à l'erreur systématique dans la méthode des coupures. Une erreur systématique de 2.5% sera prise en compte dans l'analyse des résultats.

VI.3.5 Conclusion.

Un réseau de neurones permet de sélectionner le signal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ avec une très bonne réjection du bruit de fond. Son efficacité est inférieure à la méthode des coupures dans les domaines de masse où sa réjection du bruit de fond est supérieure. Les deux méthodes donnent donc des résultats comparables.

Le domaine de masse du boson de Higgs exclu par le réseau de neurones sera présenté au chapitre VIII.

	$H^0\nu\bar{\nu}$ 20 GeV/ c^2	$H^0\nu\bar{\nu}$ 50 GeV/ c^2
Valeurs standard	43.6 %	48.3 %
$x_{30} + 5\%$	43.6	48.3
$- 5\%$	43.6	48.5
$E_{12} + 5\%$	43.6	48.3
$- 5\%$	43.6	48.4
$\theta_{acol} + 1\%$	43.7	47.0
$- 1\%$	43.2	49.7
$\theta_{acop} + 1\%$	43.5	48.2
$- 1\%$	43.6	48.6
$ \cos\theta_m + 1\%$	43.3	48.1
$- 1\%$	43.7	48.7
$E_m + 5\%$	43.6	48.3
$- 5\%$	43.6	48.4
$\sum \theta_i + 1\%$	43.2	47.3
$- 1\%$	43.7	49.7
$P_t + 5\%$	45.0	49.1
$- 5\%$	41.7	47.9

Tableau VI.9: Variation de l'efficacité de sélection du boson de Higgs par la méthode du réseau de neurones lorsque les variables d'entrée sont modifiées.

Chapitre VII

La recherche du boson de Higgs dans les canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$.

Le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ constitue le canal le plus intéressant, du point de vue du rapport d'embranchement, pour la recherche d'un boson de Higgs de masse assez élevée (jusqu'à $m_{H^0} \simeq 50 - 55 \text{ GeV}/c^2$). Les deux canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ offrent une signature plus facile grâce à la présence des deux leptons chargés, et permettent une meilleure reconstruction de la masse du boson de Higgs. Une bonne résolution est indispensable pour mettre en évidence le boson de Higgs, ou l'exclure, lorsque le bruit de fond n'est plus négligeable.

L'identification des leptons chargés est essentielle pour la recherche du boson de Higgs dans ces deux canaux. Elle sera présentée dans la première partie de ce chapitre.

Les canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ se prêtent bien à la recherche du boson de Higgs à hautes et à basses masses, mais il est difficile d'explorer ces deux domaines à l'aide d'une seule analyse, car les désintégrations du boson de Higgs et l'énergie des leptons sont très variables. Deux analyses différentes seront donc effectuées.

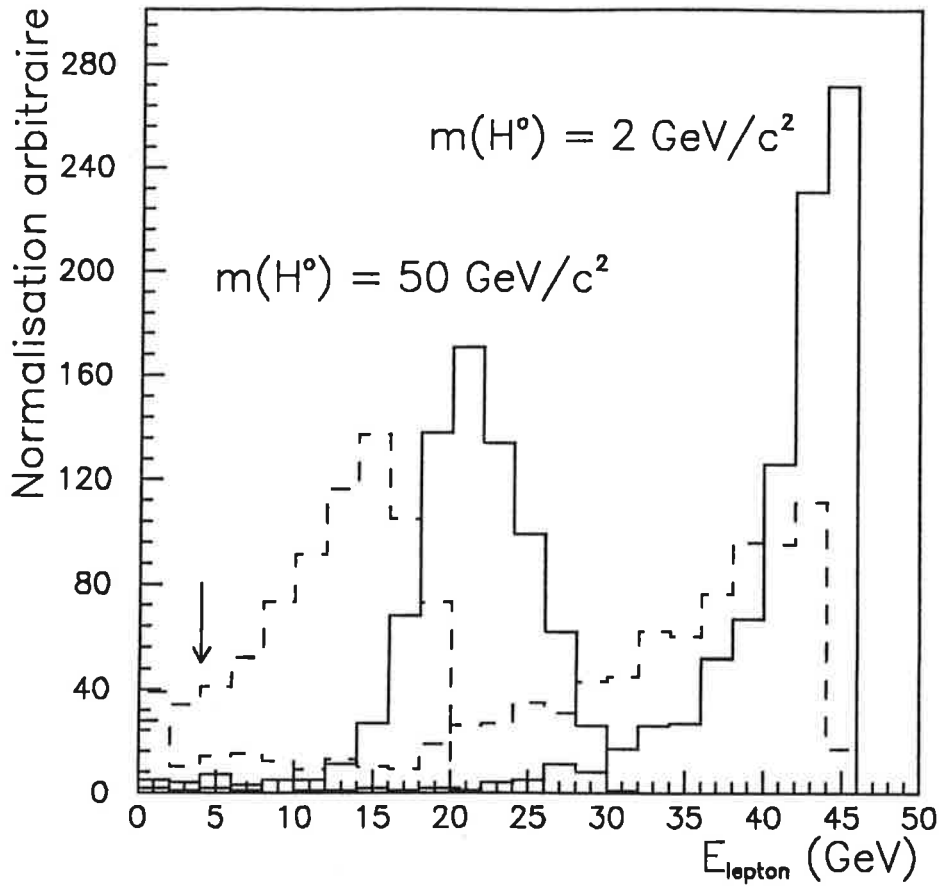


Figure VII.1: Distribution de l'énergie des leptons de désintégration du Z^* . Les distributions en traits pleins représentent le lepton le plus énergétique, celles en tirets le lepton le moins énergétique.

VII.1 L'identification des leptons.

L'identification des leptons (électrons ou muons) est destinée à caractériser les désintégrations du boson Z virtuel. La figure VII.1 montre la distribution de l'énergie de ces leptons pour des bosons de Higgs de 2 et 50 GeV/c^2 . Cette énergie est importante, et nous nous intéresserons donc à l'identification de particules de plus de 4 GeV .

Pour augmenter l'efficacité d'identification de la paire de leptons issue du boson Z^* , en conservant une bonne réjection du bruit de fond, deux critères d'identification différents seront utilisés. Un critère "dur" doit présenter une grande réjection des hadrons. Le deuxième critère ("mou") doit avoir une très grande efficacité d'identification. Nous verrons que demander que l'un des leptons issus du Z^* satisfasse le critère "dur" et que l'autre satisfasse le critère "mou" permet d'identifier

90% des Z^* , en gardant moins de 0.5% des paires de hadrons.

Les critères d'identification des électrons et des muons seront déterminés à l'aide de la simulation du détecteur, mais leurs performances seront mesurées sur les données, en utilisant les événements $(\gamma\gamma, Z^0) \rightarrow e^+e^-$, $(\gamma\gamma, Z^0) \rightarrow \mu^+\mu^-$ et les pions présents dans les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$. Dans le domaine $p \geq 4$ GeV/c, les efficacités d'identification dépendent très peu de l'impulsion de la particule et, grâce à la granularité du détecteur, de l'environnement du lepton. Les efficacités mesurées sur les données pourront donc être appliquées aux leptons de désintégration du Z^* .

VII.1.1 L'identification des électrons.

L'identification des leptons utilise les informations sur la forme de la gerbe électromagnétique mesurée par le calorimètre ECAL.

L'énergie E_4 déposée dans les quatre tours du calorimètre électromagnétique les plus proches de l'extrapolation de la trace chargée est comparée à l'impulsion p de la particule, mesurée par la TPC. La valeur moyenne du rapport $f_4 = E_4/p$, mesuré sur une simulation, vaut 0.83 pour des électrons. La dispersion de ce rapport, $\sigma(f_4)$, dépend de la résolution de la TPC et de celle du calorimètre.

La quantité

$$R_T = \frac{f_4 - \langle f_4 \rangle}{\sigma(f_4)}$$

a une distribution gaussienne centrée à 0 et de sigma 1 pour des électrons. Les hadrons, qui déposent peu d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, ont des valeurs de R_T très négatives.

La figure VII.2 montre la distribution de R_T pour des électrons et des pions, dans la simulation d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, et pour les événements $(\gamma\gamma, Z^0) \rightarrow e^+e^-$ et $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ dans les données, dont la sélection sera décrite au paragraphe VII.1.3.

La forme longitudinale de la gerbe est utilisée de la façon suivante. L'énergie $E_4^i, i = 1, 2, 3$ est l'énergie mesurée dans les quatre tours les plus proches de l'extrapolation de la trace pour chacun des trois étages du calorimètre. La quantité

$$\gamma = \frac{\sum_i E_4^i}{\sum_i E_4^i X_i}$$

est l'inverse du barycentre de l'énergie. Les X_i sont les positions théoriques du dépôt d'énergie dans chacun des étages pour un électron d'impulsion p , obtenus par une

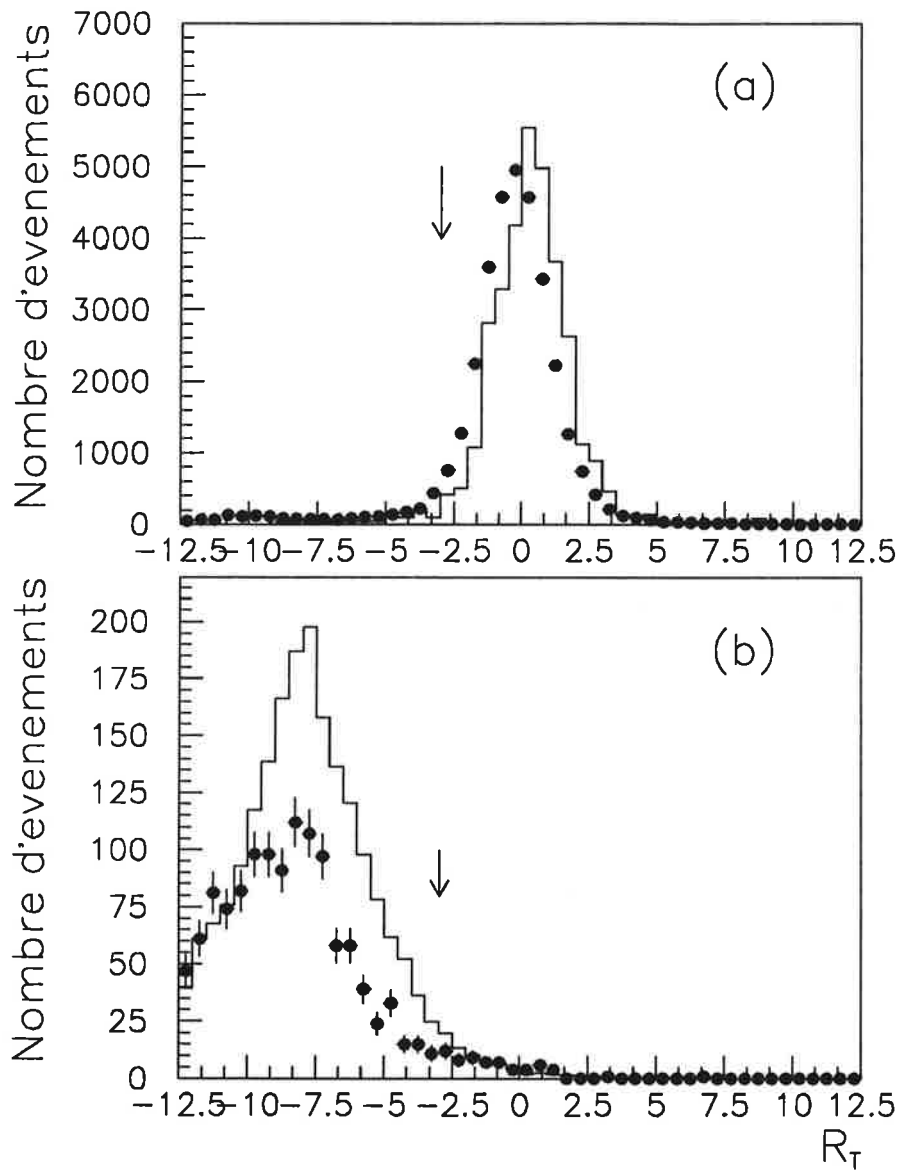


Figure VII.2: Distributions de R_T pour les électrons (a) et les pions (b).

paramétrisation de la forme longitudinale de la gerbe et des tests dans un faisceau d'électrons.

L'estimateur de la forme longitudinale de la gerbe

$$R_L = \frac{\gamma - \langle \gamma \rangle^{th}}{\sigma^{th}(\gamma)}$$

a une distribution gaussienne centrée à 0 et de sigma 1 pour des électrons. La figure VII.3 montre la distribution de R_L , après la coupure $R_T > -3$, pour la simulation et les données.

Les coupures

$$R_T > -3$$

et

$$-2.5 < R_L < 4$$

définissent le critère d'identification dur des électrons. Son efficacité, mesurée dans la simulation d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, vaut environ 93%. Le critère d'identification mou des électrons est

$$R_T > -4$$

Son efficacité vaut 96% dans la simulation.

VII.1.2 L'identification des muons.

Les critères d'identification des muons utilisent les informations du calorimètre hadronique et des chambres à muon. Les muons de plus de 4 GeV traversent entièrement le calorimètre hadronique et atteignent les chambres à muons, alors qu'une gerbe venant d'un hadron se termine en général avant la fin du calorimètre.

Le rapport entre le nombre N_{HCAL} de plans touchés dans une route autour de l'extrapolation de la trace considérée, et le nombre N_{att} de plans attendus si la trace est un muon, est représenté sur la figure VII.4, lorsque la trace n'est pas dans une zone morte de l'appareillage (c'est-à-dire si $N_{att} \geq 10$). Ce rapport peut être supérieur à 1, car, à cause de la diffusion multiple, la particule ne suit pas toujours exactement la direction attendue.

Le nombre N_{10} de plans touchés dans les 10 derniers plans attendus et le nombre N_3 de plans touchés parmi les trois derniers sont également utilisés. Leurs distributions sont montrées sur les figures VII.5 et VII.6.

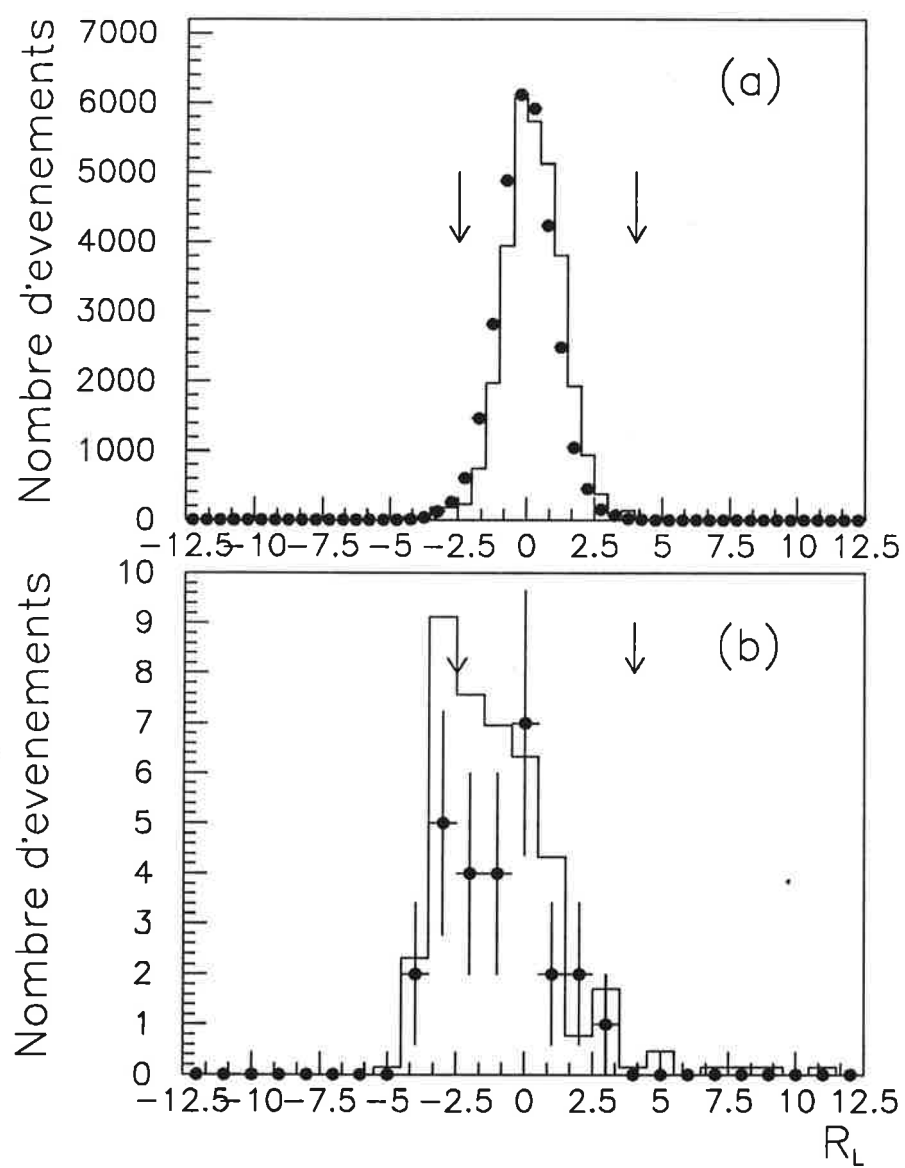


Figure VII.3: Distribution de R_L pour les électrons (a) et les pions (b).

Les pions qui traversent entièrement le calorimètre hadronique y déposent en général une énergie plus importante que les muons. La figure VII.7 montre la distribution de l'énergie E_{HCAL} déposée par des pions et des muons dans le calorimètre hadronique.

Les chambres à muons situées derrière le calorimètre donnent également un moyen puissant d'identification des muons. La figure VII.8 montre la distribution du nombre N_{mu} de coups associés à la trace dans les chambres à muons. Les chambres n'ont pas toujours été toutes présentes et/ou utilisées, et l'efficacité d'identification des muons devra donc être mesurée sur les données.

Le critère d'identification "dur" des muons est :

$$\left(\begin{array}{l} N_{att} \geq 10 \\ \text{et } N_{HCAL}/N_{att} \geq 0.4 \\ \text{et } N_{10} \geq 3 \\ \text{et } N_{03} \geq 1 \\ \text{et } E_{HCAL} \leq 10 \text{ GeV} \end{array} \right) \quad \text{ou} \quad (N_{mu} \geq 1)$$

Son efficacité mesurée sur la simulation vaut environ 91%.

Le critère d'identification "mou" est

$$\left(\begin{array}{l} N_{10} \geq 2 \\ \text{et } E_{HCAL} \leq 10 \text{ GeV} \end{array} \right) \quad \text{ou} \quad (N_{mu} \geq 1)$$

Son efficacité est de 96%.

VII.1.3 Mesure des efficacités sur les données.

Le tableau VII.1 résume les efficacités et les contaminations mesurées sur la simulation. ε_{id} est la probabilité d'identifier une paire de particules comme deux électrons (ou deux muons), l'un avec le critère "dur", l'autre avec le critère "mou". Elle vaut

$$\varepsilon_{id} = \varepsilon_{dur}^2 + 2\varepsilon_{dur}(\varepsilon_{mou} - \varepsilon_{dur})$$

Les efficacités d'identification peuvent être mesurées sur les données en utilisant les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ces événements sont sélectionnés, parmi les événements comportant 2 traces chargées, en demandant que l'angle entre les deux traces soit inférieur à 161.8° ou que la

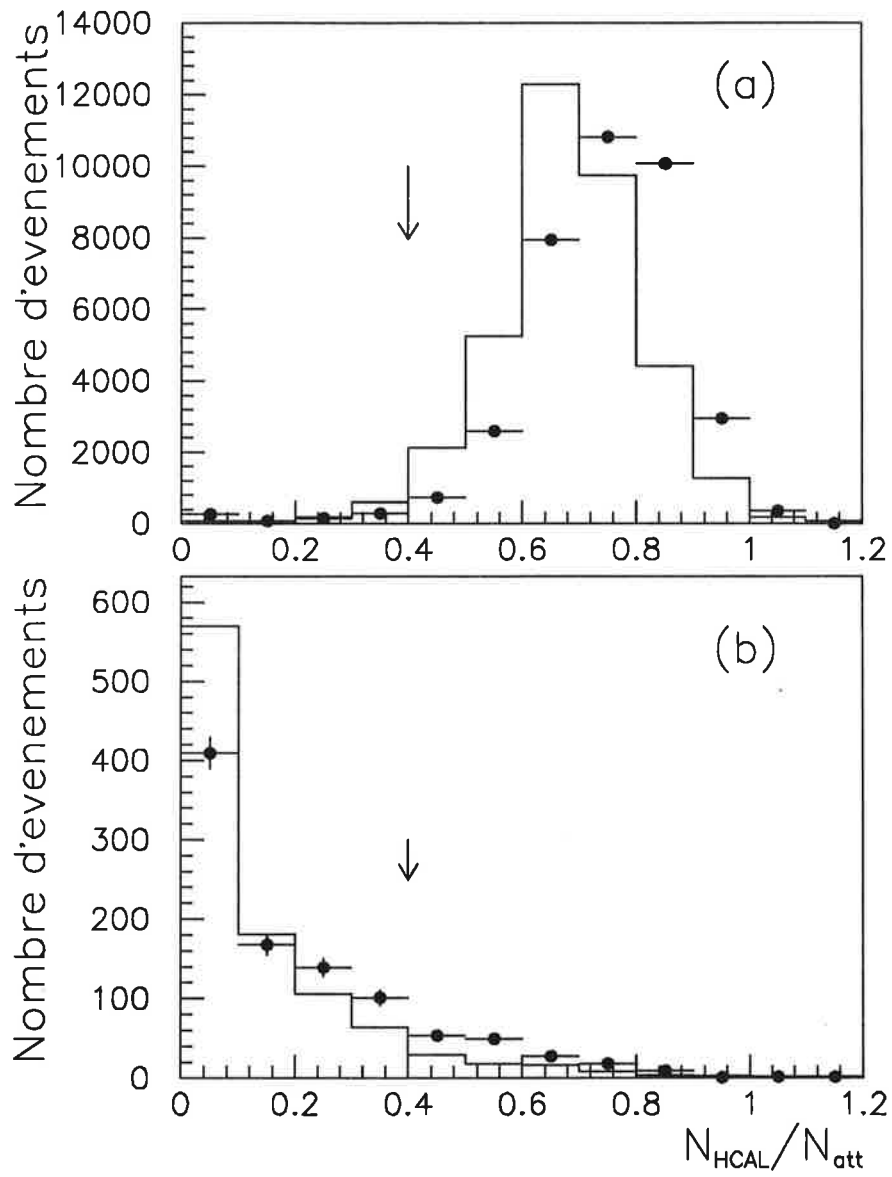


Figure VII.4: Nombre de plans du HCAL touchés / nombre attendu pour des muons (a) et des pions (b).

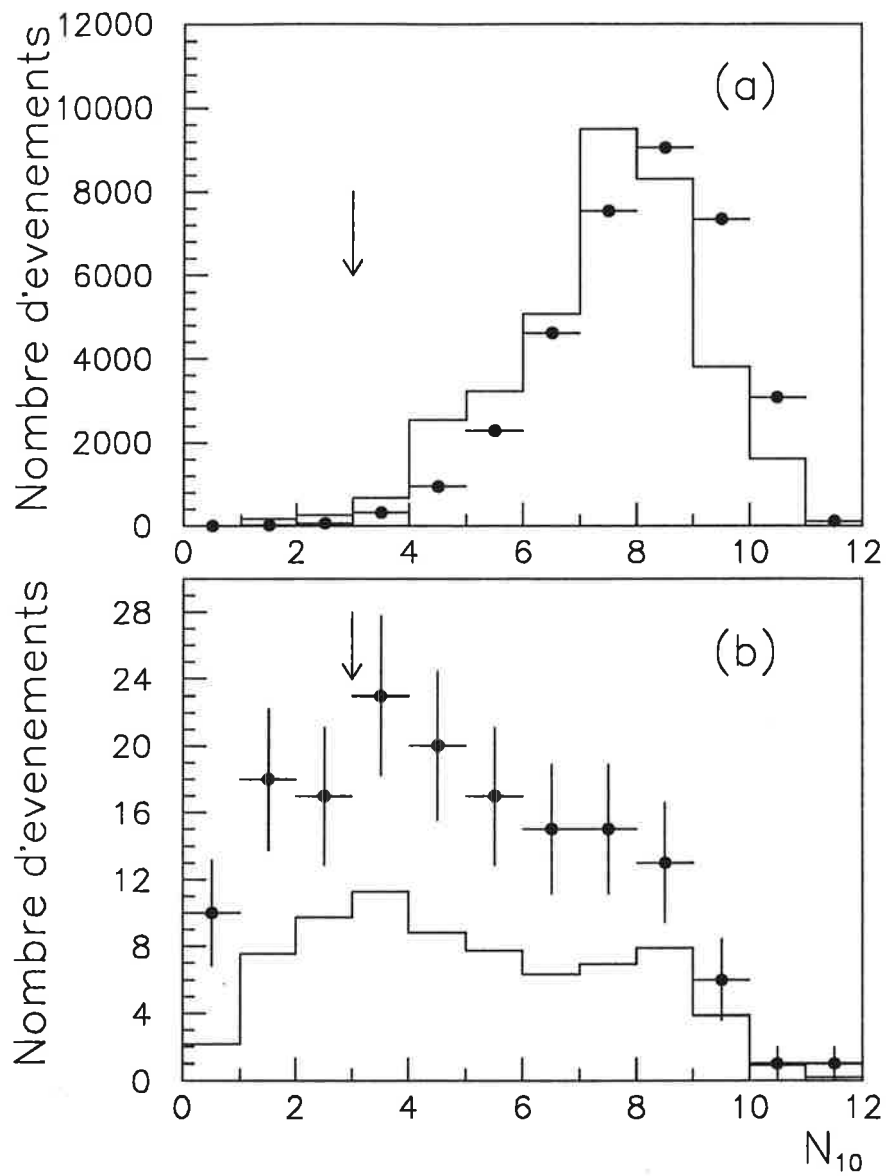


Figure VII.5: Nombre de plans du HCAL touchés parmi les 10 derniers pour des muons (a) et des pions (b).
L'excès de pion dans les données est dû au désaccord dans la queue de la distribution de N_{HCAL}/N_{att} (figure VII.4).

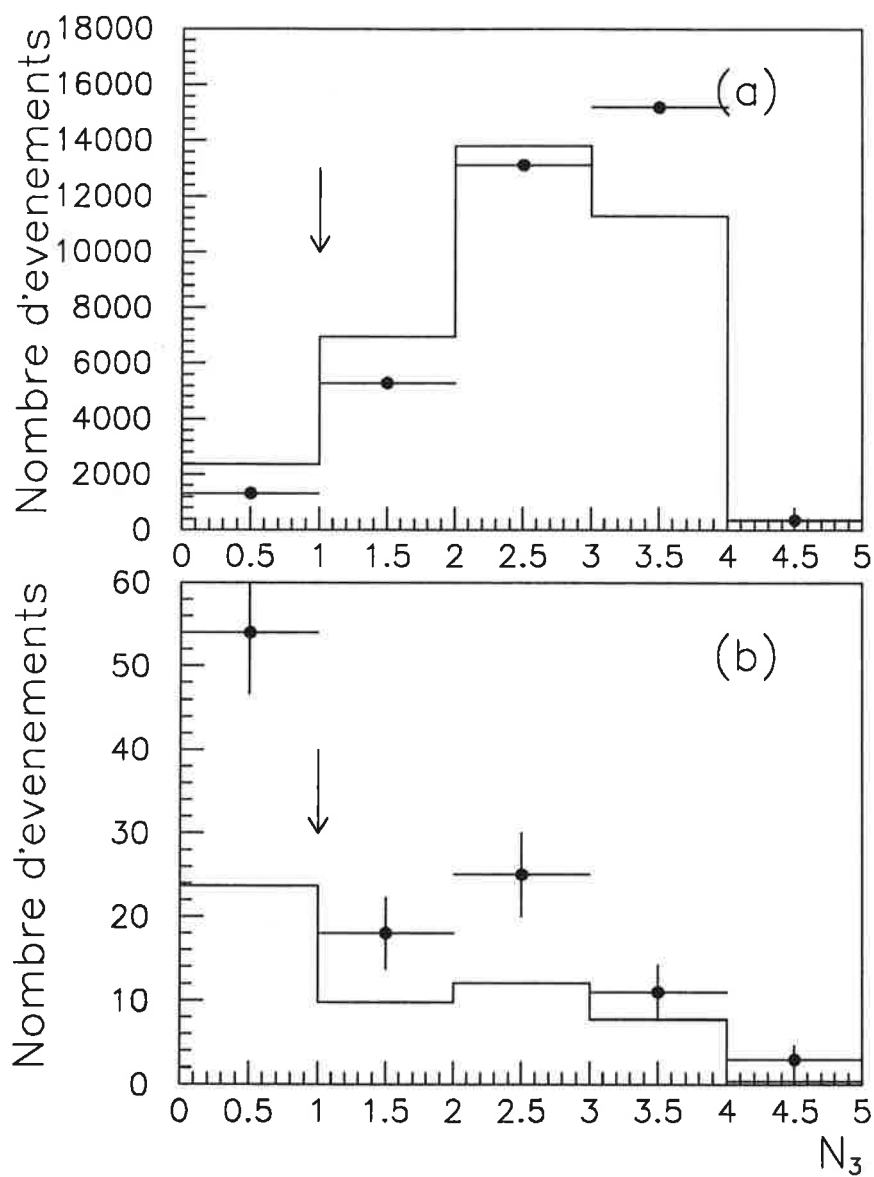


Figure VII.6: Nombre de plans du HCAL touchés parmi les 3 derniers pour des muons (a) et des pions (b).

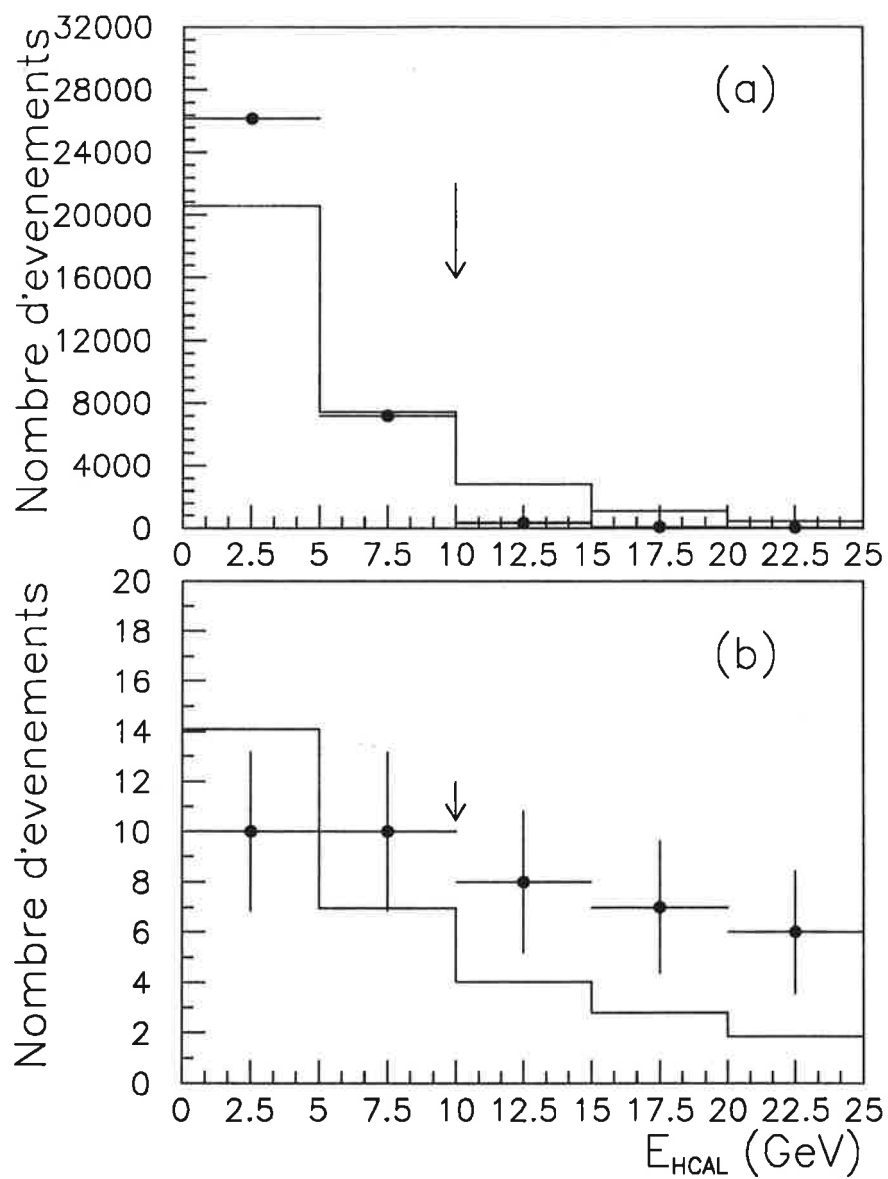


Figure VII.7: Energie déposée dans le HCAL par des muons (a) et des pions (b)

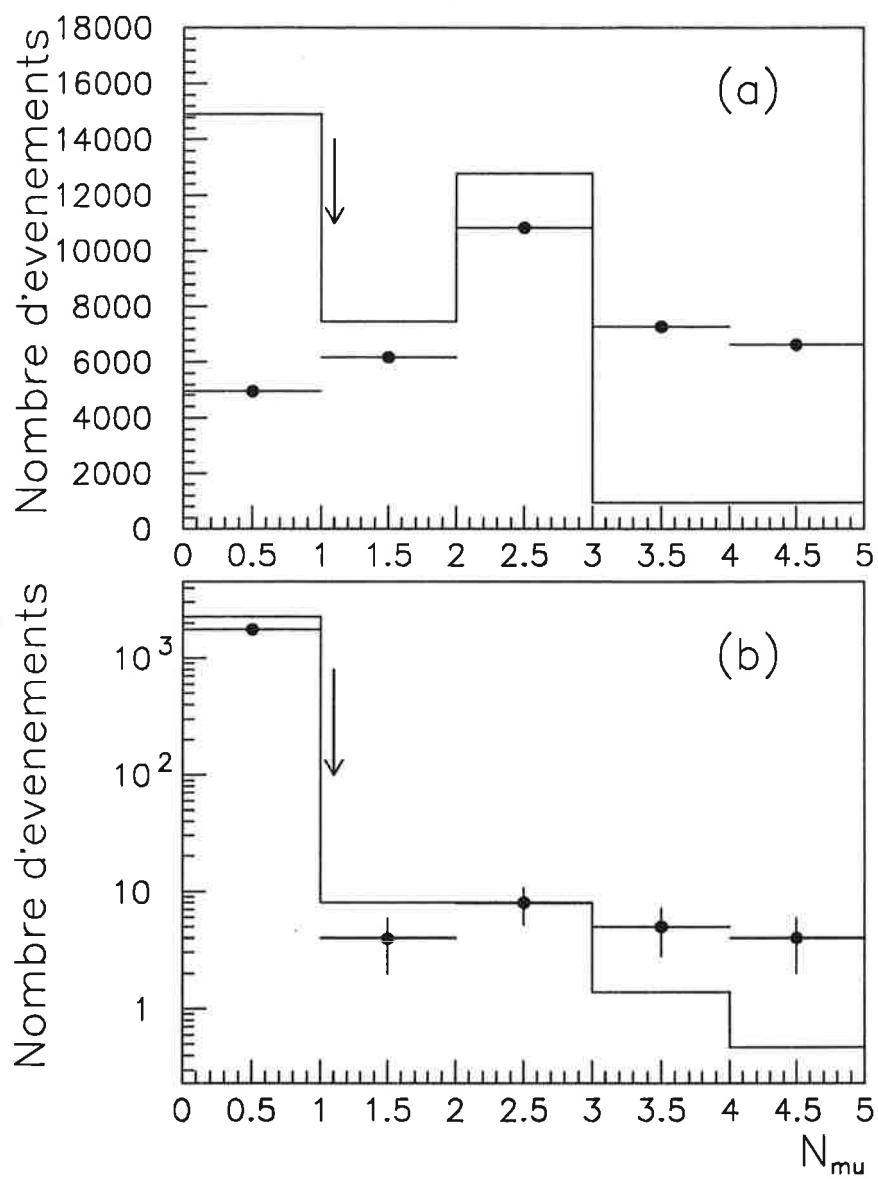


Figure VII.8: Nombre de coups dans les chambres à muons pour des muons (a) et des pions (b).

Identification des électrons			
	$\epsilon_{\text{dur}} (\%)$	$\epsilon_{\text{mou}} (\%)$	$\epsilon_{\text{id}} (\%)$
e	92.70 ± 0.66	96.74 ± 0.45	93.42 ± 1.24
π	1.80 ± 0.35	5.87 ± 0.62	0.18 ± 0.07
Identification des muons			
	ϵ_{dur}	ϵ_{mou}	ϵ_{id}
μ	91.17 ± 0.89	95.88 ± 0.62	91.70 ± 1.44
π	0.62 ± 0.21	2.21 ± 0.39	0.023 ± 0.021

Tableau VII.1: Efficacités d'identification et contaminations mesurées sur la simulation

somme des impulsions des deux traces et de l'énergie neutre électromagnétique soit supérieure à 95% de $\sqrt{s}$. Ces critères permettent de supprimer les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow 2$ traces chargées de nature quelconque.

Un événement est alors étiqueté comme $ee(\mu\mu)$ si l'une des deux traces, de plus de 2 GeV, est identifiée comme électron (muon) avec les critères durs définis ci-dessus. La deuxième particule est utilisée pour mesurer les efficacités d'identification. Les résultats sont résumés dans le tableau VII.2.

Les contaminations peuvent être mesurées sur les données en utilisant les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$. Les événements avec 4 traces chargées sont divisés en deux hémisphères en utilisant l'axe de poussée de l'événement, qui est l'axe qui maximise la somme des impulsions longitudinales des traces chargées par rapport à cet axe. L'événement est conservé s'il comporte 3 traces dans un hémisphère et 1 trace dans l'autre. Les trois traces du premier hémisphère doivent avoir plus de 2 GeV. Pour éliminer les contaminations $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma \rightarrow e^+(e^-e^+e^-)$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma \rightarrow \mu^+(\mu^-e^+e^-)$, $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow (e, \mu \text{ ou } \pi)(\pi^-\pi^0) \rightarrow (e, \mu \text{ ou } \pi)(\pi^-\gamma e^+e^-)$, deux des trois traces sont prises au hasard, et aucune d'elles ne doit être identifiée comme électron. La troisième trace est alors utilisée pour mesurer les contaminations. Les résultats sont résumés dans le tableau VII.3

La contamination à l'identification des électrons est plus faible que dans la simulation, mais la contamination à l'identification des muons est plus importante. On peut donc s'attendre à un excès relatif d'événements de type $\mu^+\mu^-q\bar{q}$ dans les

	n_e	ϵ_{dur}^e	ϵ_{mou}^e	ϵ_{id}^e
1989	1971	87.32 ± 0.75	91.27 ± 0.64	
1990	11927	88.70 ± 0.29	92.36 ± 0.24	
1991	20240	88.80 ± 0.22	92.31 ± 0.19	
Total	34138	88.68 ± 0.17	92.27 ± 0.14	85.00 ± 0.66
	n_μ	$\epsilon_{\text{dur}}^\mu$	$\epsilon_{\text{mou}}^\mu$	ϵ_{id}^μ
1989	1425	87.44 ± 0.88	94.81 ± 0.59	
1990	11966	95.11 ± 0.20	97.39 ± 0.15	
1991	24483	97.52 ± 0.10	98.39 ± 0.08	
Total	37874	96.38 ± 0.10	97.94 ± 0.07	95.90 ± 0.51

Tableau VII.2: Efficacités (en %) d'identification mesurées sur les données

n_π	ϵ_{dur}^e	ϵ_{mou}^e	$\epsilon_{\text{dur}}^\mu$	$\epsilon_{\text{dur}}^\mu$
1797	$(1.11 \pm 0.25)\%$	$(4.79 \pm 0.50)\%$	$(2.17 \pm 0.34)\%$	$(4.90 \pm 0.51) \%$

Tableau VII.3: Contaminations des critères d'identification des leptons mesurées sur les données.

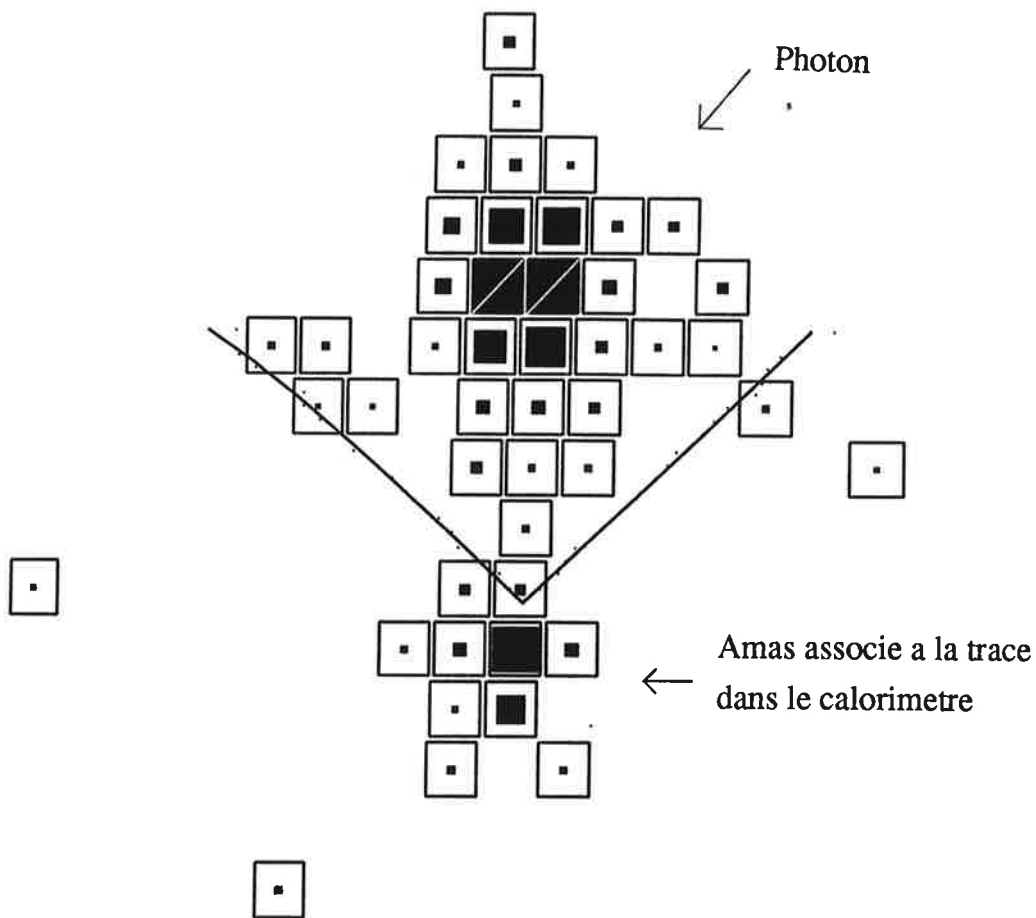


Figure VII.9: Un exemple de photon rayonné par un électron. Le "V" représente l'endroit où pointe la trace chargée dans le calorimètre.

données par rapport à la simulation.

VII.1.4 Energie corrigée des électrons.

Pour les électrons, qui émettent des photons par rayonnement de freinage, l'impulsion mesurée par la chambre à projection temporelle n'est pas la meilleure mesure de l'impulsion de l'électron. En effet, un ou plusieurs photons peuvent être émis dans les murs entre le tube à vide et le VDET, le VDET et l'ITC ou entre l'ITC et la TPC.

L'énergie des particules neutres électromagnétiques qui se trouvent à moins de 2° en θ de la trace chargée, et dans le domaine $[+2^\circ \times \text{charge}, -10^\circ \times \text{charge}]$ en φ , est ajoutée à l'impulsion de la trace pour définir l'énergie de l'électron.

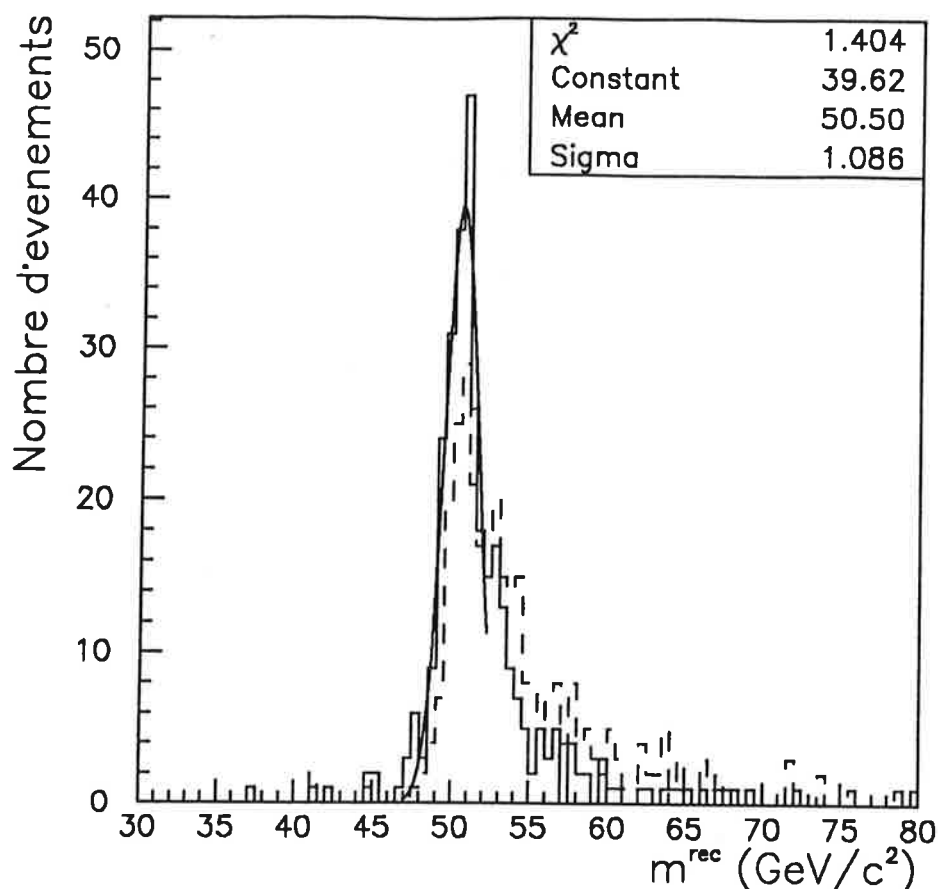


Figure VII.10: Résolution sur la masse d'un boson de Higgs de $50 \text{ GeV}/c^2$ dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$.

La distribution en trait plein est la distribution après correction de l'énergie des électrons, la distribution en pointillés est sans cette correction.

La queue à haute masse est due à des événements avec un photon dans l'état initial.

La figure VII.10 montre l'amélioration sur la résolution sur la masse du boson de Higgs obtenue dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ lorsque les photons de rayonnement sont pris en compte. La masse du boson de Higgs est la masse de recul à la paire de leptons. Dans la suite, l'énergie des électrons sera toujours corrigée de cette façon.

VII.2 La recherche du boson de Higgs à haute masse.

A haute masse ($m_{H^0} > 20 \text{ GeV}/c^2$), la signature du boson de Higgs dans l'un des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ ou $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ est, dans 94% des cas, un événement hadronique plus deux leptons. Ces désintégrations seront donc recherchées parmi

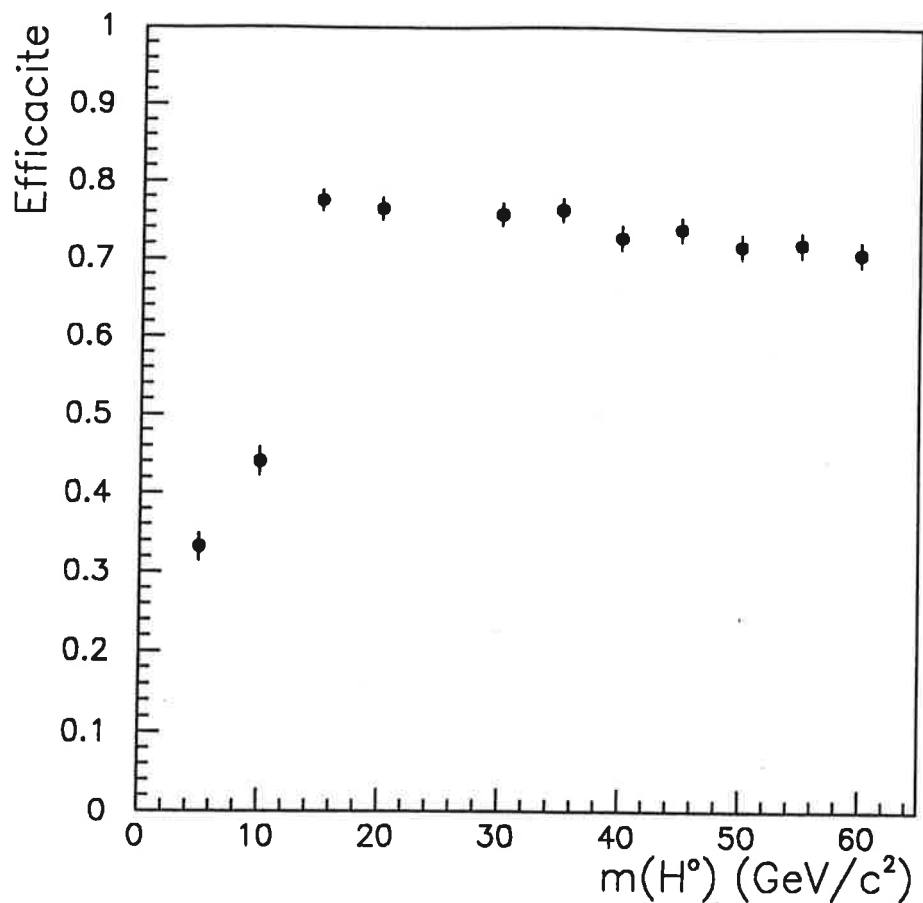


Figure VII.11: Efficacité de sélection des paires de leptons venant du Z^* .

les événements qui comptent au moins 7 bonnes traces chargées et dans lesquels se trouve au moins une paire de traces telles que:

- Les deux traces ont des énergies supérieures à 4 GeV.
- Les deux traces sont de charges opposées.
- Les deux traces sont des leptons du même type (électrons ou muons), l'une étant identifiée de façon "dure", l'autre de façon "molle".

Dans les données, 18 632 paires sont sélectionnées de cette façon. La figure VII.11 montre l'efficacité de sélection des paires du Z^* par ces coupures, en fonction de la masse du boson de Higgs. L'efficacité chute en-dessous de $m_{H^0} = 15 \text{ GeV/c}^2$ car le nombre de traces chargées dans l'événement diminue.

VII.2.1 Analyse par la méthode des coupures.

Le tableau VII.4 montre l'origine du bruit de fond dans la simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Les électrons proviennent essentiellement des désintégrations de π^0 , mais également de conversions de photons (qui ne proviennent pas de π^0) ou de désintégrations semi-leptoniques de quarks b. Plus de 50% des muons de plus de 4 GeV proviennent des désintégrations de quarks b. Des coupures permettent de supprimer ce bruit de fond.

	b	c	K	$\pi^\pm$	γ	π^0	autres
électrons (%)	18.3	7.0	0.25	< 0.05	29.7	44.5	0.31
muons (%)	54.2	19.3	11.9	14.1	< 0.05	< 0.05	0.39

Tableau VII.4: Origine des leptons de plus de 4 GeV dans les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Dans la réaction $Z^0 \rightarrow H^0 Z^*$, la masse du boson Z virtuel est piquée à haute valeur, et son impulsion est importante. Son énergie, qui est la somme des énergies des deux leptons de la paire, est représentée sur la figure VII.12. Une paire de leptons de bruit de fond a une énergie beaucoup plus faible, et la coupure:

$$E_1 + E_2 > 25 \text{ GeV}$$

est appliquée.

Le bruit de fond restant est essentiellement dû à des événements $Z^0 \rightarrow 2 \text{ jets}$, avec 2 leptons dans les jets hadroniques. Ce bruit de fond peut être supprimé en utilisant l'axe de poussée de l'événement. Les impulsions transverses des deux leptons de la paire par rapport à cet axe sont calculées. La distribution de la plus petite de ces deux impulsions, P_{T2} , et leur somme $P_{T1} + P_{T2}$ sont représentées sur les figures VII.13 et VII.14. Dans le signal, les désintégrations du Z^* sont indépendantes du système hadronique, et les impulsions transverses des leptons sont importantes. Les deux coupures:

$$\begin{aligned} P_{T2} &> 1 \text{ GeV}/c \\ \text{et } P_{T1} + P_{T2} &> 8 \text{ GeV}/c \end{aligned}$$

sont appliquées.

Ces coupures permettent de réduire le bruit de fond dû aux événements à deux jets, mais les événements à plus de 2 jets peuvent survivre. Dans ce cas, les leptons

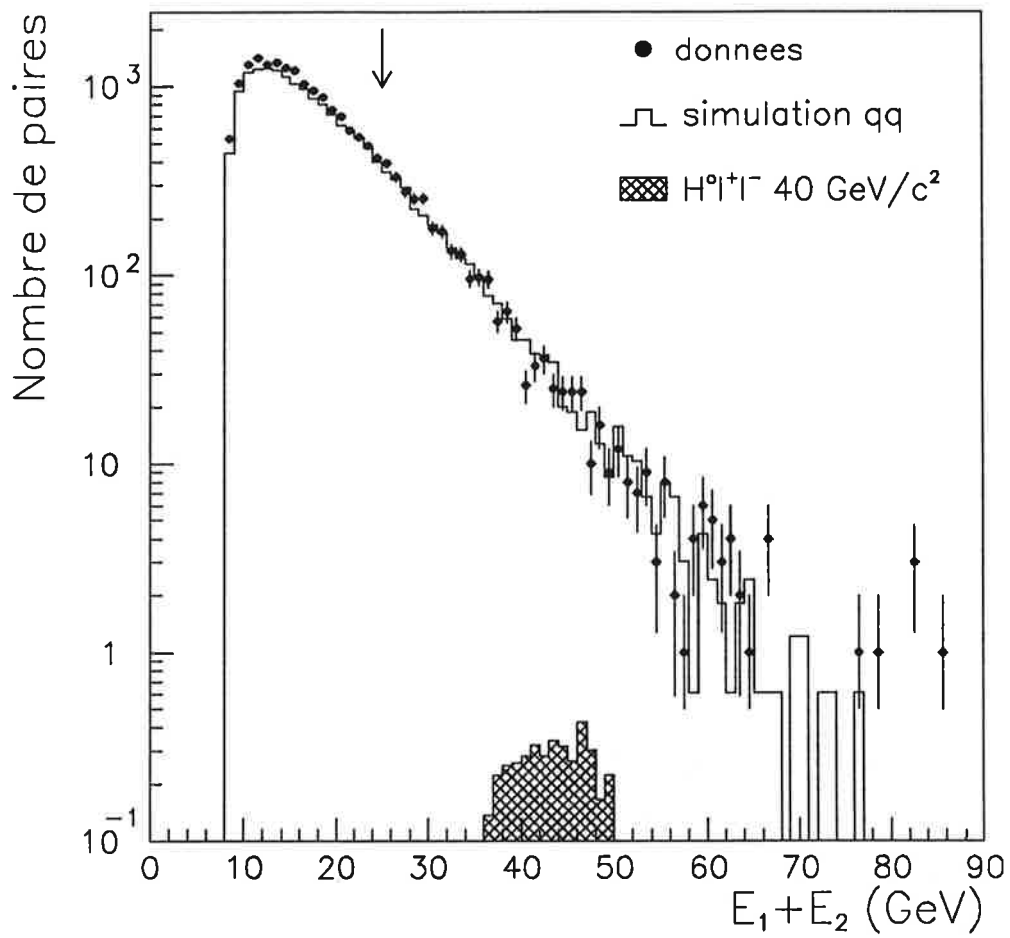


Figure VII.12: Somme des énergies des deux leptons.

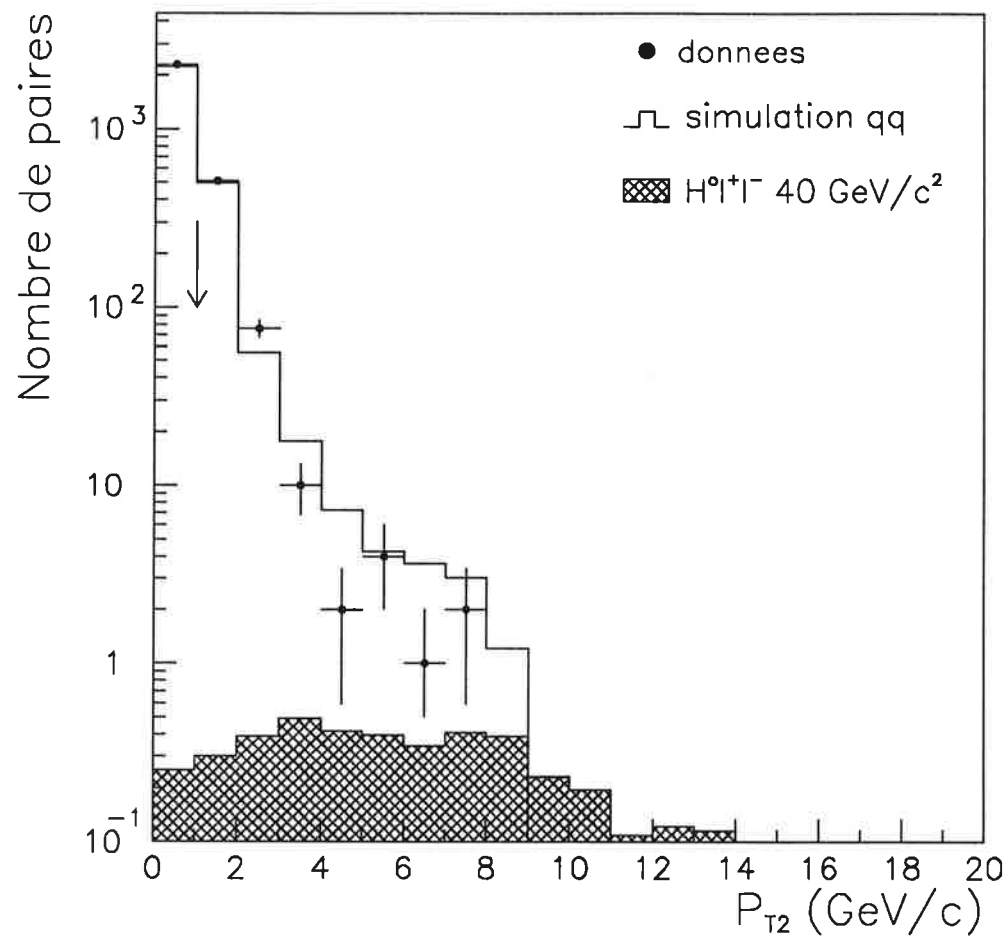


Figure VII.13: Plus petite des impulsions transverses des deux leptons par rapport à l'axe de poussée de l'événement.

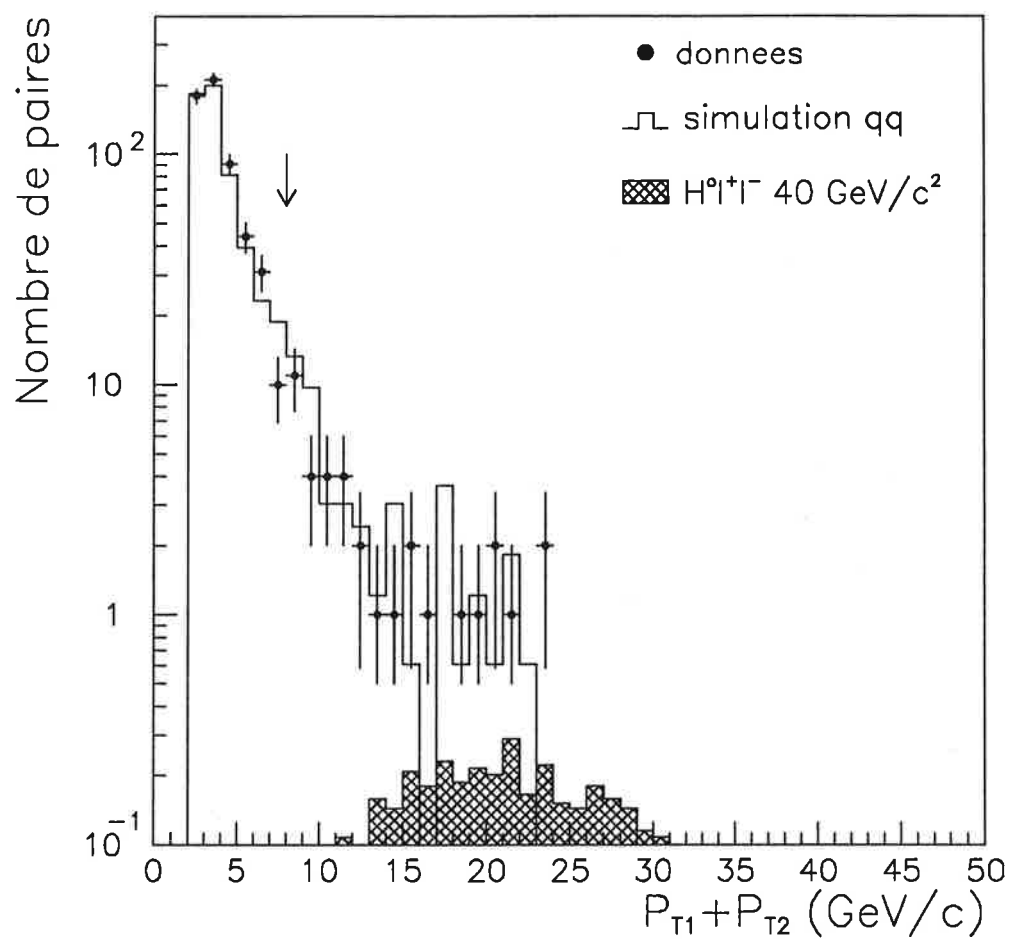


Figure VII.14: Somme des impulsions transverses des deux leptons par rapport à l'axe de poussée de l'événement.

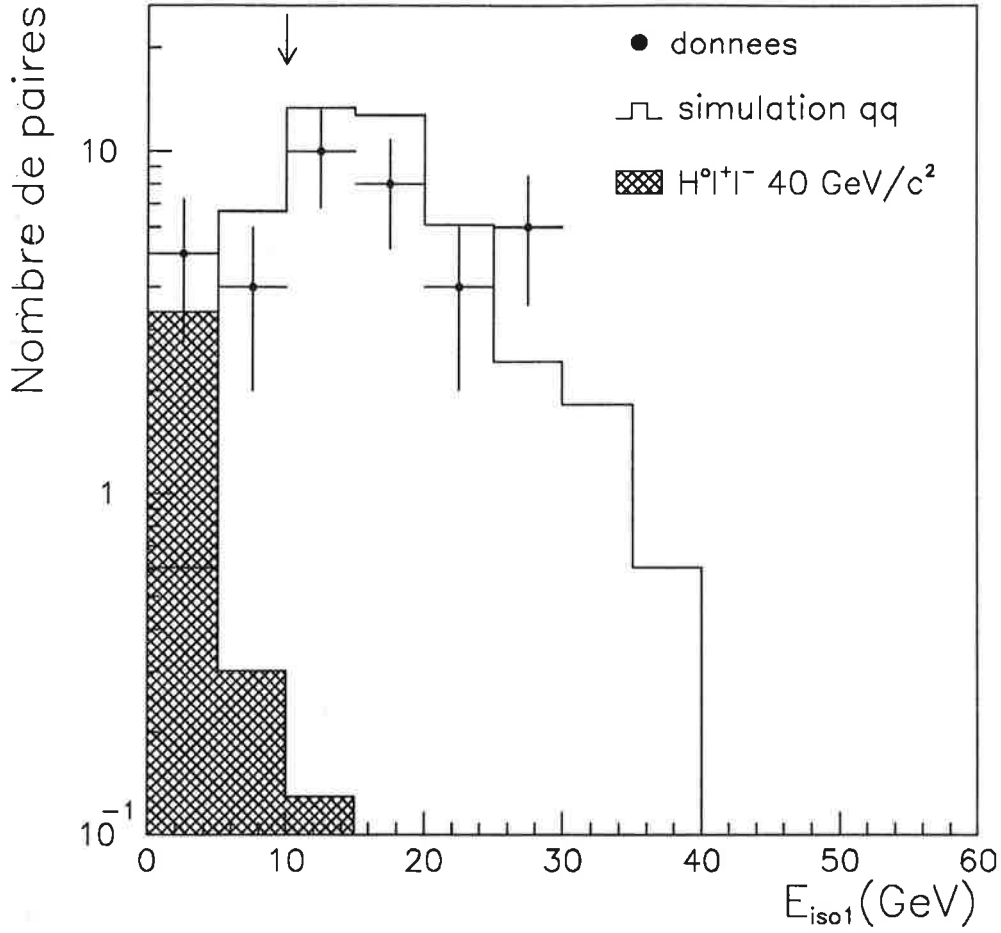


Figure VII.15: Energie dans un cone de 18.2° autour du lepton le moins isolé.

du bruit de fond sont dans l'un des jets. Pour chacun des deux leptons, l'énergie totale dans un cône de demi-angle $\alpha = 18.2^\circ$ ($\cos \alpha = 0.95$) est calculée. Si le lepton est un électron, les photons qui ont éventuellement servi à corriger son énergie ne sont pas comptés. Le lepton le moins isolé est celui pour lequel l'énergie E_{iso1} dans le cone est la plus importante. E_{iso2} est l'énergie autour de l'autre lepton. Les coupures (figures VII.15 et VII.16):

$$E_{iso1} < 10 \text{ GeV}$$

et

$$E_{iso2} < 1 \text{ GeV}$$

sont appliquées.

Le tableau VII.5 montre l'évolution du nombre de paires après chaque coupure dans les données et le nombre attendu dans la simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

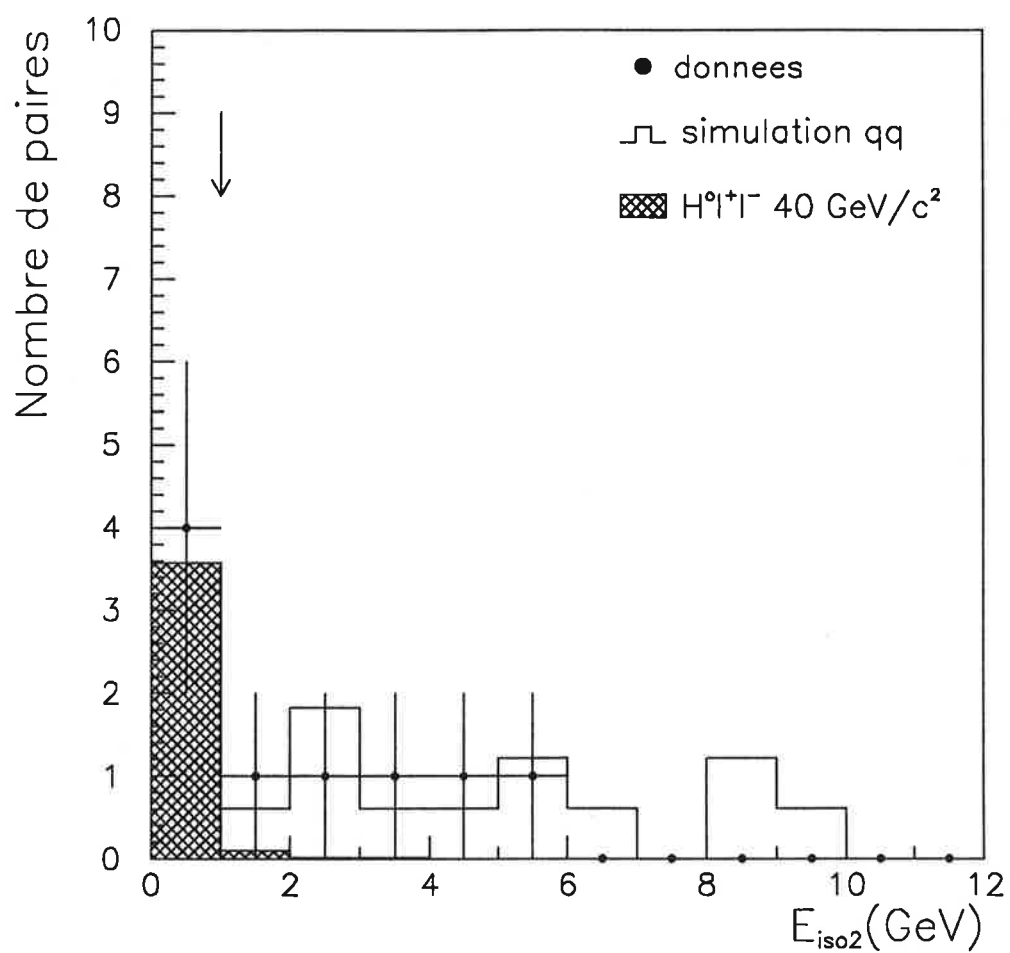


Figure VII.16: Energie dans un cone de 18.2° autour du lepton le plus isolé.

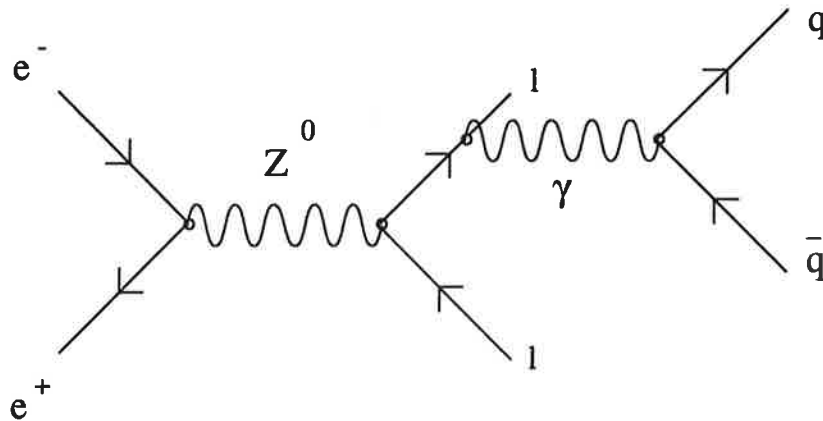
	Données	Simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	Simulation $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$, 50 GeV/c ² (%)
Présélection	18632	17197 ± 102	73.8 ± 1.6
$E_1 + E_2 > 25$ GeV	2894	2815 ± 41	72.8
$P_{T2} > 1$ GeV/c	605	591 ± 19	71.6
$P_{T1} + P_{T2} > 8$ GeV/c	37	45 ± 5.2	70.1
$E_{iso1} < 10$ GeV	9	7.3 ± 2.1	66.8
$E_{iso2} < 1$ GeV	4	0	64.8

Tableau VII.5: Evolution du nombre de leptons après chaque coupure.

La figure VII.17 montre la distribution de la masse des événements après toutes les coupures. La masse utilisée est la masse de recul à la paire de leptons, qui est mesurée de façon plus précise que la masse du système hadronique:

$$RM_{12}^2 = (\sqrt{s} - E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$$

Le tableau VII.6 résume les caractéristiques des événements observés. Les deux événements à basse masse sont compatibles avec des événements du type $Z^0 \rightarrow e^+ e^- q\bar{q}$ produits par le diagramme:



L'un de ces événements est représenté sur la figure VII.18.

Le générateur d'événements à 4 fermions décrit dans [62] a été utilisé pour estimer le nombre d'événements de ce type attendus. Les événements sont engendrés en

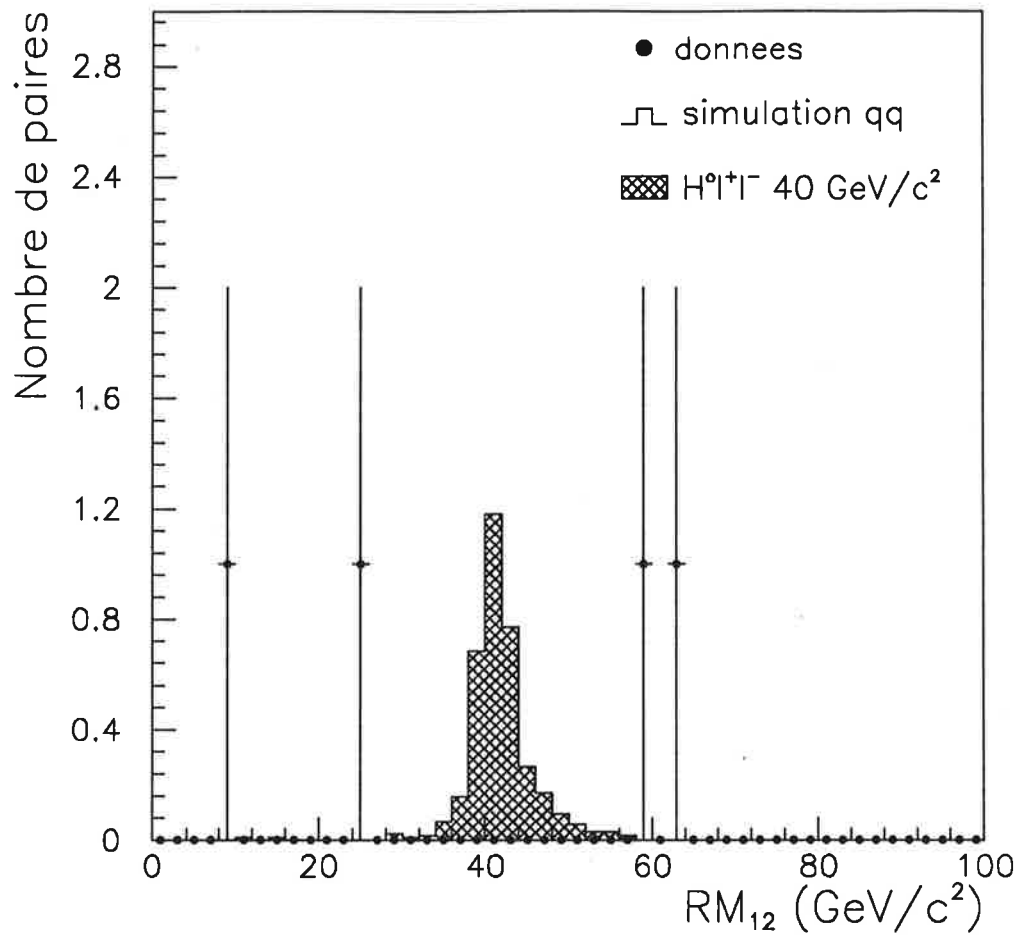


Figure VII.17: Distribution de la masse des candidats $H^0 e^+ e^-$ et $H^0 \mu^+ \mu^-$ sélectionnés par la méthode des coupures.

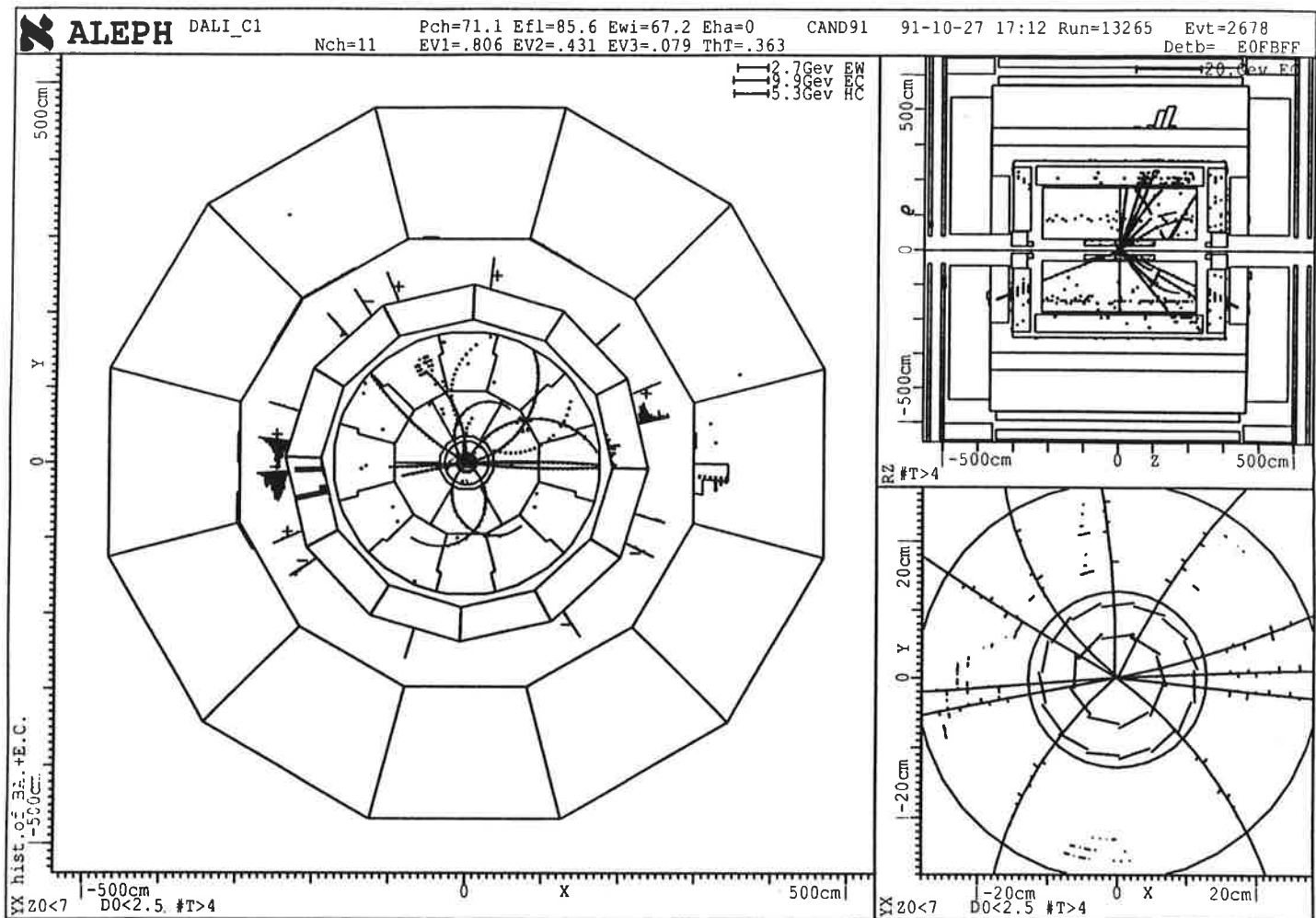


Figure VII.18: Un événement $Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ sélectionné dans les données.

N°	événement	RM_{12} (GeV/c ²)	Type de la paire	Origine possible
1	11972 5129	8.1	ee	$Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$
2	13265 2678	25.0	ee	$Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$
3	12575 4478	59.9	ee	$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$
4	11299 3271	62.6	$\mu\mu$	$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$

Tableau VII.6: Caractéristiques des événements sélectionnés par la méthode des coupures.

demandant que les 4 fermions aient un angle polaire compris entre 15 et 165° et que les masses invariantes m_{ee} ($m_{\mu\mu}$) et $m_{q\bar{q}}$ soient supérieures à 1 GeV/c² si $q = u, d, s$, supérieures à 4 GeV/c² si $q = c$ et supérieures à 9 GeV/c² si $q = b$. Ces conditions ne modifient pas l'acceptance des coupures de sélection du boson de Higgs. La section efficace est alors:

$$\sigma(e^+e^-q\bar{q}) = \sigma(\mu^+\mu^-q\bar{q}) = 1.25 \text{ pb}$$

et 2.1 ± 0.3 événements sont attendus après toutes coupures. La figure VII.19 montre la distribution de masse des événements attendus, normalisée aux données.

L'efficacité de sélection des événements $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$ est représentée sur la figure VII.20. La perte d'efficacité pour $m_{H^0} < 30$ GeV/c² est due au fait que l'énergie des leptons est importante à basse masse, et donc l'axe de poussée de l'événement est près de l'un d'eux. Les efficacités représentées sur la figure VII.20 sont les efficacités obtenues par les simulations d'événements $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$, diminuées de 2.2% pour prendre en compte les différences d'efficacité d'identification des leptons entre les données et les simulations. Les barres d'erreur sont la somme quadratique de l'erreur due à la statistique de la simulation et de l'erreur systématique.

Les erreurs systématiques sur l'efficacité ont été estimées, comme pour l'analyse du canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ en faisant varier les coupures (tableau VII.7). Une erreur systématique de 1%, indépendante de la masse du boson de Higgs, sera utilisée dans l'analyse des résultats.

Une comparaison de la résolution sur la masse de la paire de leptons entre les données et la simulation peut être effectuée en utilisant les paires de leptons provenant des désintégrations $Z^0 \rightarrow X\psi \rightarrow Xe^+e^-$, $X\mu^+\mu^-$. Ces paires sont sélectionnées par les critères:

- Deux traces de charges opposées et d'impulsions supérieures à 4 GeV/c.

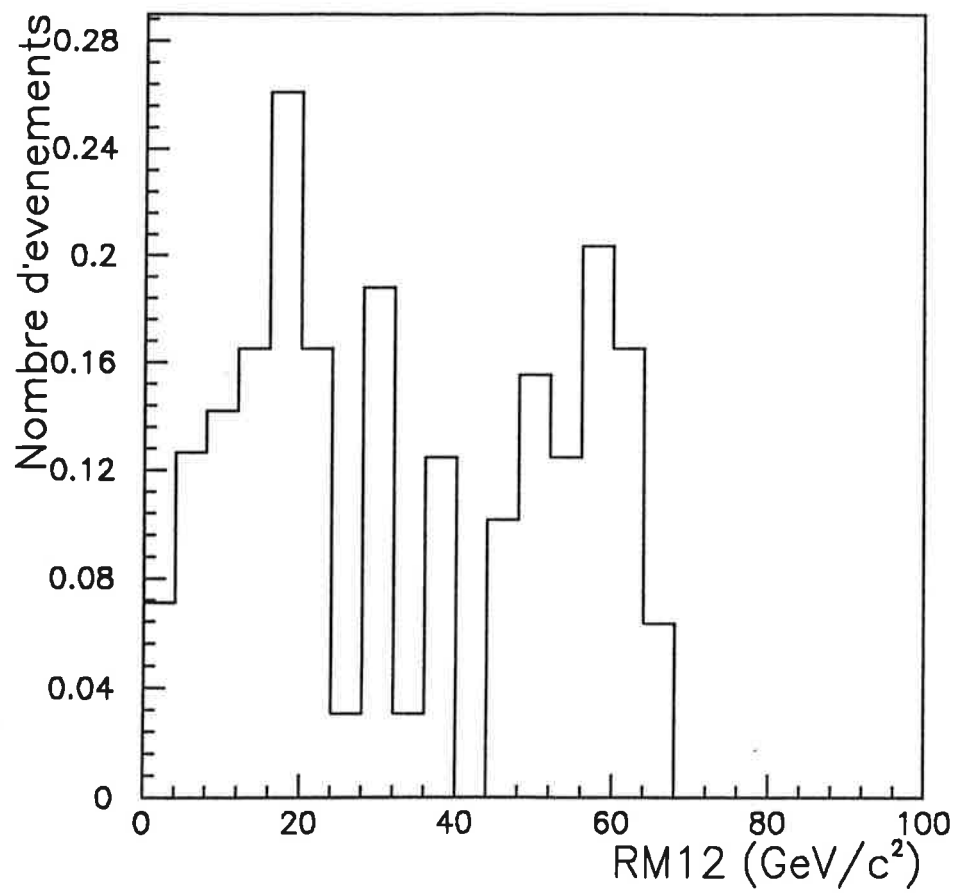


Figure VII.19: Distribution de masse des événements $l^+l^-q\bar{q}$ sélectionnés par la méthode des coupures.

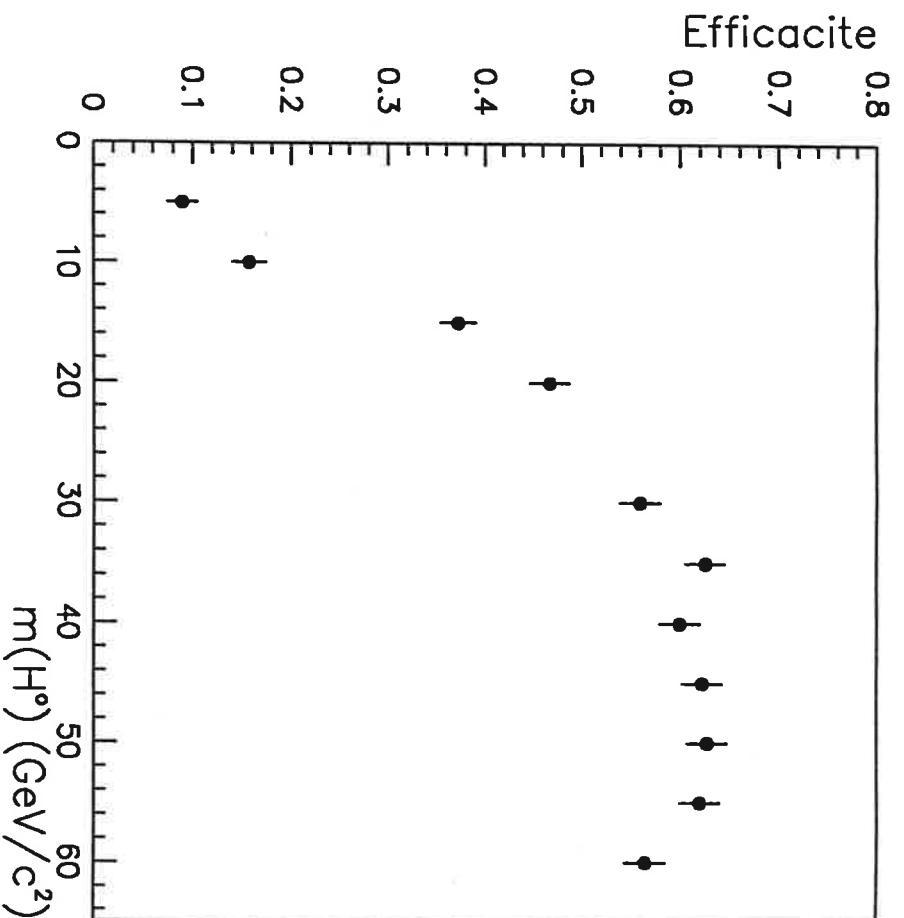


Figure VII.20: Efficacité de sélection du boson de Higgs dans les canaux $H^0 e^+ e^-$ et $H^0 \mu^+ \mu^-$ par la méthode des coupures.

	$m_{H^0} = 40 \text{ GeV}/c^2$	$m_{H^0} = 40 \text{ GeV}/c^2$
Coupures du texte	$\epsilon = 62.1\%$	64.9
$E_1 + E_2 > 26.25 \text{ GeV}$	62.1	64.6
$P_{T2} > 1.05 \text{ GeV}/c$	61.8	64.9
$P_{T1} + P_{T2} > 8.4 \text{ GeV}/c$	62.0	64.8
$E_{iso1} < 9.5 \text{ GeV}$	61.8	64.5
$E_{iso2} < 0.95 \text{ GeV}$	62.0	64.9
Somme linéaire	-1%	-0.75%
Somme quadratique	-0.56%	-0.47%

Tableau VII.7: Erreurs systématiques sur l'efficacité de sélection des signaux $H^0 e^+ e^-$ et $H^0 \mu^+ \mu^-$ par la méthode des coupures.

- Les deux traces sont identifiées comme étant des leptons du même type, l'un "dur", l'autre "mou".
- La somme des énergies des deux traces est supérieure à 10 GeV.

La figure VII.21 montre la distribution de la masse invariante de ces paires dans les données et dans la simulation événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Le signal de la désintégration du méson ψ est clairement visible. L'ajustement est la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle décroissante qui représente le bruit de fond. Cet ajustement permet de déterminer la masse reconstruite du ψ et la résolution sur cette masse (tableau VII.8).

La résolution mesurée sur les données est supérieure à celle de la simulation, dans le rapport 1.51 ± 0.32 . Cet écart, qui apparait essentiellement dans le canal $\psi \rightarrow e^+ e^-$, peut être dû à l'absence dans la simulation du rayonnement interne d'un photon ($\psi \rightarrow e^+ e^- \gamma$). Il sera pris en compte dans l'analyse des résultats.

VII.2.2 Analyse à l'aide d'un réseau de neurones.

Comme pour le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, une analyse des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ à l'aide d'un réseau de neurones a également été effectuée. Le réseau

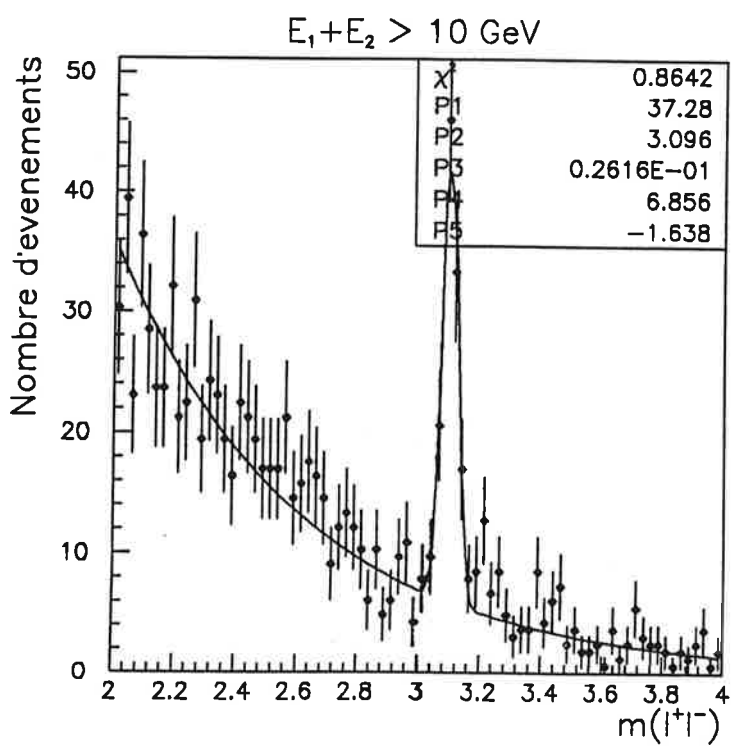
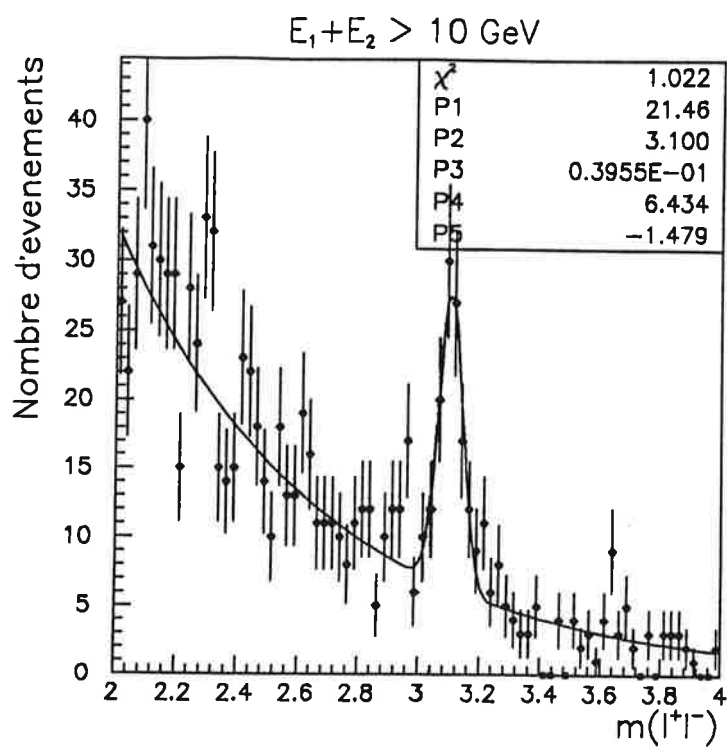


Figure VII.21: Le signal $\psi \rightarrow e^+e^-$, $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données (a) et la simulation (b).

	Données	Simulation
$\psi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$		
m_ψ (GeV/c ²)	3.100 ± 0.006	3.096 ± 0.003
$\sigma(m_\psi)$ (MeV/c ²)	40 ± 8	26 ± 4
$\psi \rightarrow e^+e^-$		
m_ψ (GeV/c ²)	3.15 ± 0.02	3.10 ± 0.01
$\sigma(m_\psi)$ (MeV/c ²)	53 ± 17	35 ± 17
$\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$		
m_ψ (GeV/c ²)	3.094 ± 0.005	3.096 ± 0.004
$\sigma(m_\psi)$ (MeV/c ²)	28 ± 6	24 ± 3

Tableau VII.8: Masse reconstruite du méson ψ et résolution sur sa masse.

de neurones est du même type que celui décrit dans le chapitre VI. Il est constitué d'une couche d'entrée à 7 neurones, d'une couche intermédiaire à 4 neurones et d'un neurone de sortie. Cette configuration est la configuration optimale.

Les 7 variables utilisées sont les 6 variables de la méthode des coupures (E_1 , E_2 , P_{T1} , P_{T2} , E_{iso1} , E_{iso2}) et la masse invariante m_{12} de la paire de leptons. Les paires de leptons considérées dans cette analyse sont les paires de leptons présélectionnées comme pour l'analyse par la méthode des coupures. La masse invariante de ces paires est représentée sur la figure VII.22.

Les paires de deux leptons qui se trouvent dans le même jet ont une masse invariante faible. Lorsque les deux leptons sont dans des jets différents, la masse de la paire est plus importante, mais inférieure en général à la masse invariante d'une paire de leptons du signal.

L'apprentissage est réalisé de la façon suivante. Dans une première phase, les ensembles d'événements décrits dans le tableau VII.9 sont utilisés. La constante α , décrite dans le chapitre VI, vaut 0.1. La probabilité de modifier les coefficients pour un événement dont la sortie du réseau est S vaut $P = kS^2$, avec $k = 1$ pour les événements de bruit de fond et $k = 0.01$ pour le signal.

Le réseau obtenu après 425 000 périodes d'apprentissage est utilisé pour sélectionner, au niveau du générateur, 117 (resp. 400) paires avec $S > 0.2$ parmi 500 000

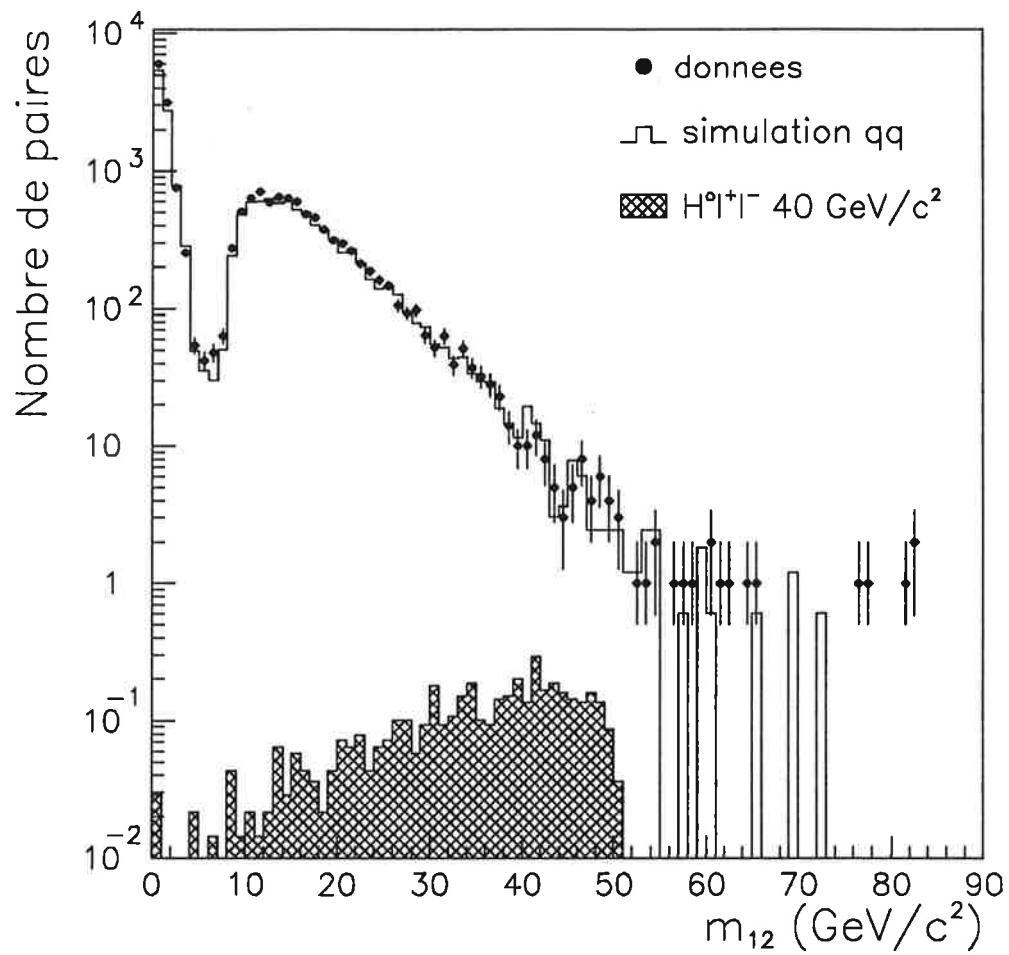


Figure VII.22: Distribution de la masse invariante de la paire de leptons.

	Nombre d'événements	Nombre de paires
$H^0 e^+ e^-$, $m_{H^0} = 40 \text{ GeV}/c^2$	200	152
$H^0 \mu^+ \mu^-$, $m_{H^0} = 40 \text{ GeV}/c^2$	200	167
Simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	276822	19964
$H^0 e^+ e^-$, $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$	200	149
$H^0 \mu^+ \mu^-$, $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$	200	159

Tableau VII.9: Les événements d'apprentissage.

événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (resp. 500 000 $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$). Les événements sont reconstruits et utilisés, dans une deuxième phase d'apprentissage, comme deux ensembles additionnels d'événements de bruit de fond. La deuxième phase d'apprentissage dure 2 450 000 périodes, avec $k = 0.05$ pour le signal. Le réseau peut alors être utilisé sur les données.

La figure VII.23 montre la sortie du réseau de neurones. Le bruit de fond attendu et les données sont très piqués à 0, alors que le signal aurait une sortie proche de 1.

La coupure est placée de façon à optimiser le rapport $Signal/\sqrt{Bruit}$. Celui-ci dépend de la masse du boson de Higgs considérée, et, pour $m_{H^0} \geq 50 \text{ GeV}/c^2$, le choix $S \geq 0.6$ est un bon compromis. La distribution de masse des événements représentés au-dessus de cette coupure est représentée sur la figure VII.24.

9 événements sont observés dans les données, dont 2 avec une masse supérieure à $40 \text{ GeV}/c^2$. Le tableau VII.10 résume les nombres d'événements attendus. Le nombre d'événements observés dans les données est compatible avec le bruit de fond attendu.

Le tableau VII.11 résume les caractéristiques des événements observés dans les données. 5 événements sont compatibles avec des désintégrations $Z^0 \rightarrow l^+ l^- q\bar{q}$. La multiplicité du système hadronique dans de tels événements est faible car les hadrons proviennent d'un photon virtuel de basse masse. La figure VII.25 montre la distribution du nombre de traces chargées dans les événements avec $S \geq 0.6$, pour les données, la simulation $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ et pour un boson de Higgs de $40 \text{ GeV}/c^2$. La figure VII.26 montre la même distribution pour la simulation d'événements $Z^0 \rightarrow l^+ l^- q\bar{q}$.

Les figures VII.27 à VII.30 montrent quatre des événements observés dans les

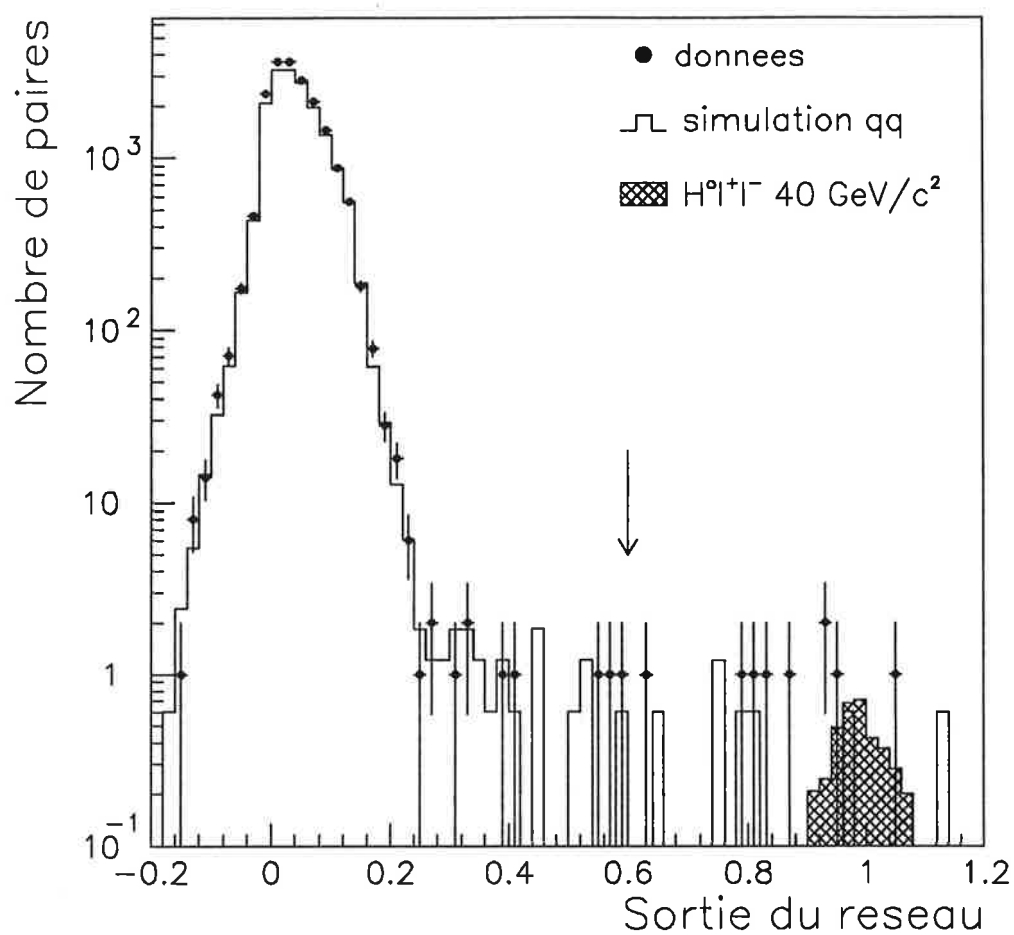


Figure VII.23: La sortie du réseau de neurones.

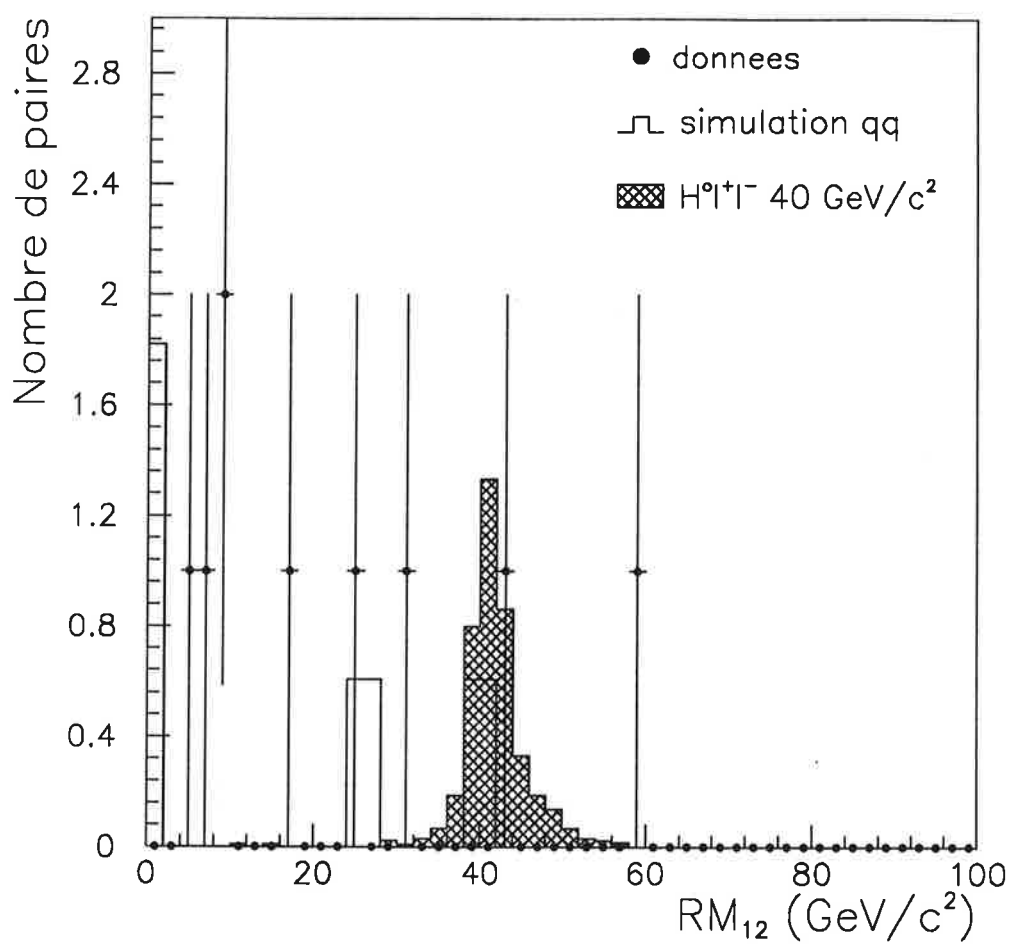


Figure VII.24: Distribution de masse des événements sélectionnés par la méthode du réseau de neurones.

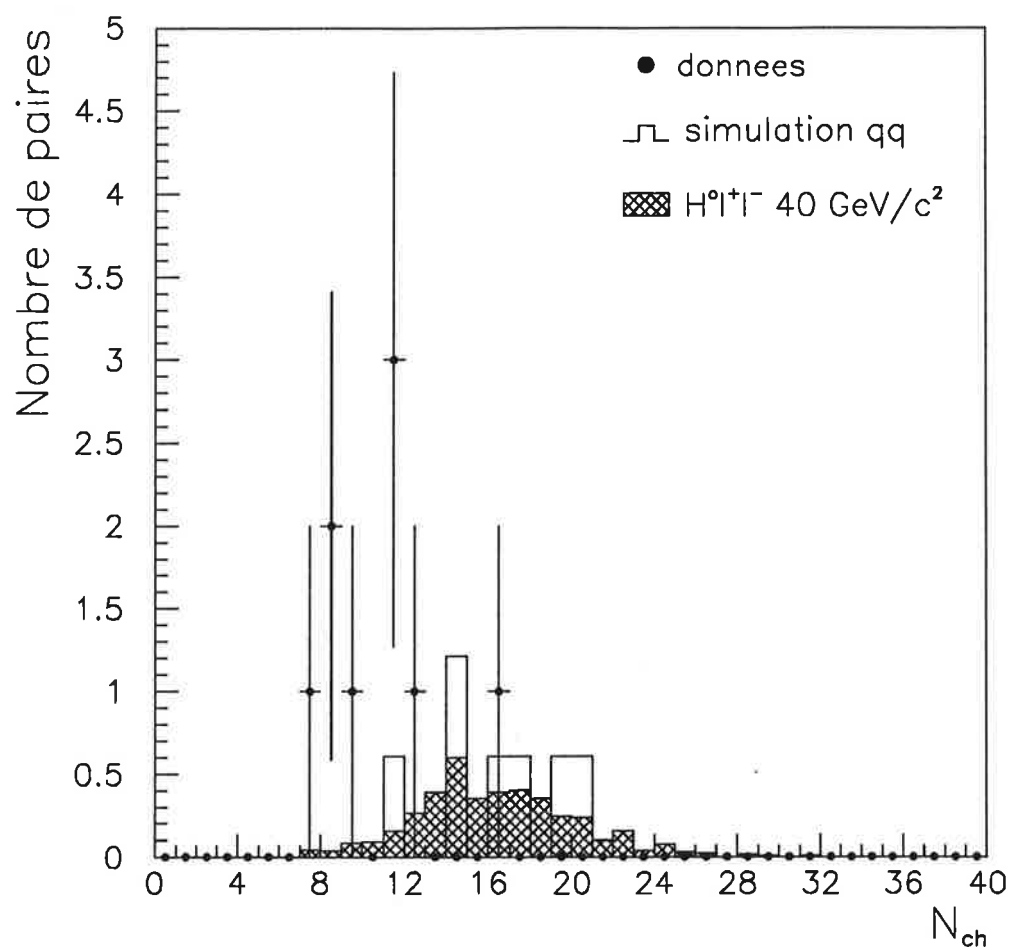


Figure VII.25: Distribution du nombre de traces chargées pour les événements avec $S \geq 0.6$.

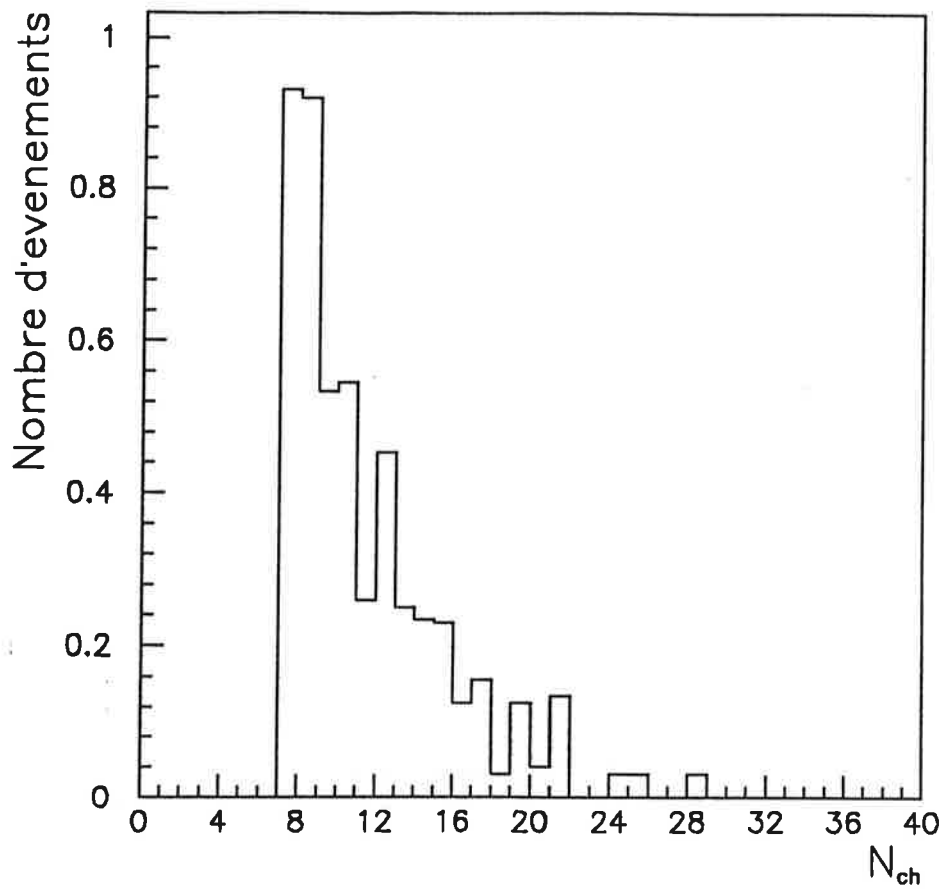


Figure VII.26: Distribution du nombre de traces chargées pour les événements $Z^0 \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ avec $S \geq 0.6$.

	$S \geq 0.6$	$S \geq 0.6$ et $RM_{12} \geq 40 \text{ GeV}/c^2$
Simulations:		
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	4.2 ± 1.6	0.6 ± 0.6
$Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	2.4 ± 0.3	0.45 ± 0.15
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$	2.6 ± 0.4	0.53 ± 0.15
Total	9.2 ± 1.7	1.6 ± 0.6
Données:	9	2

Tableau VII.10: Nombre d'événements attendus par la méthode du réseau de neurones.

données.

L'efficacité de sélection des désintégrations $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$ est montrée sur la figure VII.31, en fonction de la masse du boson de Higgs.

En-dessous de $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$, l'efficacité du réseau de neurones est supérieure à celle de la méthode des coupures, au prix d'un plus grand nombre d'événements de bruit de fond attendus. Sur la figure VII.31, les barres d'erreurs comprennent une erreur systématique de 2% obtenue, comme pour le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, en variant chaque entrée du réseau de neurones (tableau VII.12).

VII.2.3 Conclusion

L'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ n'a pas permis de mettre en évidence un signal du boson de Higgs. Les deux études présentées, par la méthode des coupures et à l'aide d'un réseau de neurones, ont des performances comparables. Les domaines de masse exclus par ces analyses seront présentés dans le chapitre VIII.

L'efficacité des analyses est limitée à petite masse par la coupure sur le nombre de traces chargées. Une autre analyse doit donc être effectuée dans ces canaux pour être sensible à un boson de Higgs de masse inférieure à $10 \text{ GeV}/c^2$.

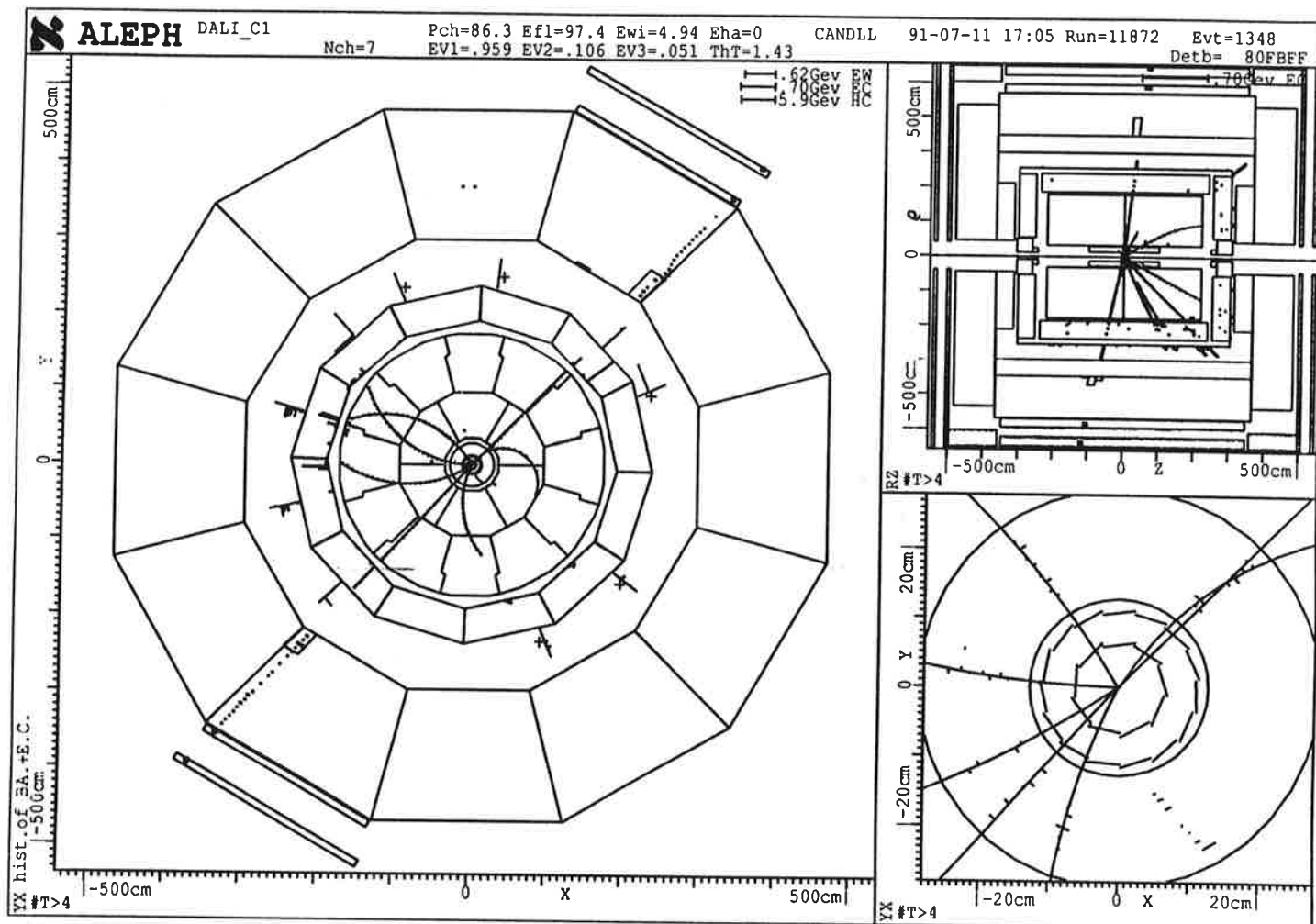


Figure VII.27: Un événement $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- q \bar{q}$ observé dans les données.

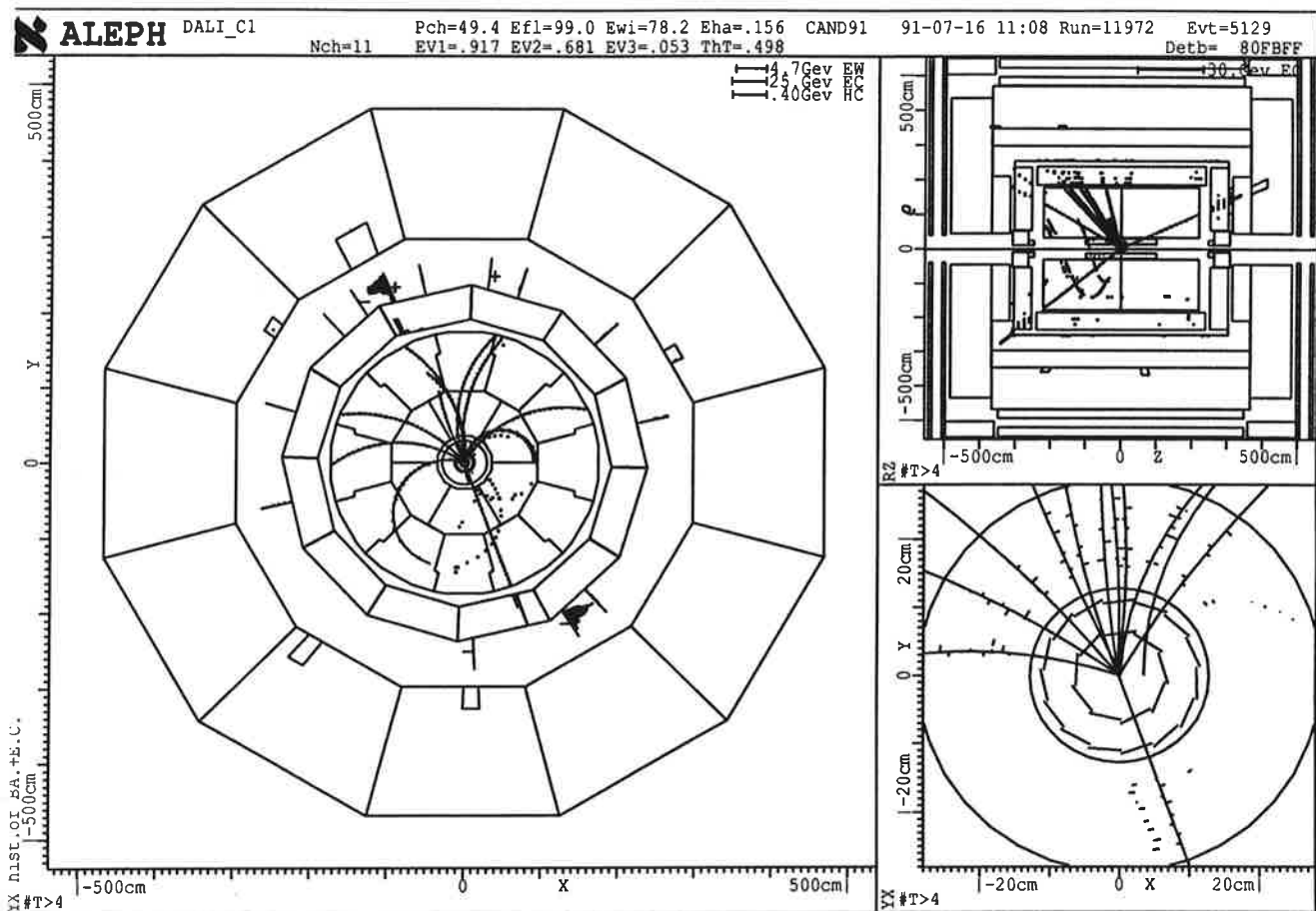


Figure VII.28: Un événement $Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ observé dans les données.

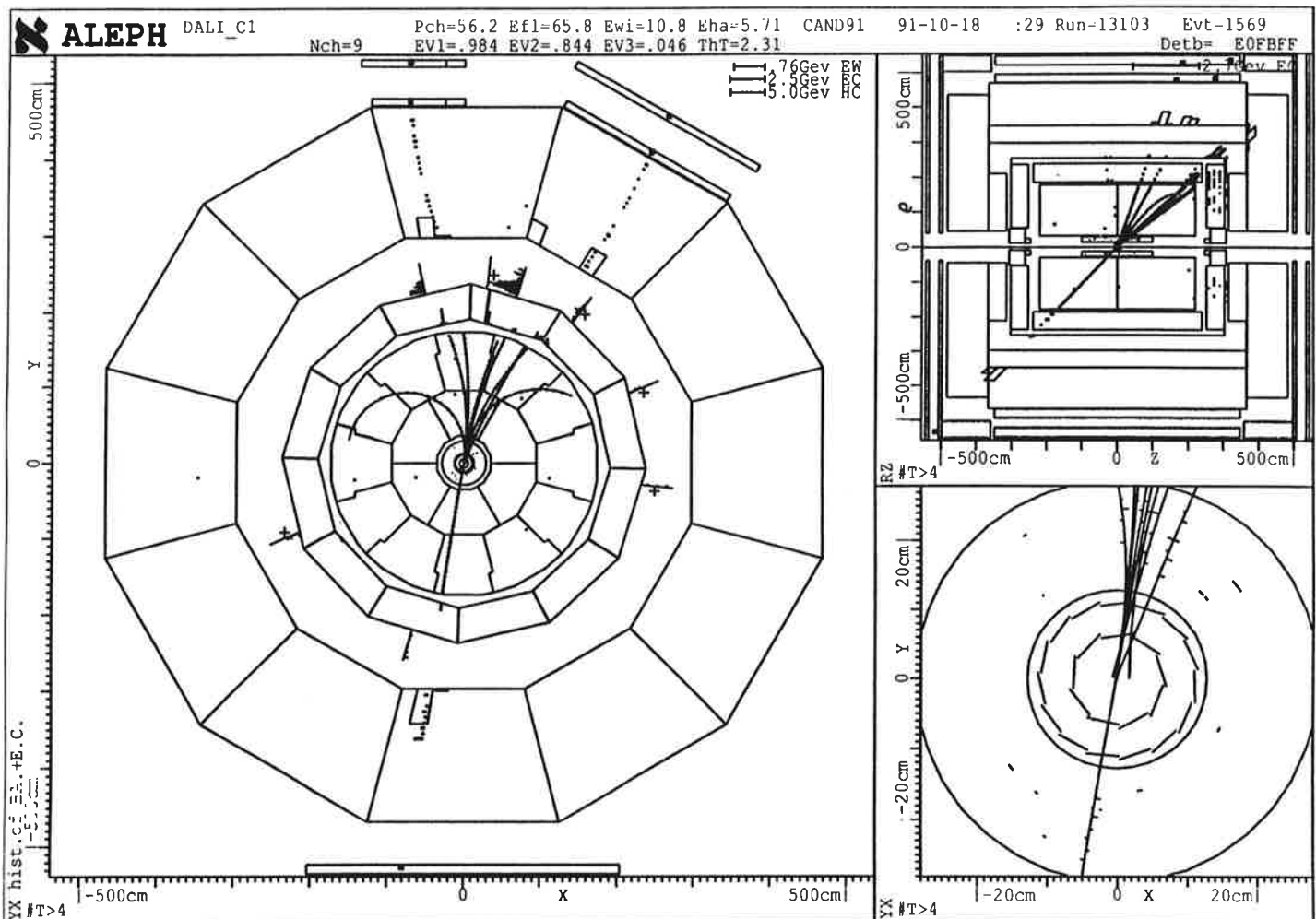


Figure VII.29: Un événement $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \mu^+ \mu^-$ observé dans les données.

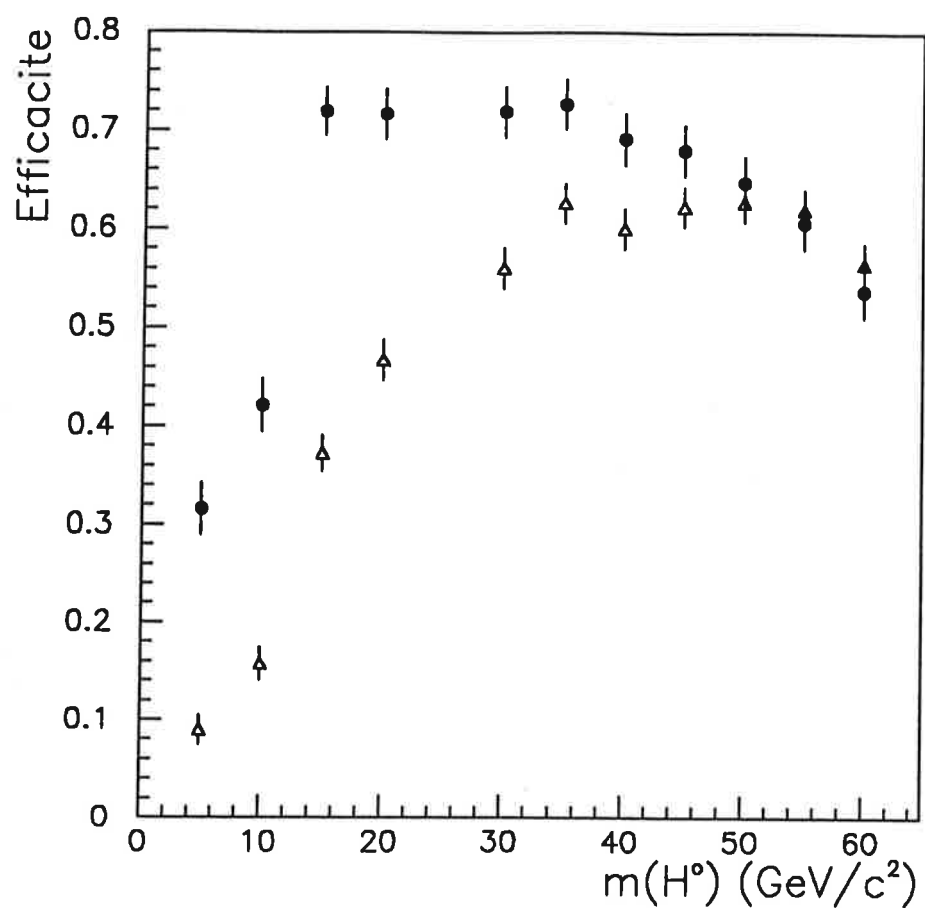


Figure VII.31: Efficacité de sélection du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$.

Les points représentent l'efficacité du réseau de neurones, les triangles les efficacités obtenues par la méthode des coupures.

Événement	RM_{12} GeV/c ²	S	Type	Origine possible	Nombre de traces chargées
12755 4948	4.9	0.62	e^+e^-	$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	8
11872 1348	7.4	0.83	$\mu^+\mu^-$	$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$	7
11972 5129	8.1	0.86	e^+e^-	$Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	11
12515 2535	8.4	0.81	e^+e^-	$Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	8
13301 246	17.4	0.93	$\mu^+\mu^-$	$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-q\bar{q}$	12
13265 2678	25.0	0.96	e^+e^-	$Z^0 \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	11
12049 5174	30.2	0.94	$\mu^+\mu^-$	$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	11
13103 1569	43.6	1.04	$\mu^+\mu^-$	$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\mu^+\mu^-$	9
12575 4478	59.9	0.78	e^+e^-	$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	16

Tableau VII.11: Caractéristiques des événements sélectionnés par la méthode du réseau de neurones.

VII.3 La recherche du boson de Higgs à basse masse.

Un boson de Higgs de basse masse se désintègre en deux traces chargées (si $m_{H^0} > 2m_e$) ou en un système hadronique de faible multiplicité. Dans les canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$, le signal du boson de Higgs serait constitué par un excès d'événements à deux leptons plus quelques traces isolées.

L'analyse présentée ici n'utilise pas l'algorithme de reconstruction de l'énergie, optimisé pour l'étude des systèmes hadroniques de haute masse. Les événements analysés sont les événements qui comportent entre 4 et 6 traces chargées. La figure VII.32 montre l'efficacité de cette coupure sur le boson de Higgs. L'efficacité chute pour $m_{H^0} > 10$ GeV/c², car la multiplicité du jet hadronique du boson de Higgs augmente. L'efficacité chute également pour $m_{H^0} < 2m_\mu$ car la durée de vie du boson de Higgs augmente, et les deux électrons de sa désintégration peuvent ne plus être comptés parmi les bonnes traces chargées.

Dans les événements comportant entre 4 et 6 traces chargées, les paires de deux leptons du même type (identifiées comme pour l'analyse à haute masse), de charges opposées et d'énergies supérieures à 10 GeV sont considérées. Les autres traces chargées définissent le boson de Higgs, dont la reconstruction est améliorée en prenant en compte les particules neutres électromagnétiques et hadroniques qui se trouvent à moins de 40° de sa direction déterminée à partir des traces chargées

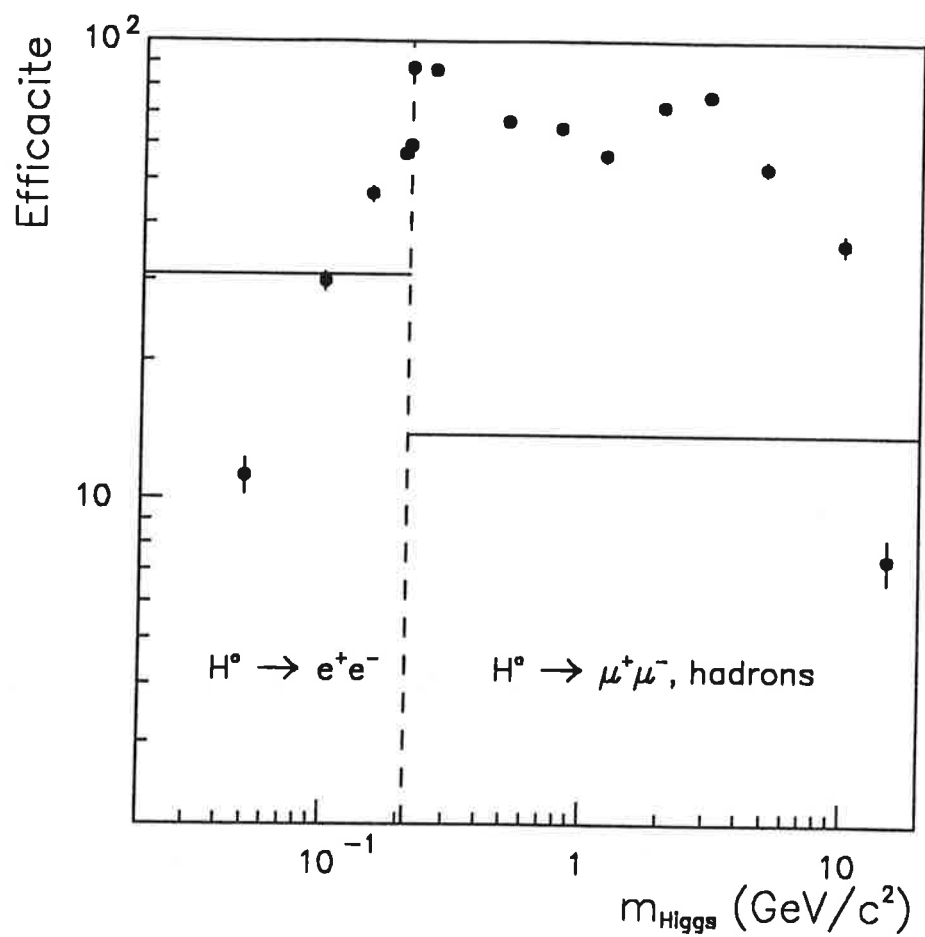


Figure VII.32: Efficacité de la coupure $4 \leq N_{ch} \leq 6$ sur un boson de Higgs de basse masse.

	$H^0 l^+ l^-$ 40 GeV/c ²	$H^0 l^+ l^-$ 50 GeV/c ²
Variables du texte	73.5%	67.2
$E_1 + 5\%$	74.0	68.2
$E_1 - 5\%$	72.1	67.0
$E_2 + 5\%$	73.5	67.9
$E_2 - 5\%$	73.1	67.1
$P_{T1} + 5\%$	73.5	67.9
$P_{T1} - 5\%$	73.1	67.1
$P_{T2} + 5\%$	73.5	67.8
$P_{T2} - 5\%$	73.2	67.1
$E_{iso1} + 5\%$	73.2	67.1
$E_{iso1} - 5\%$	73.6	67.5
$E_{iso2} + 5\%$	73.5	67.2
$E_{iso2} - 5\%$	73.5	67.2
$m_{12} + 5\%$	73.4	67.3
$m_{12} - 5\%$	73.5	67.3
Somme linéaire	-2.75%	-0.75%
Somme quadratique	-2.31%	-0.35%

Tableau VII.12: Erreurs systématiques dans la méthode du réseau de neurones.

seules. 737 paires sont sélectionnées dans les données. Le tableau VII.13 résume les bruits de fond attendus.

La figure VII.33 montre la distribution de la somme des énergies des deux leptons. Cette énergie est importante pour des bosons de Higgs légers, et la coupure

$$E_1 + E_2 \geq 60 \text{ GeV}$$

est appliquée.

Le bruit de fond restant est essentiellement dû à des désintégrations du type $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ ou $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, où un photon de rayonnement de freinage se convertit en une paire $e^+ e^-$. Dans de tels événements, l'angle θ_{iso} entre la direction du boson de Higgs (tel qu'il est défini ci-dessus) et le lepton le plus proche est faible. La figure VII.34 montre la distribution de cet angle, après la coupure $E_1 + E_2 \geq 60 \text{ GeV}$. La coupure

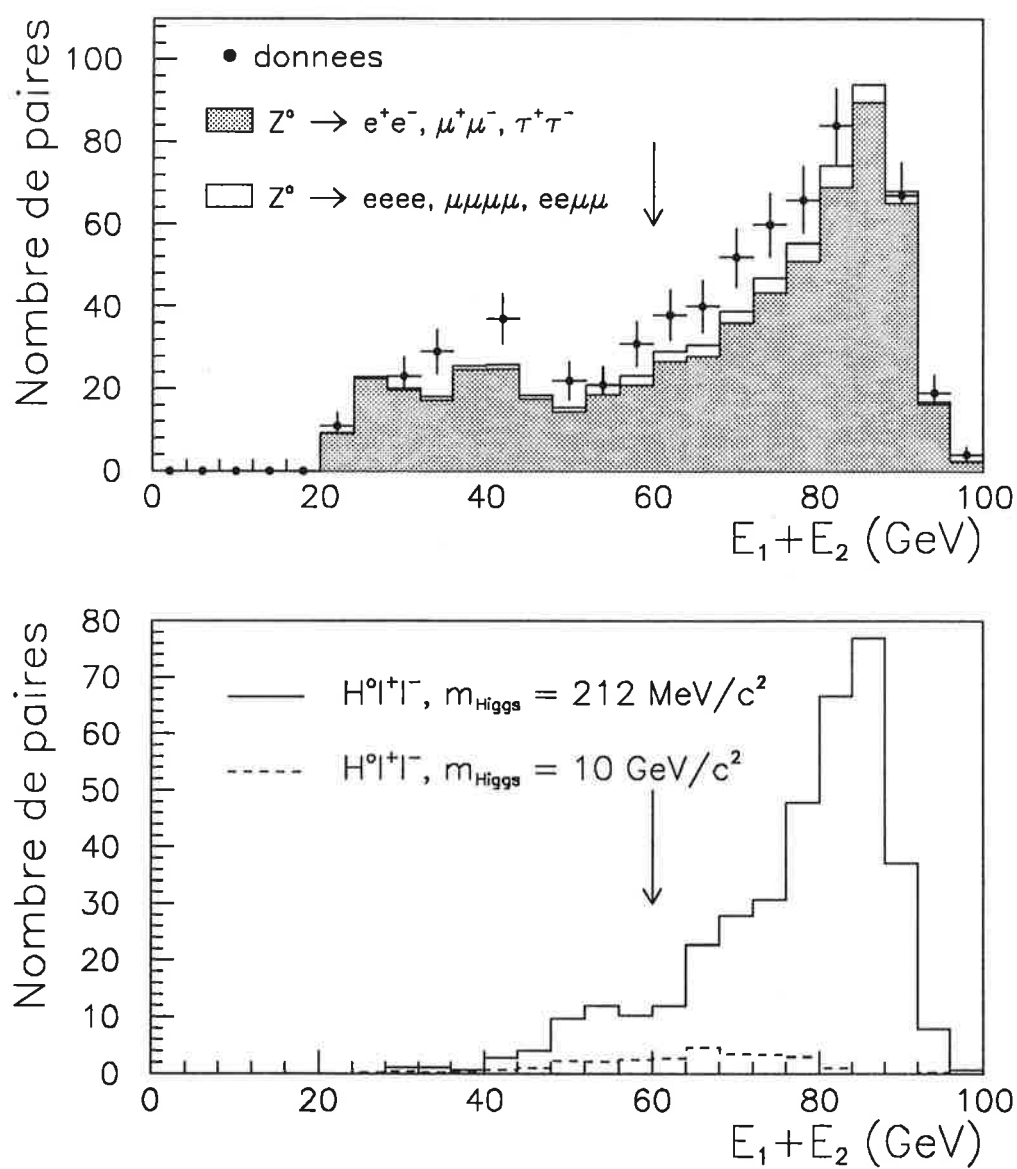


Figure VII.33: Somme des énergies des deux leptons.

“ H^0 ” $\rightarrow$	Nombre de paires	$E_1 + E_2 \geq 60 \text{ GeV}$	$\theta_{iso} \geq 40^\circ$		
			e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	hadrons
Données:	737	513	85	2	16
Simulations:					
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	411 ± 17	316 ± 15	40.2 ± 5.4	0	3.6 ± 1.6
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	125 ± 8	114 ± 7	28.8 ± 3.6	0	1.4 ± 0.8
$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	84 ± 6	< 2.1	0	0	0
$Z^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	12.0 ± 0.7	7.3 ± 0.5	2.3 ± 0.3	0	0.3 ± 0.1
$Z^0 \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	17.6 ± 1.0	14.9 ± 0.9	4.0 ± 0.5	2.2 ± 0.4	0.5 ± 0.2
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$	10.6 ± 0.5	7.9 ± 0.4	0.1 ± 0.1	2.9 ± 0.3	0.8 ± 0.1
$Z^0 \rightarrow l^+l^-u\bar{u}$	4.4 ± 0.5	3.7 ± 0.5	0.1 ± 0.1	< 0.3	1.9 ± 0.3
Total	664.6 ± 19.7	463.4 ± 16.6	75.5 ± 6.5	5.1 ± 0.5	8.5 ± 1.8

Tableau VII.13: Evolution du nombre d’événements après chaque coupure dans la recherche du boson de Higgs à basse masse.

$$\theta_{iso} \geq 40^\circ$$

est appliquée.

103 événements survivent dans les données. Ces événements sont classés en trois catégories, selon le type de traces qui composent le “boson de Higgs”:

- $H^0 \rightarrow e^+e^-$ si le nombre de traces chargées du boson de Higgs est égal à 2 et si l’une au moins de ces traces est identifiée comme un électron. Pour cette identification d’un électron de basse énergie, deux critères sont utilisés:
 - la trace est un électron si son énergie est supérieure à 1 GeV et si elle est identifiée comme électron par le critère “dur” défini plus haut.
 - lorsque l’énergie de la trace est inférieure à 1 GeV, le dépôt d’énergie par ionisation de la trace dans la TPC est utilisé sous la forme d’un estimateur:

$$R_I = \frac{I - I^e}{\sigma_I}$$

I est la perte moyenne d’énergie par unité de longueur pour la trace considérée, I^e la valeur attendue pour un électron et σ_I la résolution sur cette valeur. La figure VII.35 montre la distribution de R_I pour des pions

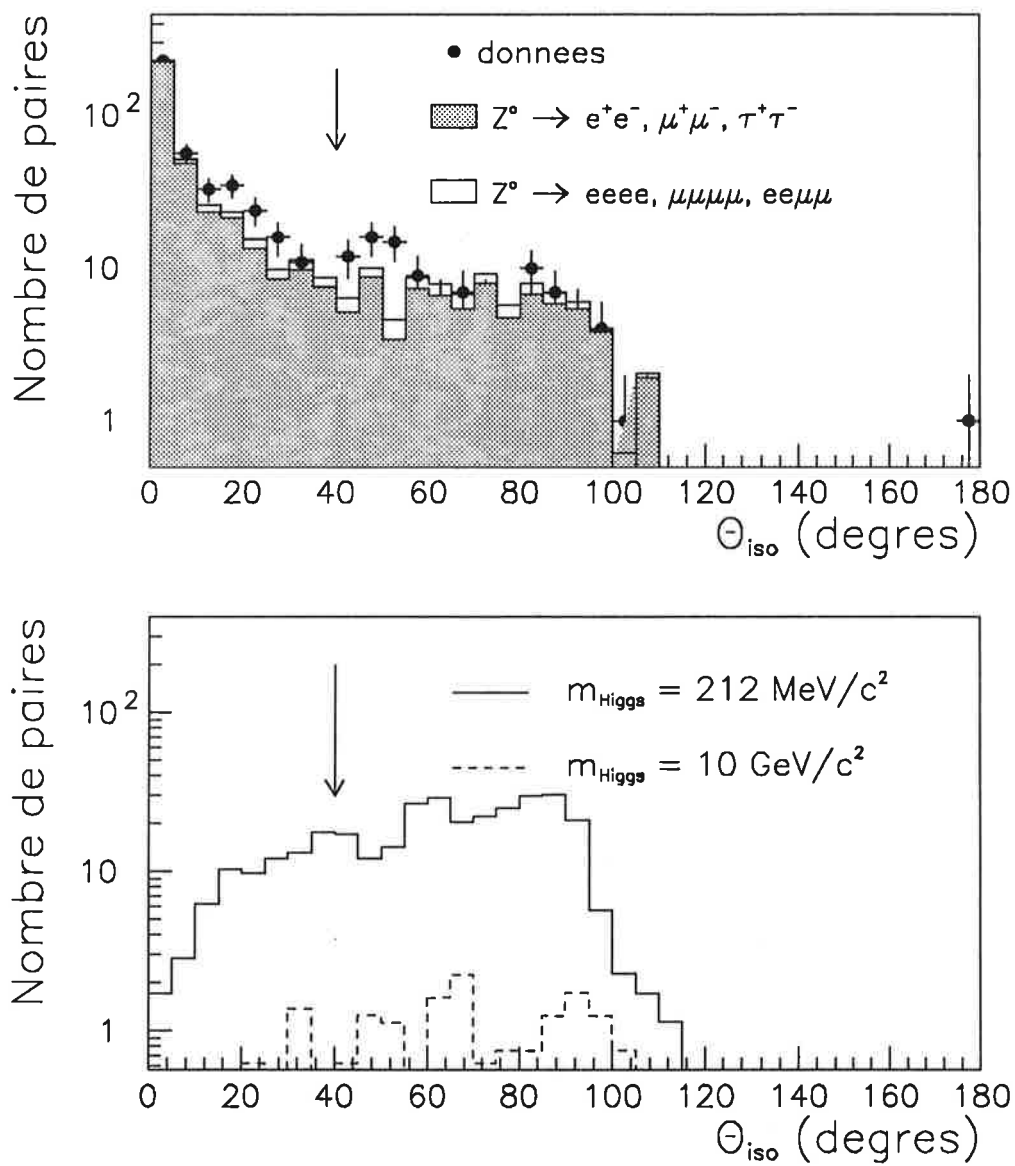


Figure VII.34: Angle d'isolation du boson de Higgs.

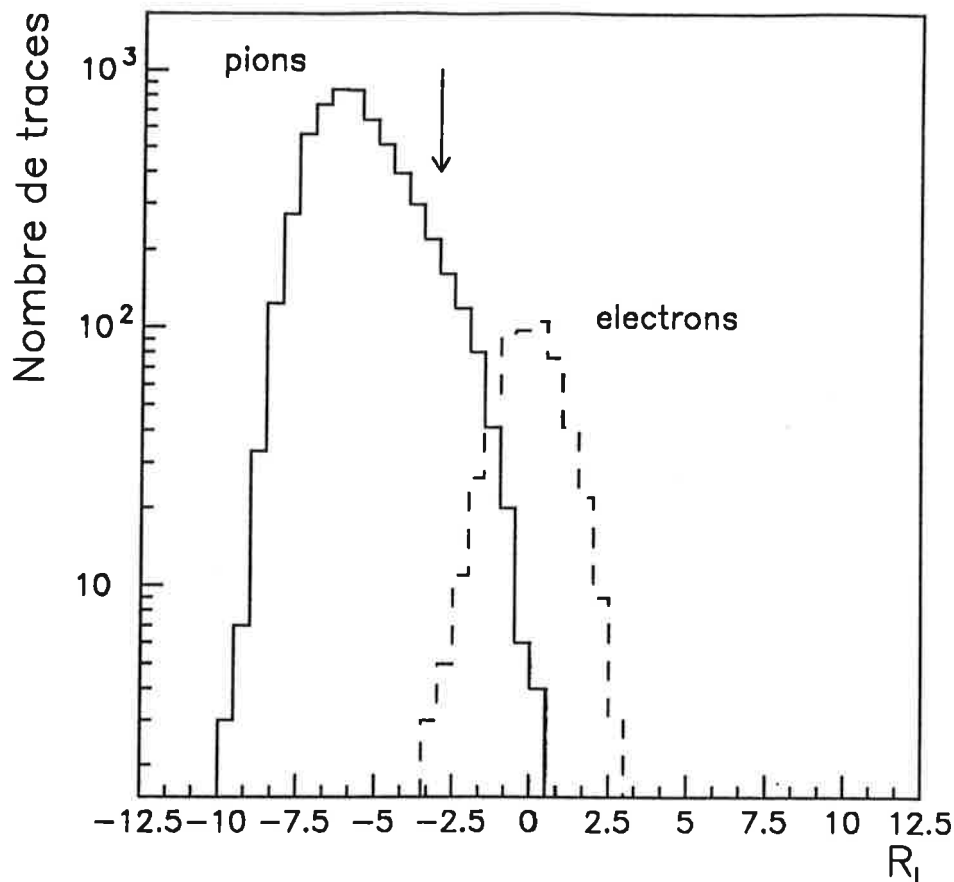


Figure VII.35: Distribution de R_I pour des pions et des électrons.

et des électrons d'impulsion comprise entre 200 MeV/c et 1 GeV/c, dans la simulation d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Le critère

$$R_I > -3$$

définit les électrons de basse énergie.

- $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ si le nombre de traces chargées du boson de Higgs est égal à 2 et si l'une des traces est identifiée comme un muon avec le critère mou défini ci-dessus.
- $H^0 \rightarrow \text{hadrons}$ si le nombre de traces chargées du boson de Higgs est supérieur ou égal à 3 ou si aucune des deux traces qui le composent n'est un électron ou un muon.

Le tableau VII.14 montre les performances de cet étiquetage.

Les 103 événements observés dans les données se composent de:

	Etiqueté: (%)		
	$H^0 \rightarrow e^+e^-$	$H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	$H^0 \rightarrow \text{hadrons}$
Type réel:			
$H^0 \rightarrow e^+e^-$	93.7	< 1.4	6.0
$H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	11.9	65.4	22.7
$H^0 \rightarrow \text{hadrons}$	3.7	18.7	77.6
$Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	91.7	< 5	8.3

Tableau VII.14: Performance de l'étiquetage du boson de Higgs.

- 85 événements de type $H^0 \rightarrow e^+e^-$, compatibles avec les 75.5 ± 6.5 événements attendus dans ce mode. Ces événements sont essentiellement dus à des conversions de photons dans des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ou $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le nombre important d'événements de signal attendus pour $m_{H^0} < 2m_\mu$ (près de 400) permettra, dans le chapitre VIII, d'obtenir une limite sur la masse d'un tel boson de Higgs.
- 18 événements de type $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $H^0 \rightarrow \text{hadrons}$. Ces événements proviennent de deux sources. Des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ avec un photon converti peuvent être classés comme $H^0 \rightarrow \text{hadrons}$ si la paire convertie n'est pas identifiée. L'autre source de bruit de fond sont les processus $Z^0 \rightarrow l^+l^-\mu^+\mu^-$ et $Z^0 \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$. Deux événements de ce type, observés dans les données, sont représentés sur les figures VII.36 et VII.37.

L'efficacité de sélection du boson de Higgs, dans les cas $H^0 \rightarrow e^+e^-$ et $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, hadrons, est représentée sur la figure VII.38. Les pertes d'efficacité à haute et basse masses sont dues essentiellement à la coupure sur le nombre de traces chargées. Les efficacités représentées sur la figure VII.38 sont les efficacités mesurées sur les simulations du signal, diminuées de 2.2% pour tenir compte de la différence d'efficacité d'identification de la paire de leptons dans les données et dans la simulation. Les barres d'erreur sont la somme quadratique de l'erreur due à la statistique limitée de la simulation et d'une erreur systématique de 1.5% obtenue en variant les deux coupures $E_1 + E_2 > 60 \text{ GeV}$ et $\theta_{iso} > 40^\circ$.

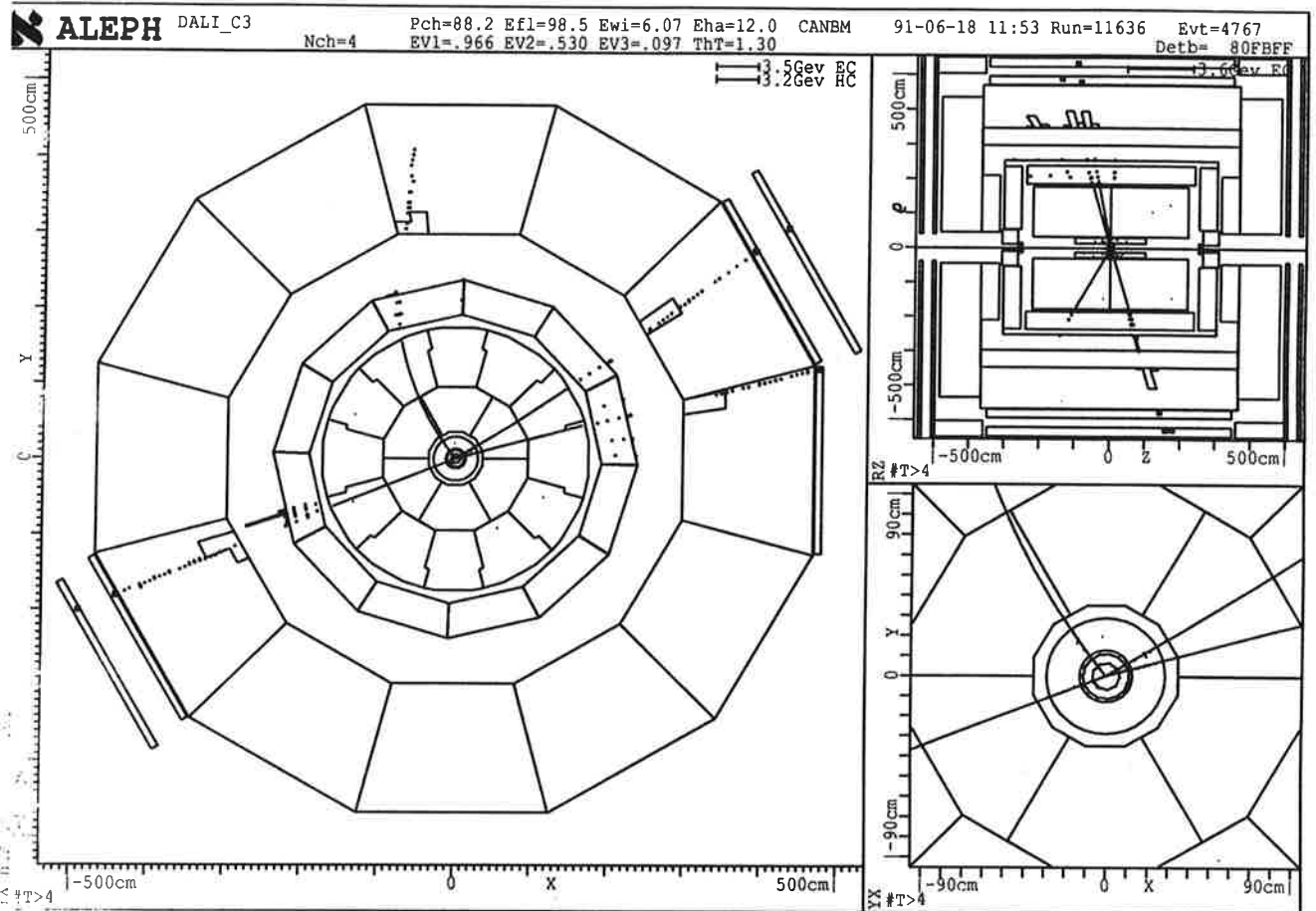


Figure VII.36: Un événement $Z^0 \rightarrow \mu\mu\mu\mu$ observé dans les données.

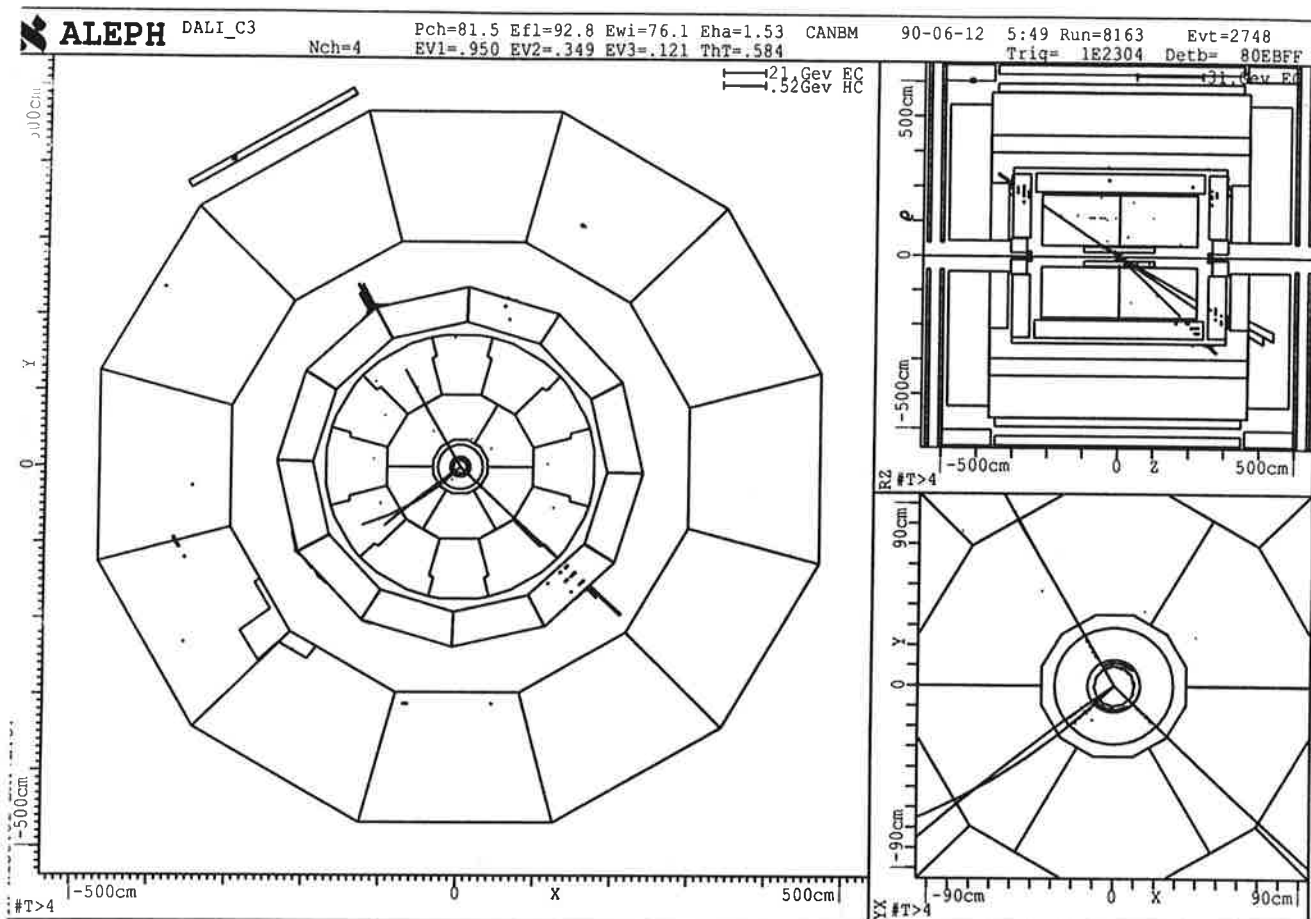


Figure VII.37: Un événement $Z^0 \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$ observé dans les données.

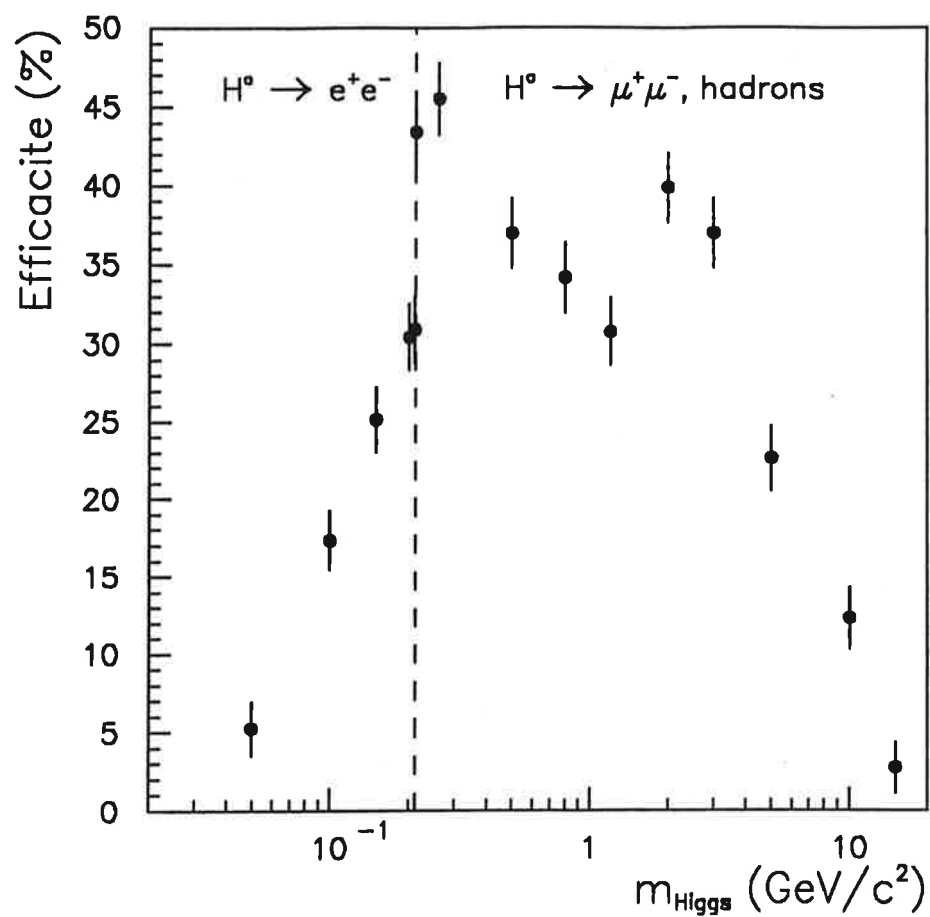


Figure VII.38: Efficacité de sélection d'un boson de Higgs de basse masse.

VII.4 Conclusion

L'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ permet de rechercher le boson de Higgs dans le domaine $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{H^0} < 50 \text{ GeV}/c^2$. Dans toutes les analyses effectuées, les événements observés dans les données sont compatibles avec les bruits de fond attendus. Aucun signal du boson de Higgs n'est observé.

Chapitre VIII

Les résultats de la recherche du boson de Higgs à LEP I.

L'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ décrite dans les chapitres précédents n'a pas permis de mettre en évidence un signal du boson de Higgs. Cette information peut être utilisée pour exclure un domaine de masse du boson de Higgs.

Les résultats obtenus dans les autres analyses effectuées par ALEPH et par les autres expériences du LEP seront également présentés.

VIII.1 Les résultats obtenus par l'analyse des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $H^0 e^+ e^-$ et $H^0 \mu^+ \mu^-$.

L'étude des simulations présentée dans les chapitres VI et VII a permis de réduire les bruits de fond attendus dans les données à un niveau acceptable pour la recherche du boson de Higgs. Les efficacités de sélection des signaux sont en général supérieures à 50%. Les événements observés dans les données sont compatibles avec les bruits de fond attendus.

VIII.1.1 Les résultats obtenus par la recherche du boson de Higgs à basse masse.

Le tableau VIII.1 résume les résultats obtenus par la recherche du boson de Higgs à basse masse décrite dans le chapitre VII.

	$H^0 \rightarrow e^+e^-$	$H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-, \text{ hadrons}$
Données	85	18
Simulation	75.4 ± 6.5	11.7 ± 1.9

Tableau VIII.1: Nombre d'événements observés dans la recherche du boson de Higgs à basse masse.

Si n_0 est le nombre d'événements observés dans les données et μ_B le nombre d'événements de bruit de fond attendus, la densité de probabilité du nombre n d'événements de signal présents dans les données est [63]:

$$g(n) = N \frac{e^{-(n+\mu_B)} (n + \mu_B)^{n_0}}{n_0!}$$

où N est une constante de normalisation telle que:

$$\int_0^\infty g(n) dn = 1$$

La présence de plus de ν événements de signal est exclue à un niveau de confiance α (par exemple $\alpha = 95\%$) si:

$$\int_\nu^\infty g(n) dn \leq 1 - \alpha$$

et ν s'obtient en résolvant l'équation:

$$1 - \alpha = \frac{e^{-(\nu+\mu_B)} \sum_{i=0}^{n_0} (\nu + \mu_B)^i / i!}{e^{-\mu_B} \sum_{i=0}^{n_0} \mu_B^i / i!}$$

Dans le cas où $n_0 \gg 1$, l'approximation gaussienne est:

$$g(n) = N' \frac{e^{-(n-\bar{n})^2/2\sigma^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma}$$

avec $\bar{n} = n_0 - \mu_B$ et $\sigma^2 = \sigma_B^2 + n_0$, où σ_B est l'erreur sur le bruit de fond μ_B . ν s'obtient cette fois en résolvant l'équation:

$$1 - \alpha = I\left(\frac{n - \bar{n}}{\sigma}\right) / I\left(\frac{-\bar{n}}{\sigma}\right)$$

avec

$$I(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_z^\infty e^{-x^2/2} dx$$

La figure VIII.1 montre le nombre maximum d'événements ν de signal compatibles, à 95% de niveau de confiance, avec le nombre n_0 d'événements observés dans les données en fonction du nombre d'événements de bruit de fond attendus.

La recherche du boson de Higgs à basse masse permet ainsi d'exclure, à 95% de niveau de confiance, un signal de plus de 29.3 événements si $H^0 \rightarrow e^+e^-$ et de plus de 14.2 événements si $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $H^0 \rightarrow$ hadrons.

Le nombre d'événements de signal attendu est:

$$\begin{aligned} N(m_{H^0}) &= \epsilon(m_{H^0}) \times \sigma(m_{H^0}) \times \int \mathcal{L} dt \\ &= \epsilon(m_{H^0}) \times \sigma(m_{H^0}) \times \frac{N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}}}{\sigma(Z^0 \rightarrow q\bar{q}) \times \epsilon_{q\bar{q}}} \end{aligned}$$

avec $N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}} = 477805$, $\sigma(Z^0 \rightarrow q\bar{q}) = 31200$ pb et où $\epsilon_{q\bar{q}}$, l'efficacité de sélection des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, vaut 98.3%. Cette formule suppose que tous les événements ont été obtenus à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV. En réalité, une partie des données a été prise en dehors du pic du Z^0 (entre 88 et 95 GeV), mais prendre en compte les différences de sections efficaces en ces différentes énergies ne modifie le résultat que de moins de 1%, et dans le sens d'augmenter le nombre d'événements attendus.

La figure VIII.2 montre le nombre d'événements de signal attendus en fonction de la masse du boson de Higgs. Le domaine $70 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 9 \text{ GeV}/c^2$ est exclu à 95% de niveau de confiance.

VIII.1.2 Les résultats de la recherche du boson de Higgs à haute masse.

La méthode utilisée dans le paragraphe précédent pour déterminer le domaine de masse exclu ne tient compte que du nombre global d'événements observés et at-

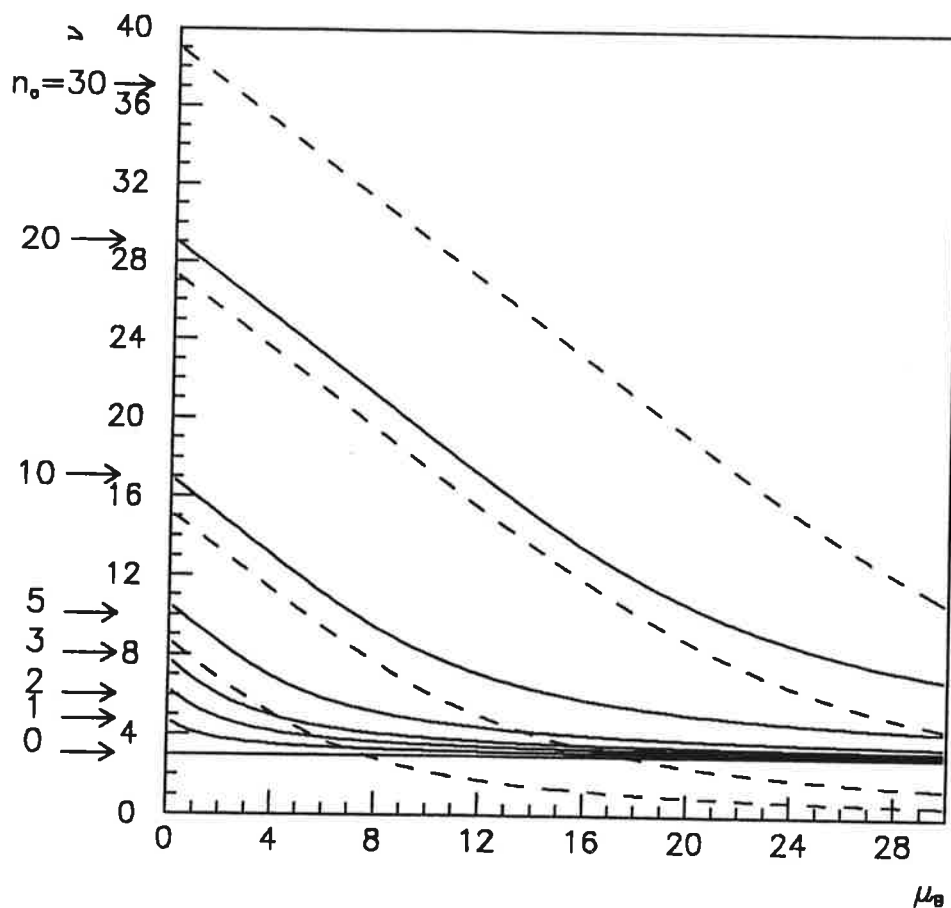


Figure VIII.1: Limite sur le nombre d'événements de signal en fonction du nombre d'événements observés dans les données et du bruit de fond attendu. Les lignes en traits pleins sont la formule poissonnienne, les courbes en tirets la limite gaussienne.

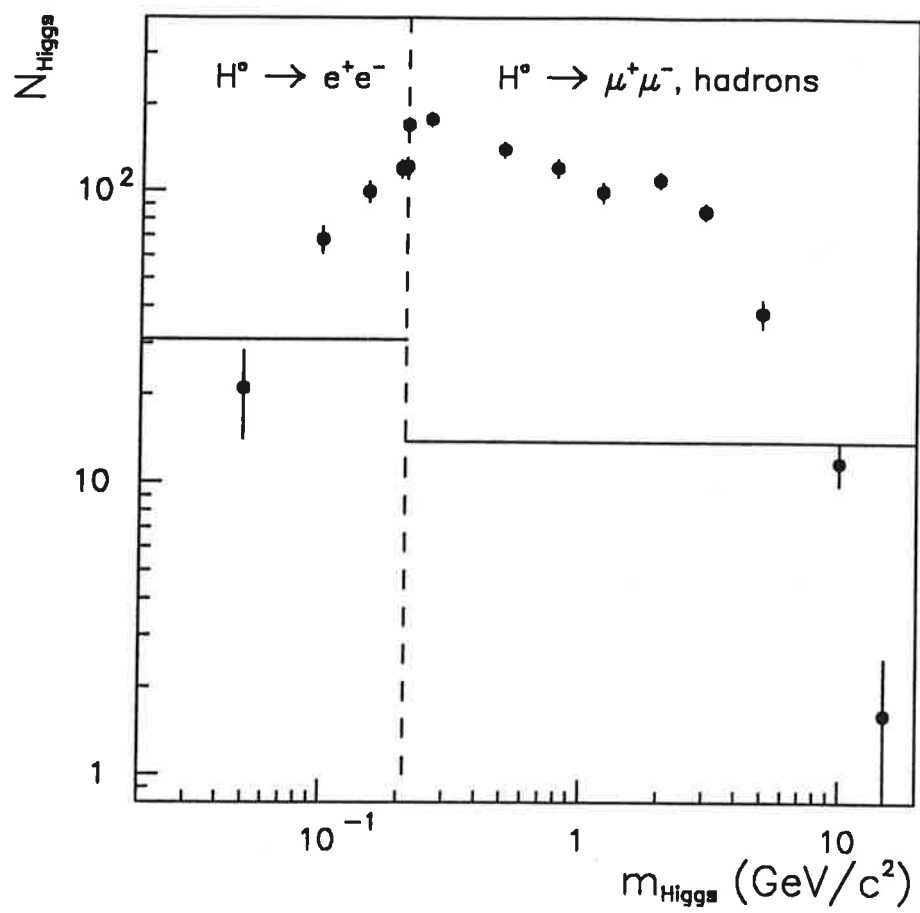


Figure VIII.2: Nombre d'événements de signal attendus dans la recherche du boson de Higgs à basse masse.

tendus. Elle est applicable car le nombre d'événements de signal attendus (quelques dizaines) est important, et que le rapport $Signal/\sqrt{Bruit}$ est suffisant. A haute masse, le nombre d'événements attendus est faible, et la méthode globale précédente ne peut être appliquée que si le nombre d'événements de bruit de fond attendus, et observés, est petit (≤ 1).

Si, à titre conservatif, on ne tient pas compte du bruit de fond attendu mais seulement des n_0 événements observés dans les données, le nombre ν d'événements de signal exclu à 95% de niveau de confiance est tel que:

$$\mathcal{P} = \sum_{i=0}^{n_0} e^{-\nu} \frac{\nu^i}{i!} = 5\%$$

$\mathcal{P}$ mesure la probabilité, lorsqu'on attend ν événements de signal, d'observer moins de n_0 événements dans les données. $\nu = 3$ si aucun événement n'est observé. Si un événement est sélectionné dans les données, ν s'obtient en résolvant:

$$\mathcal{P} = e^{-\nu}(1 + \nu) = 5\%$$

et on obtient $\nu = 4.7$.

La masse reconstruite des événements observés peut être utilisée comme information supplémentaire, de telle façon que chaque candidat ait d'autant moins d'importance que sa masse est différente de la masse du boson de Higgs considéré.

Si un événement est observé à une masse m_1 , le nombre ν d'événements de signal exclu à 95% de niveau de confiance est tel que:

$$\mathcal{P} = e^{-\nu}(1 + \nu \times G(m_1, m_{H^0})) = 5\%$$

où $G(m_1, m_{H^0})$ est la probabilité pour qu'un événement de signal de masse m_{H^0} ait une masse aussi mal reconstruite que m_1 :

$$G(m_1, m_{H^0}) = P\left(1, \frac{|m_1 - m^{rec}(m_{H^0})|^2}{\sigma_{rec}^2(m_{H^0})}\right)$$

où $P(N, \chi^2)$ est la probabilité de χ^2 à N degrés de liberté, $\sigma^{rec}(m_{H^0})$ est la résolution sur la masse d'un boson de Higgs de m_{H^0} GeV/c² et $m^{rec}(m_{H^0})$ est la masse reconstruite moyenne de ce même boson de Higgs.

Supposons, à titre d'illustration, qu'un événement soit observé à $m_1 = 30$ GeV/c² dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$. Dans ce canal, $m^{rec}(m_{H^0})$ et $\sigma^{rec}(m_{H^0})$, obtenus par des

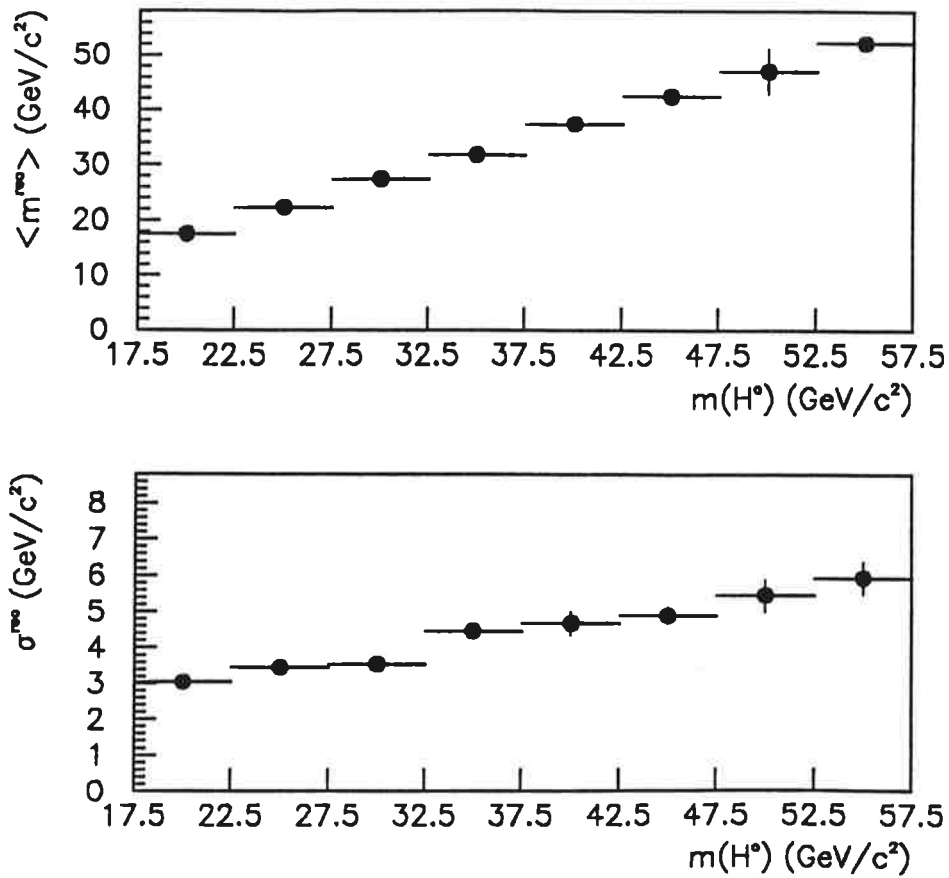


Figure VIII.3: Masse reconstruite et résolution sur la masse du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$.

ajustements gaussiens sur les distributions de masse visible, sont représentés sur la figure VIII.3. La masse reconstruite moyenne d'un boson de Higgs de 50 GeV/c² est 46 GeV/c² et la résolution sur sa masse de l'ordre de 5.5 GeV/c². Le nombre maximum d'événements de signal compatible avec l'événement observé est représenté sur la figure VIII.4. Pour $m_{H^0} \gg m_1$ ou $m_{H^0} \ll m_1$, le candidat observé à une influence négligeable et $\nu = 3$. Pour $m_1 = m^{rec}(m_{H^0})$, le candidat observé à une influence maximale et $\nu = 4.7$.

Lorsque $n_0 > 1$, il n'existe plus de façon simple et unique de compter les situations plus défavorables que celle observée dans les données, et donc de définir ν . Une façon de faire est la suivante:

Un estimateur $\mathcal{E}(\nu, n_0)$ de la "vraisemblance" de la situation observée dans les données, pour chaque valeur de m_{H^0} , est calculé:

$$\mathcal{E}(\nu, n_0) = \sum_{i=0}^{n_0} e^{-\nu} \frac{\nu^i}{i!} \times B_i$$

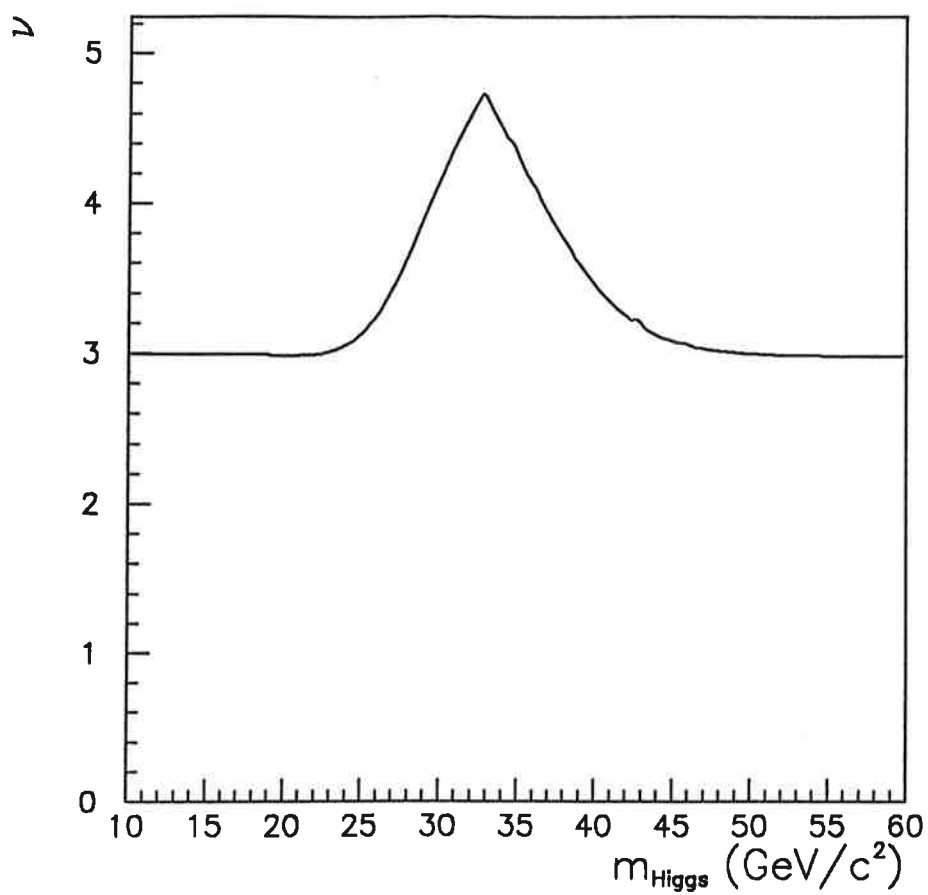


Figure VIII.4: Nombre maximum d'événements de signal compatible avec l'observation d'un événement de 30 GeV/c².

où B_i est la probabilité de χ^2 de la configuration à i événements, parmi les n_0 observés, la plus probable, c'est-à-dire la probabilité de χ^2 de la configuration avec les i événements les plus proches de $m^{rec}(m_{H^0})$.

ν événements de signal sont exclus si:

$$\mathcal{E}(\nu, n_0) \leq \mathcal{E}_c(\nu)$$

où $\mathcal{E}_c(\nu)$ est déterminé par une simulation de telle façon que le niveau de confiance associé à la condition ci-dessus soit supérieur ou égal à 95%.

La figure VIII.5 montre le nombre ν d'événements de signal exclu, en fonction de m_{H^0} , par l'analyse du canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ à l'aide du réseau de neurones (chapitre VI), en utilisant la méthode décrite ci-dessus. Cette figure a été obtenue de façon conservative en:

- augmentant la résolution sur la masse du boson de Higgs de 10%, $\sigma^{rec} \rightarrow \sigma^{rec} \times 1.1$, afin de tenir compte du fait que la distribution de masse n'est pas exactement gaussienne.
- déplaçant la distribution de la masse attendue de 5% vers la bas afin de tenir compte de l'erreur sur la masse visible observée dans les événements $q\bar{q}\gamma$.

Le nombre maximum d'événements de signal compatible avec les données est alors traduit en section efficace maximum compatible en utilisant la formule:

$$\sigma^{max}(m_{H^0}) = \frac{\nu(m_{H^0})}{\epsilon(m_{H^0})} \times \frac{\sigma(Z^0 \rightarrow q\bar{q}) \times \epsilon_{q\bar{q}}}{N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}}}$$

La valeur de $\epsilon(m_{H^0})$ utilisée est obtenue par l'ajustement d'un polynôme sur les efficacités mesurées sur la simulation, diminuées de façon conservative de leur erreur, comme représenté sur la figure VIII.6.

La figure VIII.7 montre la section efficace maximale compatible avec les données. La courbe en pointillés est la section efficace du modèle standard. Le domaine:

$$12.5 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 46.2 \text{ GeV}/c^2$$

est exclu, à 95% de niveau de confiance, par la recherche du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ à l'aide du réseau de neurones. Dans le même canal, l'utilisation des coupures permet d'exclure le domaine:

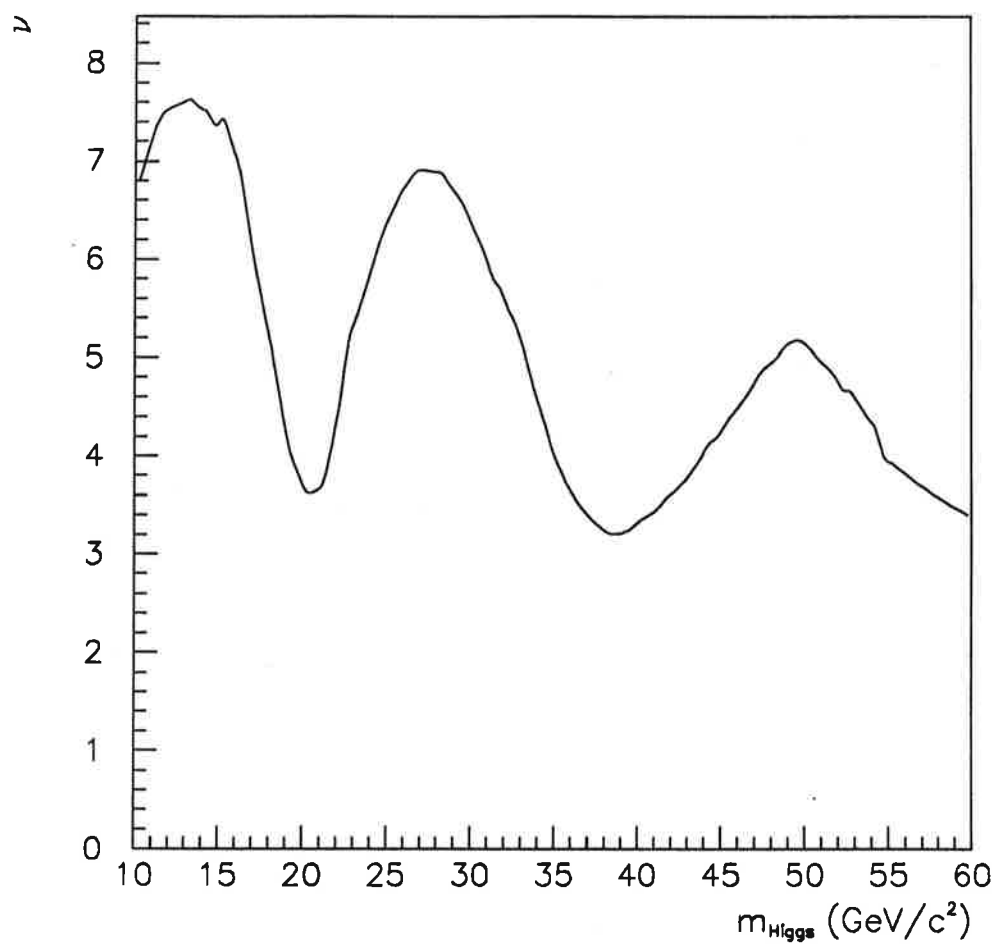


Figure VIII.5: Nombre maximum d'événements de signal compatible avec les événements observés dans l'étude du canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ à l'aide du réseau de neurones.

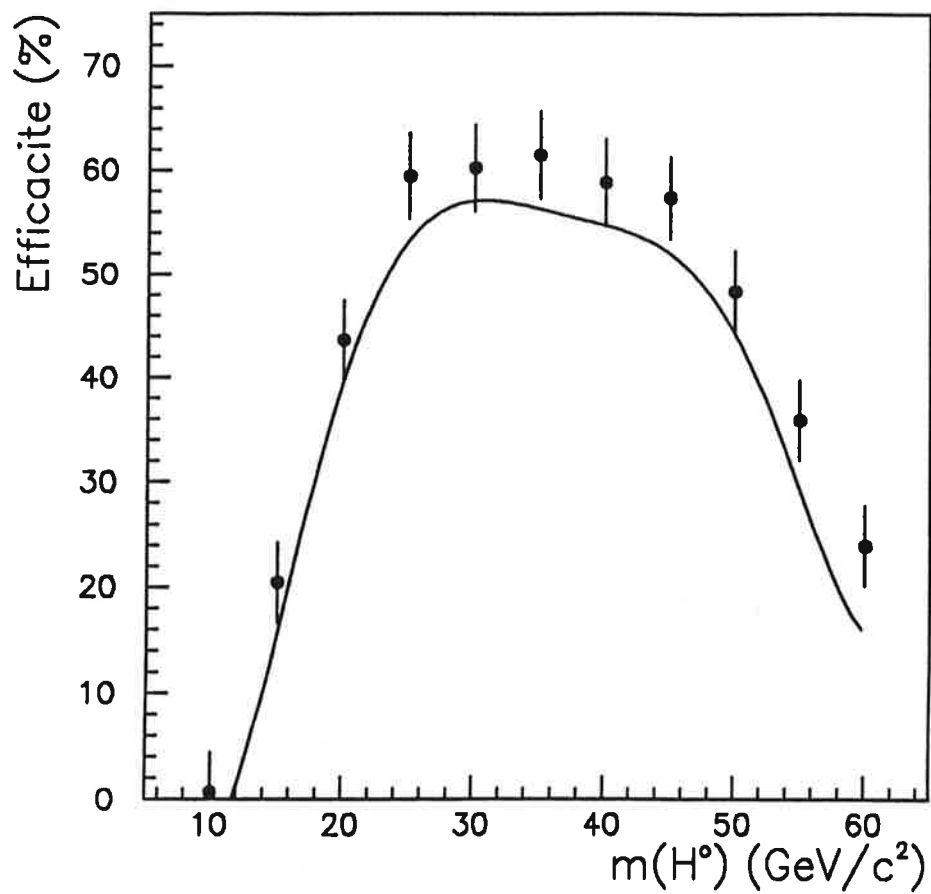


Figure VIII.6: Efficacité de sélection du boson de Higgs par le réseau de neurones dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$.

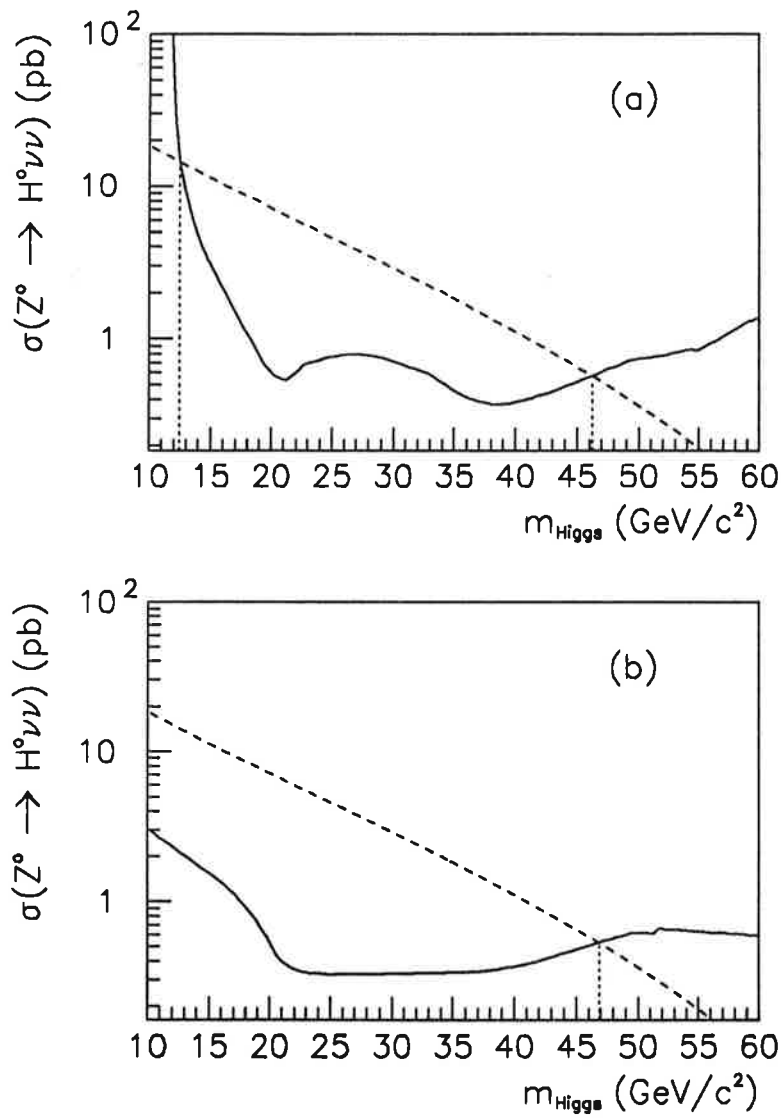


Figure VIII.7: Section efficace de production du boson de Higgs exclue par l'étude du canal $Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu}$ par le réseau de neurones (a) et par la méthode des coupures (b).

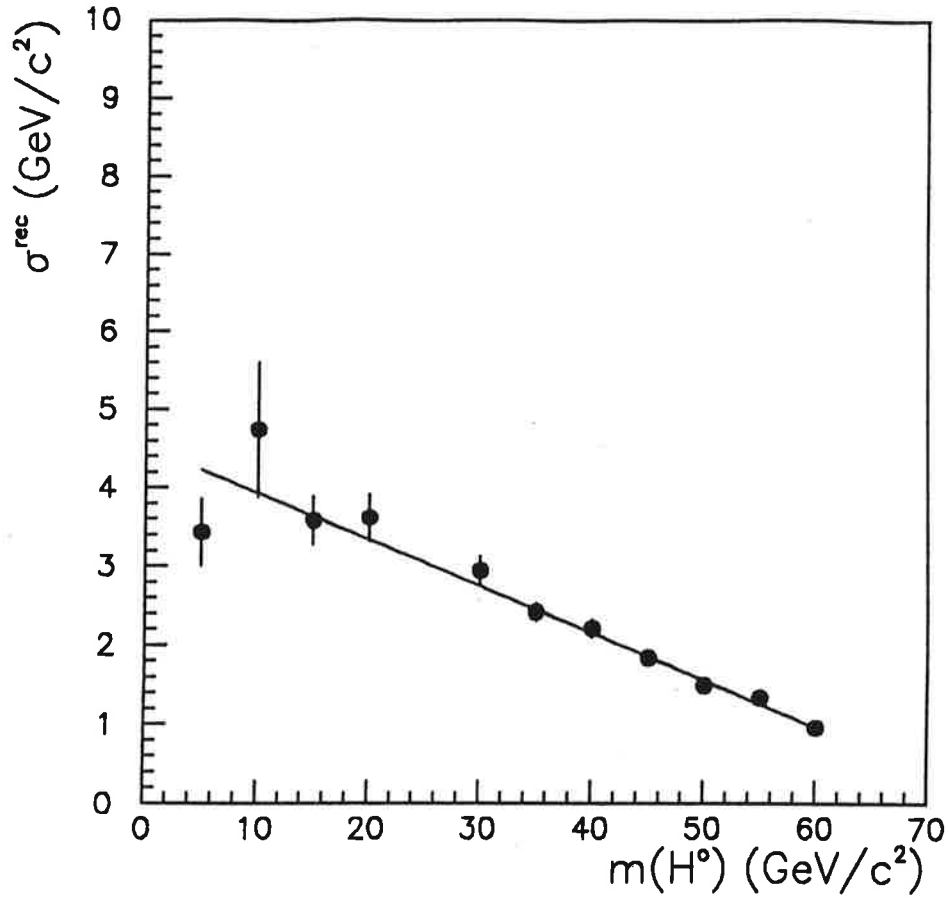


Figure VIII.8: Résolution sur la masse du boson de Higgs dans les canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$.

$$10 \text{ GeV/c}^2 \rightarrow 46.9 \text{ GeV/c}^2$$

La même technique est utilisée pour l'analyse des résultats de l'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ à haute masse. Dans ces canaux, la résolution sur la masse du boson de Higgs, qui est la masse de recul aux deux leptons de désintégration du boson Z virtuel, est meilleure lorsque la masse du boson de Higgs augmente car l'énergie des leptons diminue (figure VIII.8).

La figure VIII.9 montre les domaines de masse exclus par l'étude de ces canaux par le réseau de neurones et par la méthode des coupures.

Le nombre total d'événements attendus dans les trois canaux précédents est:

$$N = \sigma(Z^0 \rightarrow H^0 Z^*) \times \int \mathcal{L} dt \times \left[\epsilon_{H^0 \nu \bar{\nu}} \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu})}{\Gamma_{Z^0}} + 2\epsilon_{H^0 l^+ l^-} \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{Z^0}} \right]$$

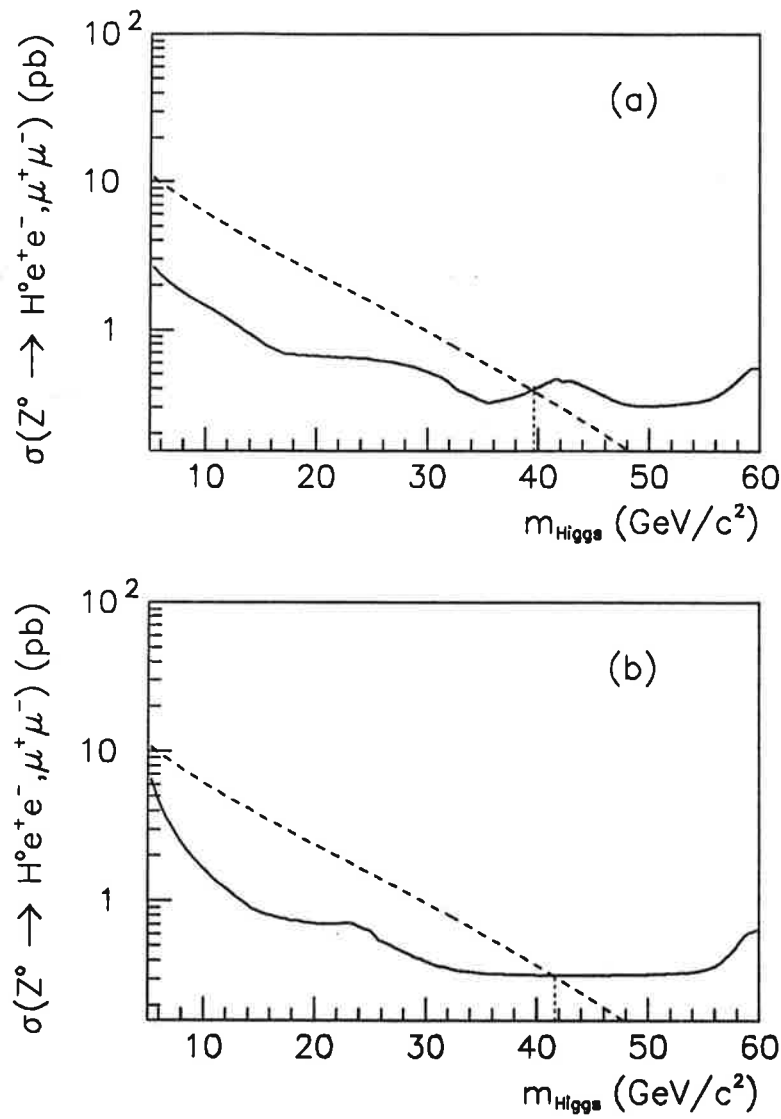


Figure VIII.9: Section efficace de production du boson de Higgs exclue par l'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ à l'aide du réseau de neurones (a) et par la méthode des coupures (b).

Il permet d'obtenir une limite combinée à partir de l'étude des trois canaux. Cette limite, qui tient compte de l'ensemble des événements observés, est représentée sur la figure VIII.10.

Le tableau VIII.2 résume l'ensemble des domaines de masse exclus par les analyses présentées dans les chapitres VI et VII. Le domaine:

$$70 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 48.8 \text{ GeV}/c^2$$

est exclu à 95% de niveau de confiance.

	Réseau de neurones	Coupures
Basse masse $H^0 e^+ e^-, H^0 \mu^+ \mu^-$		$0.07 \rightarrow 9$
Haute masse $H^0 \nu \bar{\nu}$	$12.5 \rightarrow 46.2$	$10 \rightarrow 46.9$
$H^0 e^+ e^-, H^0 \mu^+ \mu^-$	$5 \rightarrow 39.6$	$5 \rightarrow 41.6$
Combinée	$5 \rightarrow 47.6$	$5 \rightarrow 48.8$

Tableau VIII.2: Domaines de masse du boson de Higgs (en GeV/c^2) exclus à 95% de niveau de confiance.

VIII.2 Les autres canaux étudiés dans ALEPH.

D'autres canaux, décrits dans [64], ont été étudiés par la collaboration ALEPH.

La recherche de paires de leptons énergiques acoplanaires permettrait d'observer un boson de Higgs très léger, qui se désintégrerait en dehors du détecteur, dans les canaux $Z^0 \rightarrow (H^0 \text{ invisible})(Z^* \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-)$. Le bruit de fond est dû essentiellement aux événements $e^+ e^- \gamma$ et $\mu^+ \mu^- \gamma$, et est rejeté par une coupure sur l'énergie observée dans les calorimètres. Cette étude permet de déduire que

$$m_{H^0} \geq 120 \text{ MeV}/c^2$$

à 95% de niveau de confiance.

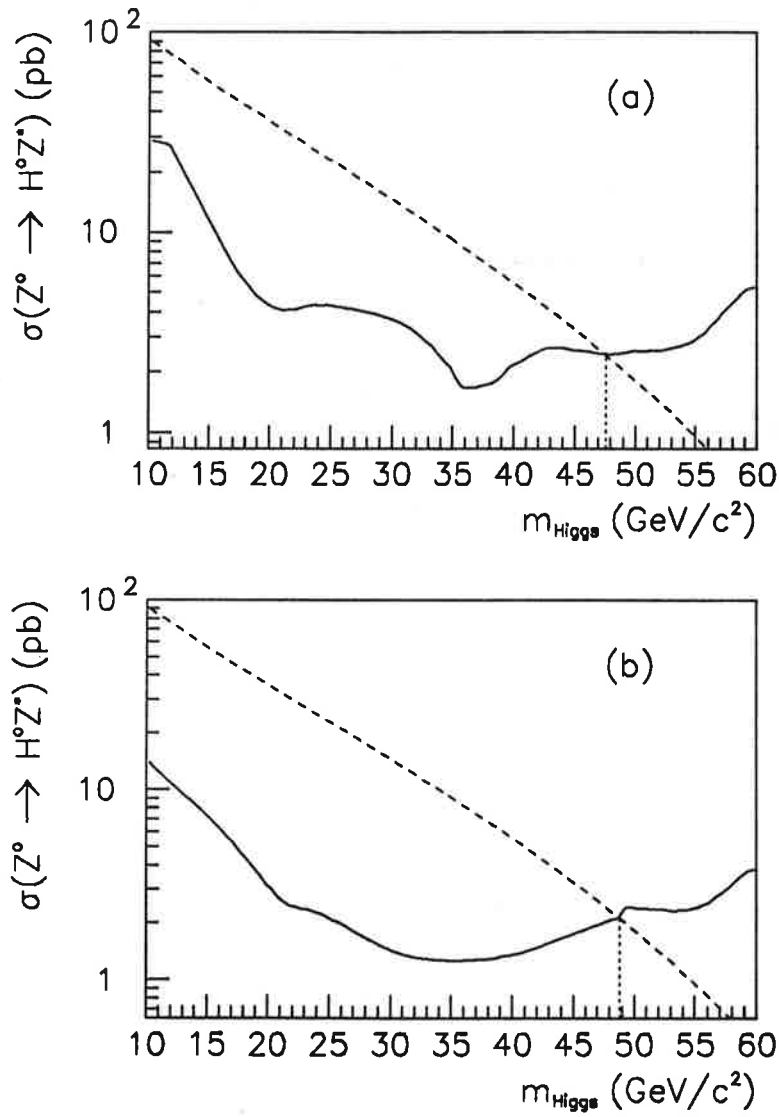


Figure VIII.10: Section efficace de production du boson de Higgs exclue par l'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ à l'aide du réseau de neurones (a) et par la méthode des coupures (b).

L'étude du canal $Z^0 \rightarrow (H^0 \rightarrow 2 \text{ traces})(Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu})$ par la recherche de paires de traces acoplanaires est complémentaire de la recherche du boson de Higgs à basse masse présentée au chapitre VII. Le bruit de fond essentiel est dû aux événements de type $\gamma\gamma \rightarrow 2 \text{ traces}$ qui sont rejetés par une coupure sur l'impulsion transverse totale de l'événement. Le domaine

$$15 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 15 \text{ GeV}/c^2$$

est exclu à 95% de niveau de confiance.

La recherche d'événements monojets, c'est-à-dire d'événements avec très peu d'énergie dans l'un des hémisphères, permet de rechercher le boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ lorsque la poussée du boson de Higgs est importante, et d'exclure le domaine

$$1.7 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 15 \text{ GeV}/c^2$$

à 95% de niveau de confiance.

La recherche de paires de particules isolées dans les événements hadroniques permet d'étudier les canaux $Z^0 \rightarrow (H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)(Z^* \rightarrow \text{hadrons})$ et $Z^0 \rightarrow (H^0 \rightarrow \text{hadrons})(Z^* \rightarrow \tau^+\tau^-)$. Cette analyse est complémentaire des analyses des canaux $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$, $H^0e^+e^-$ et $H^0\mu^+\mu^-$ à haute masse.

L'ensemble des analyses effectuées par ALEPH permet d'exclure le domaine

$$0 \rightarrow 53 \text{ GeV}/c^2$$

à plus de 95% de niveau de confiance [65]. Ce domaine est plus important, à haute masse, que le domaine exclu par les analyses présentées dans les chapitres VI et VII, essentiellement parce que l'événement 11316 476 n'est pas pris en compte ici.

VIII.3 Les résultats obtenus par les autres expériences au LEP.

Le boson de Higgs a également été recherché par les 3 autres expériences au LEP, DELPHI [66], L3 [67] et OPAL [68].

Les canaux $(H^0 \text{ invisible})(Z^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-)$ sont utilisés pour la recherche d'un boson de Higgs de masse inférieure à $2m_\mu$, les canaux $(H^0 \rightarrow \geq 2 \text{ traces})(Z^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-)$ pour $2m_\mu < m_{H^0} < \text{quelques GeV}/c^2$ et les canaux $H^0\nu\bar{\nu}$, $H^0e^+e^-$ et $H^0\mu^+\mu^-$ pour un boson de Higgs de haute masse. OPAL a également étudié le canal $(H^0 \rightarrow \gamma\gamma)(Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu})$ pour $m_{H^0} < 2m_\mu$.

Les événements observés à haute masse sont résumés dans le tableau VIII.3. Les événements observés sont compatibles avec les bruits de fond attendus, et aucun événement n'est observé entre 45 et 70 GeV/c².

Expérience	Canal	Masse (GeV/c ²)	Bruit de fond attendu
DELPHI	$e^+e^-q\bar{q}$	35.0 ± 5.0	0.33 ± 0.05
L3	$e^+e^-q\bar{q}$	31.4 ± 1.5	1.6 ± 0.3
L3	$\mu^+\mu^-q\bar{q}$	70.4 ± 0.7	1.7 ± 0.2
OPAL	$e^+e^-q\bar{q}$	37.4 ± 4.4	< 1
OPAL	$\nu\bar{\nu}q\bar{q}$	40.7 ± 4.9	< 1

Tableau VIII.3: Les événements observés au LEP.

Les limites obtenues par les expériences au LEP sont résumées dans le tableau VIII.4.

Expérience	$N_{Z^0 \rightarrow \text{hadrons}}$	$m_{H^0} > (\text{GeV}/c^2)$
DELPHI	330000	47.0
L3	408000	52.0
OPAL	494000	51.0

Tableau VIII.4: Les limites sur la masse du boson de Higgs.

Ces limites confortent les résultats obtenus par ALEPH. La figure VIII.11 montre l'évolution des limites sur la masse du boson de Higgs en fonction des lots d'événements analysés successivement. Avec 2 000 000 d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, la limite sur la masse du boson de Higgs ne pourra vraisemblablement pas dépasser 60 GeV/c².

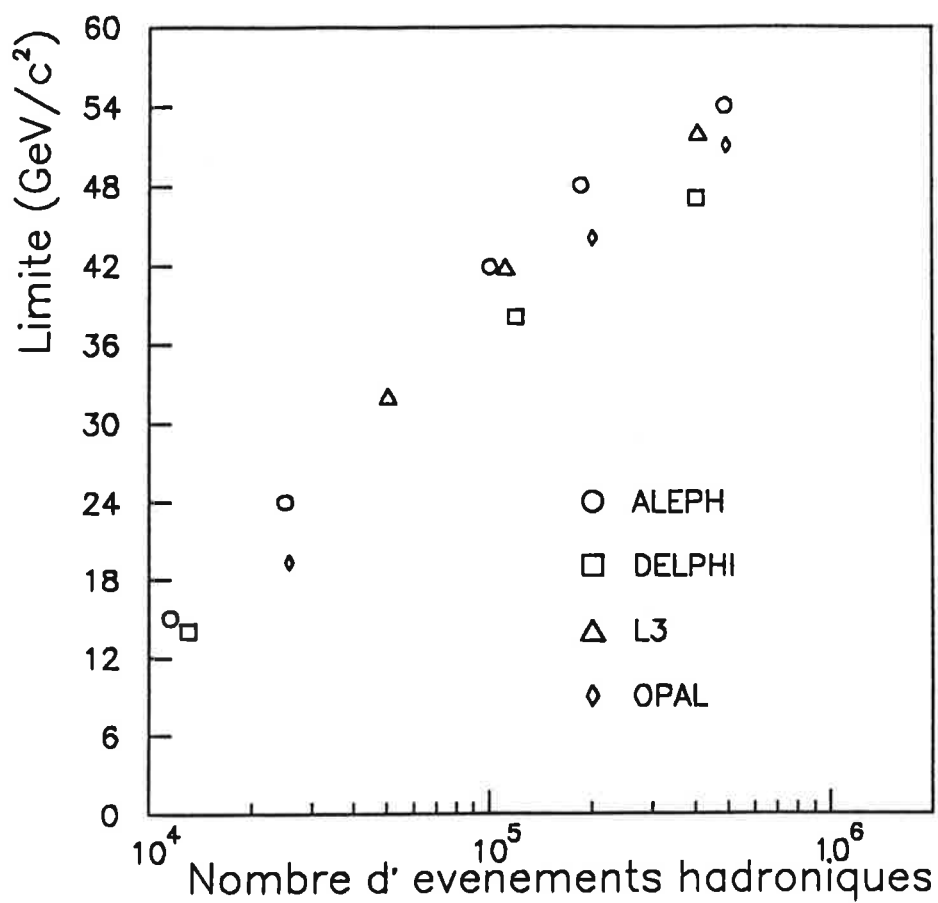


Figure VIII.11: Les limites sur la masse du boson de Higgs en fonction du nombre d'événements analysés au LEP.

Chapitre IX

Le mécanisme de Higgs dans les théories supersymétriques.

Le mécanisme de Higgs avec un doublet de champs scalaires du modèle standard minimal est une solution au problème de la génération des masses des fermions et des bosons de jauge (chapitre I). D'autres solutions peuvent être envisagées, comme la présence de plusieurs doublets, de singlets, ou de triplets de champs scalaires. Il existe cependant des contraintes expérimentales que doivent vérifier les autres solutions envisagées (et qui sont vérifiées dans le modèle standard minimal):

•

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1$$

à l'ordre le plus bas.

Cette condition est automatiquement réalisée dans les modèles ne comportant que des doublets et des singlets de champs scalaires. $\rho = 1$ peut également être vérifié par des combinaisons particulières d'autres représentations ou des ajustements de paramètres. Ces solutions sont cependant peu naturelles.

- L'absence de courants neutres qui changent la saveur des fermions.

Cette condition peut être vérifiée, de façon peu naturelle, par l'ajustement des paramètres du modèle. Elle peut être obtenue de façon plus simple si tous les fermions de même charge sont couplés à un seul doublet.

Les modèles à deux doublets de champs scalaires sont donc à la fois simples et possibles, et constituent ainsi des extensions du modèle standard intéressantes à étudier. De plus, la structure à deux doublets est nécessaire dans les théories supersymétriques.

IX.1 Analyse générale des modèles à deux doublets.

Un modèle à deux doublets de champs scalaires complexes Φ_1 et Φ_2 comprend 8 champs scalaires réels:

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

Trois de ces champs, deux chargés et un neutre, sont réabsorbés lors de la brisure de symétrie, et engendrent les masses des bosons $W^\pm$ et Z^0 , comme dans le modèle standard minimal.

Après brisure de symétrie, le minimum du potentiel de Higgs correspond à:

$$\Phi_1^0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2^0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}$$

avec $v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246 \text{ GeV})^2$.

Si $\xi \neq 0$, il y a violation de CP dans le secteur de Higgs, et l'hypothèse $\xi = 0$ est en général adoptée, ce qui est également le cas dans les théories supersymétriques.

5 champs physiques demeurent après brisure de symétrie: 2 bosons de Higgs chargés $H^\pm$, une particule neutre pseudo-scalaire A^0 et deux particules neutres scalaires h^0 et H^0 (avec la convention $m_{h^0} \leq m_{H^0}$).

Le secteur de Higgs d'un modèle à deux doublets est décrit par 6 paramètres indépendants (contre 1 dans le modèle standard minimal): $m_{H^\pm}$, m_{h^0} , m_{H^0} , m_{A^0} , $\tan \beta = v_2/v_1$ et α , l'angle de mélange qui permet de passer des champs ϕ_3 et ϕ_7 aux états physiques h^0 et H^0 .

Les bosons h^0 et H^0 sont les analogues du boson de Higgs du modèle standard. Le boson h^0 , de masse inférieure à la masse du boson H^0 , peut être recherché au LEP. Ses couplages aux bosons $V = W^\pm, Z^0$, par rapport au couplage $g_{H^{SM}VV}$ du boson de Higgs du modèle standard, valent:

$$\frac{g_{h^0 VV}}{g_{H^{SM}VV}} = \sin(\beta - \alpha)$$

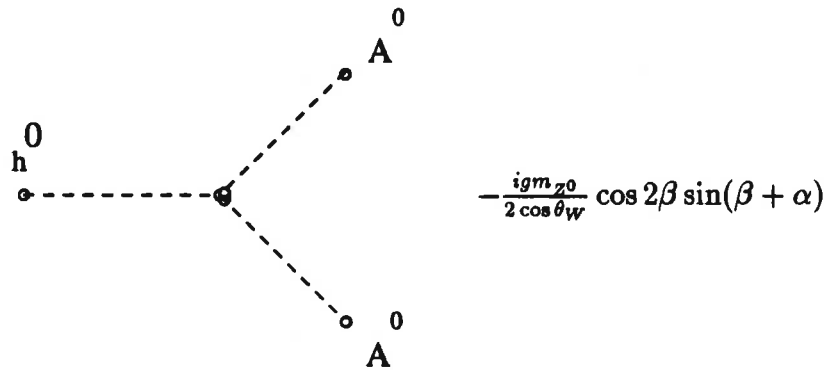
Ses couplages aux fermions dépendent du modèle choisi pour éviter les courants neutres qui changent la saveur des fermions. On peut par exemple demander que

seul Φ_2 couple aux fermions [69]. On peut aussi demander que la composante neutre de Φ_1 couple aux quarks d, s, b et aux leptons chargés et que la composante neutre de Φ_2 couple aux quarks u, c, t [70]. Dans ce deuxième cas, qui est celui utilisé dans les théories supersymétriques, les couplages du boson h^0 sont, par rapport à ceux du modèle standard:

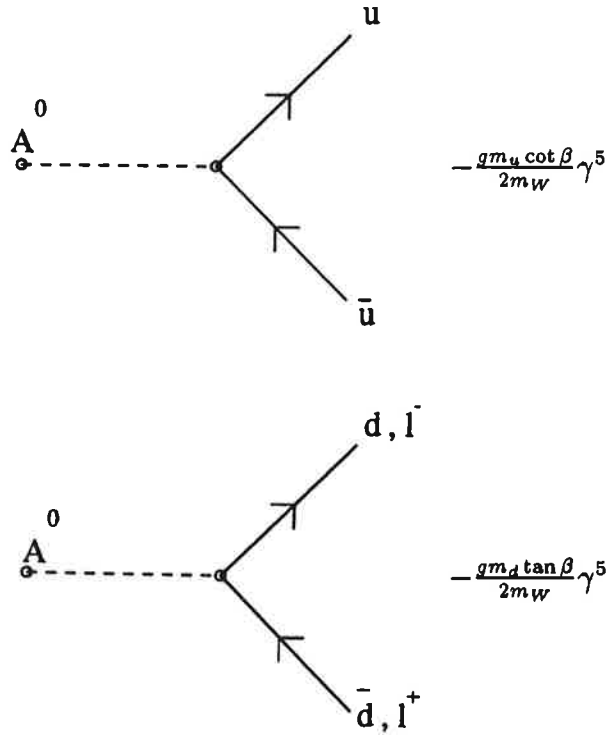
$$\frac{g_{h^0 u\bar{u}}}{g_{H^{SM} u\bar{u}}} = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$$

$$\frac{g_{h^0 d\bar{d}}}{g_{H^{SM} d\bar{d}}} = \frac{g_{h^0 l+l-}}{g_{H^{SM} l+l-}} = \frac{-\sin \alpha}{\cos \beta}$$

Si $m_{h^0} > 2m_{A^0}$, la désintégration $h^0 \rightarrow A^0 A^0$ est également permise, et devra être prise en compte pour l'analyse des résultats:



Les couplages du boson A^0 aux fermions sont:



Un cas particulier des modèles à deux doublets sont les modèles supersymétriques, où des contraintes supplémentaires réduisent le nombre de paramètres nécessaires pour décrire le secteur de Higgs.

IX.2 Bosons de Higgs et supersymétrie.

La supersymétrie [71], qui associe à chaque fermion de Dirac f deux particules scalaires complexes $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ et à chaque boson de jauge une particule de spin 1/2 appelées gaugino, est une alternative intéressante au modèle standard. Elle contient en effet peu de paramètres, est calculable perturbativement et est compatible avec les mesures de précision des paramètres électrofaibles. Elle offre de plus une solution au problème de hiérarchie des masses:

Dans le modèle standard, les corrections à une boucle à la masse du boson de Higgs sont divergentes quadratiquement lorsque la coupure Λ , échelle d'énergie où le modèle standard n'est plus valable, augmente. Les divergences peuvent être

réabsorbées par renormalisation, mais, si $\Lambda = 10^{15}$ GeV (échelle de la grande unification) ou $\Lambda = M_{Planck} = 10^{19}$ GeV, il n'est pas facile d'avoir $m_{H^0} < 1$ TeV/c² sans des ajustements peu naturels de paramètres.

Dans les modèles supersymétriques, les divergences quadratiques disparaissent à tous les ordres grâce aux boucles de particules supersymétriques. Les corrections logarithmiques qui subsistent restent faibles dans la mesure où l'échelle des masses des particules supersymétriques n'est pas très supérieure à 1 TeV/c².

La supersymétrie est le seul moyen connu de résoudre le problème de hiérarchie des masses en conservant les bosons de Higgs élémentaires. D'autres modèles, tels que les modèles de technicouleur, décrits dans le chapitre XI, résolvent ce problème en rendant les bosons de Higgs composites.

IX.2.1 Le secteur de Higgs du modèle supersymétrique minimal.

Une description détaillée du secteur de Higgs du modèle supersymétrique minimal se trouve dans [72]. Dans ce modèle, deux doublets de particules scalaires sont nécessaires pour, d'une part, obtenir le même nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques, et, d'autre part, engendrer à la fois la masse des quarks de type "u" et la masse des quarks de type "d" (utiliser le champ Φ_1^c comme pour le modèle standard (chapitre I.4) est interdit par supersymétrie).

Les cinq particules scalaires $H^\pm$, h^0 , H^0 et A^0 survivent après brisure de symétrie, mais la supersymétrie impose des contraintes sur le potentiel de Higgs qui réduisent le nombre de paramètres indépendants à 2. La donnée, par exemple, de m_{A^0} et $\tan \beta$ permet de déterminer les autres masses et les couplages en utilisant les relations:

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2$$

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left[m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2)^2 - 4m_{Z^0}^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right]$$

$$\sin 2\alpha = -\sin 2\beta \left(\frac{m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2}{m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2} \right)$$

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \left(\frac{m_{A^0}^2 - m_{Z^0}^2}{m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2} \right), \quad -\pi/2 \leq \alpha \leq 0$$

et on a les inégalités:

$$m_{H^\pm} \geq m_W, \quad m_{H^0} \geq m_{Z^0}, \quad m_{A^0} \geq m_{h^0}$$

et

$$m_{h^0} \leq m_{Z^0}$$

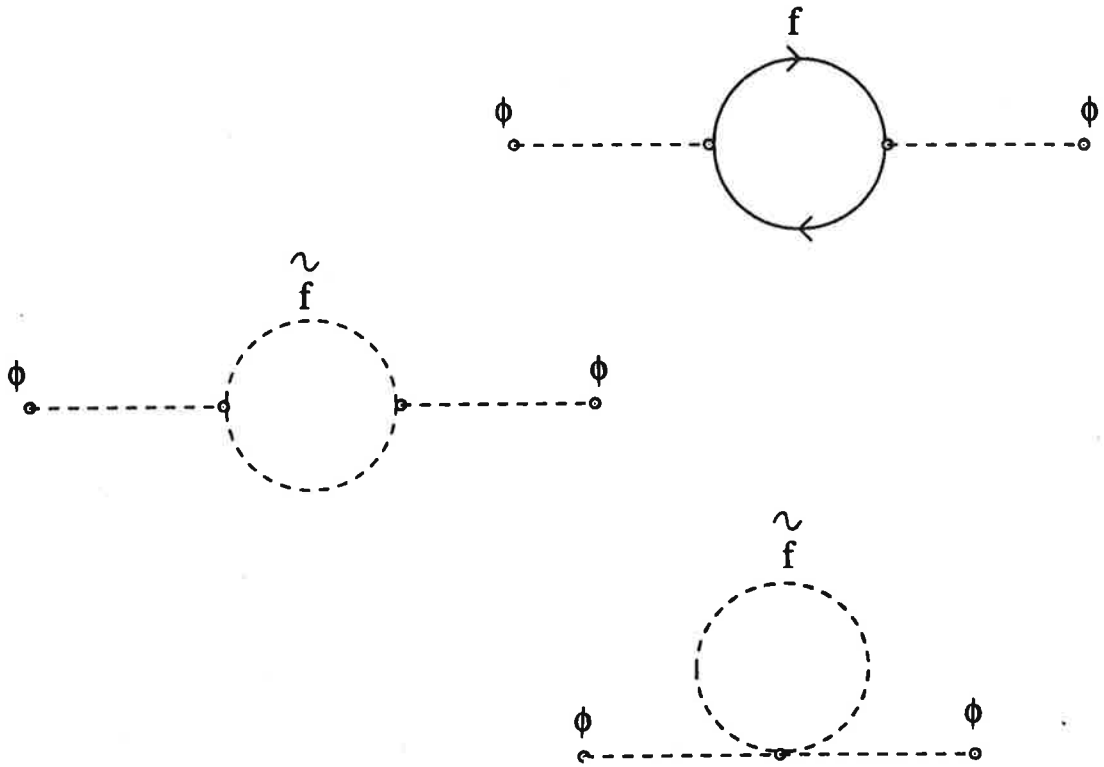
Cette dernière inégalité semble assurer qu'au moins une particule supersymétrique se trouve à une échelle de masse proche de m_{Z^0} , et que la supersymétrie pourrait être mise en évidence, ou exclue, assez rapidement. En réalité, les corrections radiatives aux masses des bosons de Higgs modifient les relations ci-dessus.

IX.2.2 Les corrections radiatives aux masses des bosons de Higgs supersymétriques.

Des corrections radiatives aux masses des bosons de Higgs en supersymétrie ont été calculées dès 1984. Leur importance, due à la masse élevée du quark top, n'a été réalisée que depuis 1991.

Les corrections radiatives dues aux boucles de gauginos ou de Higgsinos, les partenaires supersymétriques des bosons de jauge et des bosons de Higgs, sont négligeables [73], [74]. Les corrections les plus importantes proviennent des boucles de fermions

et de leurs partenaires scalaires:



Le premier calcul de telles corrections date de 1984 [74], et montrait que les corrections radiatives à m_{h^0} sont faibles (au plus de quelques GeV/c^2) si $m_{top} < 60 \text{ GeV}/c^2$, indépendamment de $m_{\tilde{t}}$. Si la masse du quark top est supérieure à $91 \text{ GeV}/c^2$, des corrections importantes sont possibles. Ces corrections peuvent être calculées de deux façons.

La méthode du potentiel effectif [75] consiste à remplacer le potentiel de Higgs $V(\Phi_1, \Phi_2)$ par un potentiel $V(\Phi_1, \Phi_2)_{eff}$ obtenu en calculant les diagrammes à une boucle. Les masses des bosons de Higgs sont les dérivées secondes du potentiel au minimum.

Dans la deuxième méthode, les masses des bosons de Higgs sont les pôles des propagateurs calculés en tenant compte des diagrammes à une boucle [76]. Cette deuxième méthode donne des résultats numériques en accord avec la méthode du potentiel effectif, avec des différences inférieures à 2 ou 3 GeV/c^2 .

L'effet des corrections radiatives peut être résumé dans:

$$\epsilon = \frac{3\sqrt{2}G_F m_{top}^4}{2\pi^2 \sin^2 \beta} \ln \left(1 + \frac{m_{\tilde{q}}^2}{m_{top}^2} \right)$$

si les effets de mélange entre $\tilde{q}_R$ et $\tilde{q}_L$ sont négligeables.

La donnée de $(m_A, \tan \beta)$ permet de calculer

$$m_{H^0, h^0} = \frac{1}{2} [m_A^2 + m_Z^2 + \epsilon \pm \Delta]$$

$$\sin 2\alpha = -\frac{(m_A^2 + m_Z^2) \sin 2\beta}{\Delta}$$

$$\cos 2\alpha = -\frac{(m_A^2 - m_Z^2) \cos 2\beta}{\Delta}$$

avec

$$\Delta = \left[(m_A^2 + m_Z^2 + \epsilon)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta - 4\epsilon m_A^2 \sin^2 \beta - 4\epsilon m_Z^2 \cos^2 \beta \right]^{1/2}$$

La figure IX.1 montre la valeur de m_{h^0} en fonction de m_A , pour plusieurs valeurs de $\tan \beta$. A l'ordre le plus bas, on a toujours $m_{h^0} < m_{Z^0}$. En incluant les corrections radiatives, on peut avoir $m_{h^0} \simeq 140 \text{ GeV}/c^2$ si $m_{top} \simeq 200 \text{ GeV}/c^2$. Lorsque m_A est grand, la valeur de m_{h^0} tend vers un maximum qui dépend de $\tan \beta$ et m_{top} , et qui est représenté sur la figure IX.2.

La figure IX.1 montre qu'il existe un large domaine du plan $(m_A, \tan \beta)$ où la masse du boson h^0 est suffisamment faible pour qu'il soit produit à LEP I, par un mécanisme analogue au mécanisme de production du boson de Higgs du modèle standard. Les analyses des chapitres VI et VII peuvent donc être appliquées à la recherche du boson h^0 .

IX.3 Application des résultats des recherches du boson de Higgs au boson h^0 .

Les résultats obtenus dans les chapitres précédents sur la recherche du boson de Higgs du modèle standard peuvent être réinterprétés dans le cadre du modèle supersymétrique minimal en utilisant les considérations suivantes:

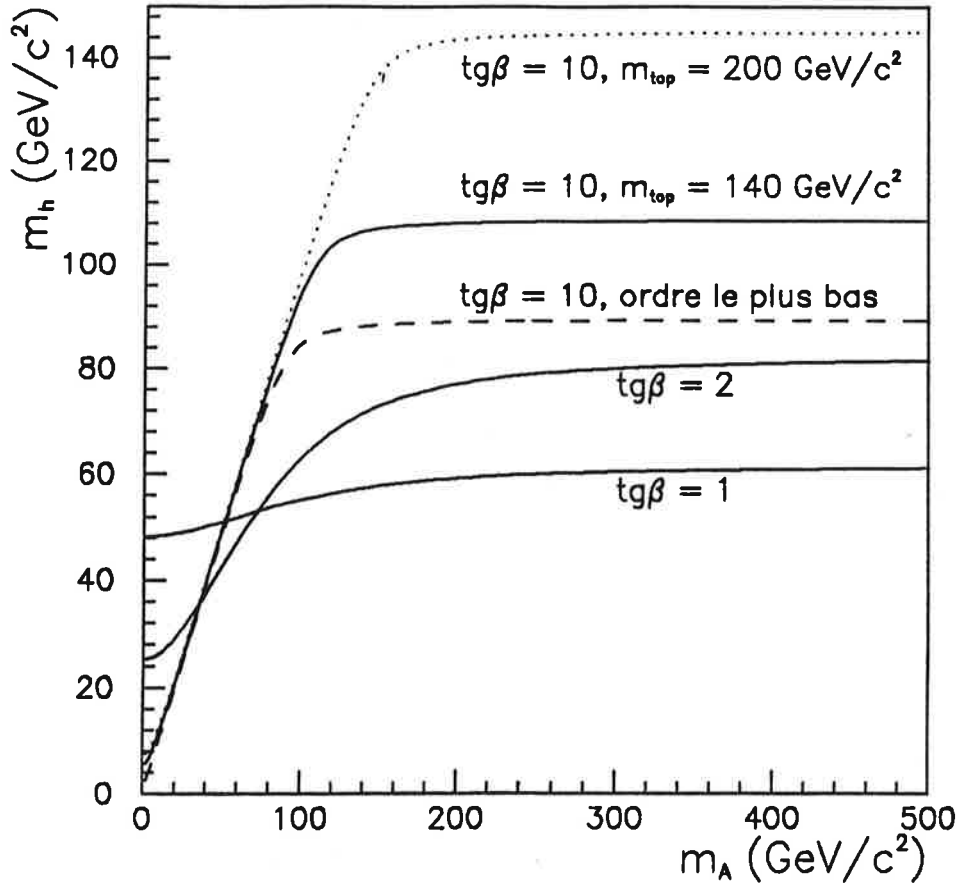


Figure IX.1: m_{h^0} en fonction de m_A et $\tan \beta$ avec et sans corrections radiatives. Les courbes sont obtenues avec $m_{\tilde{t}} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et en négligeant les effets dû au mélange entre $\tilde{q}_R$ et $\tilde{q}_L$.

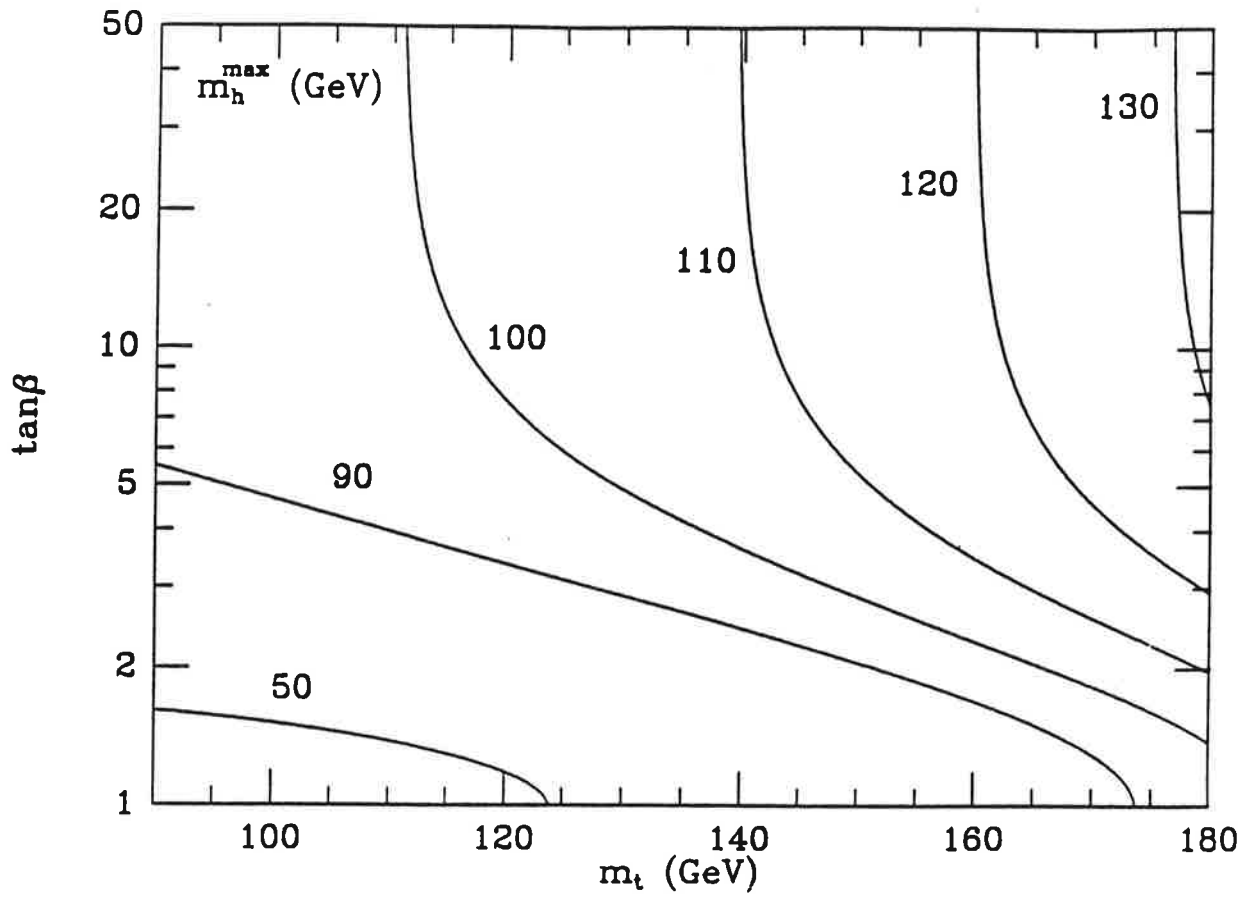


Figure IX.2: Valeur maximale de m_{h^0} en fonction de m_{top} et $\tan\beta$.

Les courbes sont obtenues avec $m_{\tilde{q}} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et en négligeant les effets du au mélange entre $\tilde{q}_R$ et $\tilde{q}_L$ [77].

- La section efficace de production du boson h^0 est réduite d'un facteur $\sin^2(\beta - \alpha)$ par rapport à la section efficace de production du boson de Higgs du modèle standard.
- Les efficacités de sélection du boson de Higgs à haute masse ($m_{h^0} > 2m_b$) restent correctes si la désintégration $h^0 \rightarrow A^0 A^0$ n'est pas permise car le rapport de branchement du boson h^0 en $\tau^+ \tau^-$ n'est jamais très supérieur à celui du modèle standard.
- Dans le domaine $2m_\mu < m_{h^0} < 2m_b$, et toujours si la désintégration $h^0 \rightarrow A^0 A^0$ n'est pas permise, l'analyse effectuée est suffisamment inclusive pour ne pas être affectée par le mode exact de désintégration du boson h^0 .
- Si $m_{h^0} < 2m_\mu$, la durée de vie du boson h^0 dépend de $\tan \beta$, et les résultats de la recherche du boson de Higgs à basse masse ne peuvent être utilisés directement.
- Si $m_{h^0} > 2m_A$ et si $m_A > 2m_b$, le boson A^0 se désintègre en hadrons et les analyses précédentes restent valables.

La figure IX.3 montre le domaine exclu, dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ par les analyses présentées dans les chapitres VI et VII. La sensibilité est limitée à petites valeurs de m_A car on a alors $m_{h^0} > 2m_A$. Si $\tan \beta \gg 1$ ou $\tan \beta < 1$, $\sin^2(\beta - \alpha)$ est petit et la section efficace de production du boson h^0 diminue. Lorsque la masse du quark top augmente, les corrections radiatives augmentent la masse du boson h^0 , et le domaine exclu est moins important.

IX.4 Les autres recherches de bosons de Higgs supersymétriques au LEP.

Dans les modèles à deux doublets de Higgs, il existe, à LEP I, d'autres mécanismes de production de boson de Higgs que le mécanisme de Bjorken $Z^0 \rightarrow h^0 Z^*$. Une paire de bosons de Higgs chargés peut être produite par le processus:

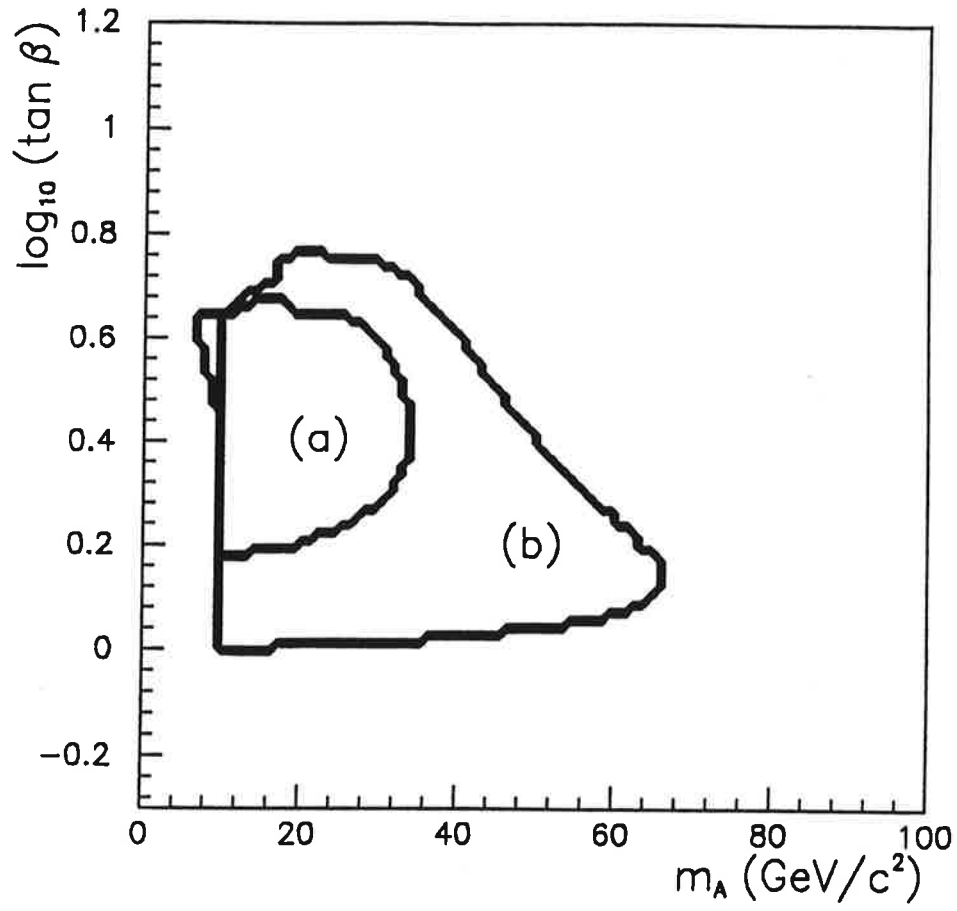
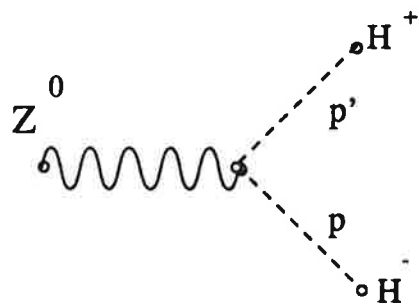


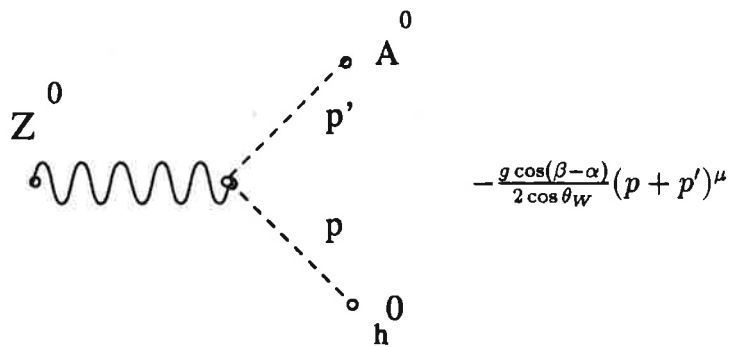
Figure IX.3: Domaine du plan $(m_A, \tan \beta)$ exclu par la recherche du boson de Higgs du modèle standard.

Le domaine (a) est exclu si $m_{top} = 200 \text{ GeV}/c^2$, le domaine (b) est exclu si $m_{top} = 140 \text{ GeV}/c^2$. Les courbes sont obtenues avec $m_{\tilde{q}} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et en négligeant les effets du mélange entre $\tilde{q}_R$ et $\tilde{q}_L$.



$$-\frac{ig \cos 2\theta_W}{2 \cos \theta_W} (p + p')^\mu$$

La production associée des bosons h^0 et A^0 peut être obtenue par le processus:



IX.4.1 La recherche de paires de bosons de Higgs chargés.

La mise en évidence de la production de bosons de Higgs chargés, absents dans le modèle standard minimal, constituerait la preuve d'une structure plus complexe du secteur de Higgs, mais, dans le modèle supersymétrique minimal, la masse des bosons de Higgs chargés est supérieure à la masse du boson W .

Les largeurs de désintégration des bosons de Higgs chargés en quarks et leptons sont données par:

$$\Gamma(H^+ \rightarrow l^+ \nu_l) = \frac{G_F \sqrt{2}}{8\pi} m_{H^\pm} m_l^2 \tan^2 \beta$$

$$\Gamma(H^+ \rightarrow u_i \bar{d}_j) = 3 |V_{ij}|^2 \frac{G_F \sqrt{2}}{8\pi} m_{H^\pm}^2 (m_i^2 \cot^2 \beta + m_j^2 \tan^2 \beta)$$

où V_{ij} est l'élément de la matrice de Kobayashi-Maskawa entre les quarks u_i et d_j .

Pour $m_{H^\pm} > 20 \text{ GeV}/c^2$, les modes de désintégration dominants sont $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ pour $\tan \beta \gg 1$ et $H^+ \rightarrow c \bar{s}$ pour $\tan \beta < 1$. Pour $\tan \beta > 1$, le rapport de branchement du boson H^+ en $\tau^+ \nu_\tau$ vaut au moins 30%. Les états finals à considérer sont donc l'état final purement leptonique $H^+ H^- \rightarrow \tau \nu \tau \nu$, l'état final purement hadronique $H^+ H^- \rightarrow c s c s$ et l'état final "semi-leptonique" $H^+ H^- \rightarrow \tau \nu c s$.

Les résultats obtenus par ALEPH dans l'étude de ces trois canaux sont présentés sur la figure IX.4 [78]. La condition $m_{H^\pm} > 41.7 \text{ GeV}/c^2$ est obtenue, indépendamment de $\tan \beta$, et la plus grande partie du domaine accessible cinématiquement à LEP I est exclue.

IX.4.2 Etude de la production associée $Z^0 \rightarrow h^0 A^0$.

La production de bosons de Higgs par le mécanisme $Z^0 \rightarrow h^0 A^0$, dont la section efficace est proportionnelle à $\cos^2(\beta - \alpha)$, est complémentaire de la production $Z^0 \rightarrow h^0 Z^*$.

A haute masse, les états finals sont essentiellement $h^0 A^0 \rightarrow c \bar{c} c \bar{c}$ si $\tan \beta \ll 1$ et $h^0 A^0 \rightarrow b \bar{b} b \bar{b}$ si $\tan \beta > 1$, conduisant à des événements à 4 jets. Dans ces canaux, la recherche d'un excès dans la distribution des masses jet-jet peut être effectuée.

La désintégration du boson h^0 en $\tau^+ \tau^-$ n'est cependant pas négligeable (elle est supérieure à 12% si $\tan \beta > 1$) et les résultats de la recherche d'événements $\tau^+ \tau^- q \bar{q}$ utilisée pour l'étude du boson de Higgs du modèle standard peuvent être appliqués.

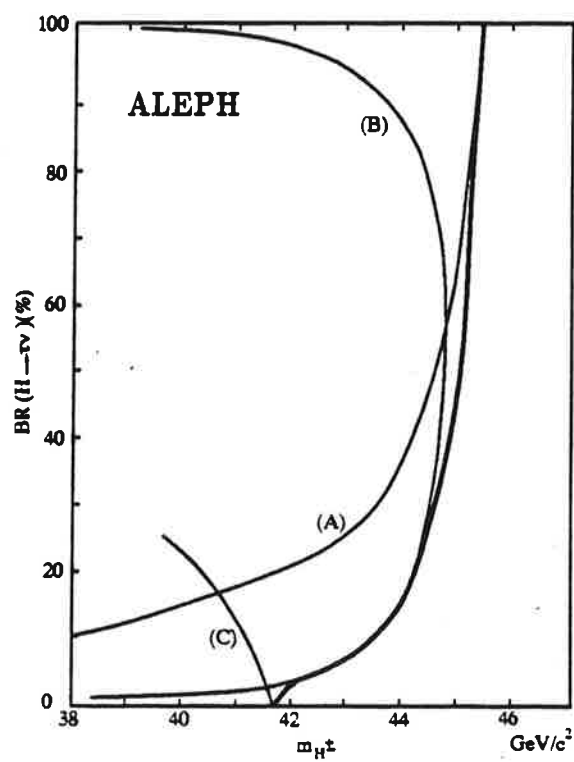


Figure IX.4: Résultats de la recherche de bosons de Higgs chargés à LEP I. La limite (A) est obtenue par l'étude du canal $H^+H^- \rightarrow \tau\nu\tau\nu$, la courbe (B) par le canal $H^+H^- \rightarrow \tau\nu cs$ et la courbe (C) par le canal $H^+H^- \rightarrow cs cs$ [78].

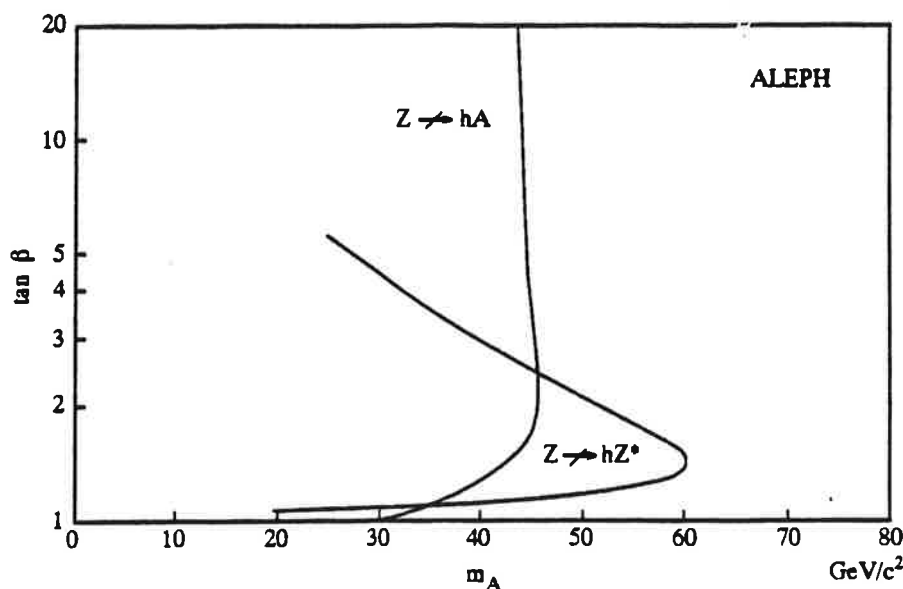


Figure IX.5: Résultats de la recherche de bosons de Higgs supersymétriques à LEP I.

Les corrections radiatives ont été calculées avec $m_{top} = 140 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{\tilde{q}} = 1 \text{ TeV}/c^2$ [78].

IX.4.3 La recherche d'un boson de Higgs supersymétrique léger.

La recherche de bosons de Higgs supersymétriques légers (de masse inférieure à environ $10 \text{ GeV}/c^2$) est décrite dans [79]. De nombreuses analyses sont nécessaires pour couvrir l'ensemble du plan $(m_A, \tan \beta)$, à cause des modes variés de désintégration des bosons de Higgs en fonction de leur masse et de $\tan \beta$. De plus, la possibilité $h^0 \rightarrow A^0 A^0$ doit également être prise en compte [78][80]

Aucun signal n'est observé dans l'ensemble des analyses effectuées. La figure IX.5 montre le domaine exclu par ALEPH dans le plan $(m_A, \tan \beta)$, avec les données accumulées en 1989 et 1990. Si $\tan \beta > 1$, le domaine $m_A < 31 \text{ GeV}/c^2$ est exclu à 95% de niveau de confiance, pour $m_{\tilde{q}} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et en négligeant les mélanges entre $\tilde{q}_R$ et $\tilde{q}_L$.

IX.5 Conclusion.

La supersymétrie est une théorie simple et viable qui prédit l'existence de deux doublets de bosons de Higgs. L'existence de plusieurs bosons de Higgs est donc une possibilité qui doit être considérée.

Le LEP a permis d'explorer un large domaine du plan des paramètres du secteur de Higgs supersymétrique. Aucun signal n'a pu être mis en évidence, et la recherche des bosons de Higgs devra donc se poursuivre auprès des futurs accélérateurs.

Partie III

L'avenir des recherches du boson de Higgs

Chapitre X

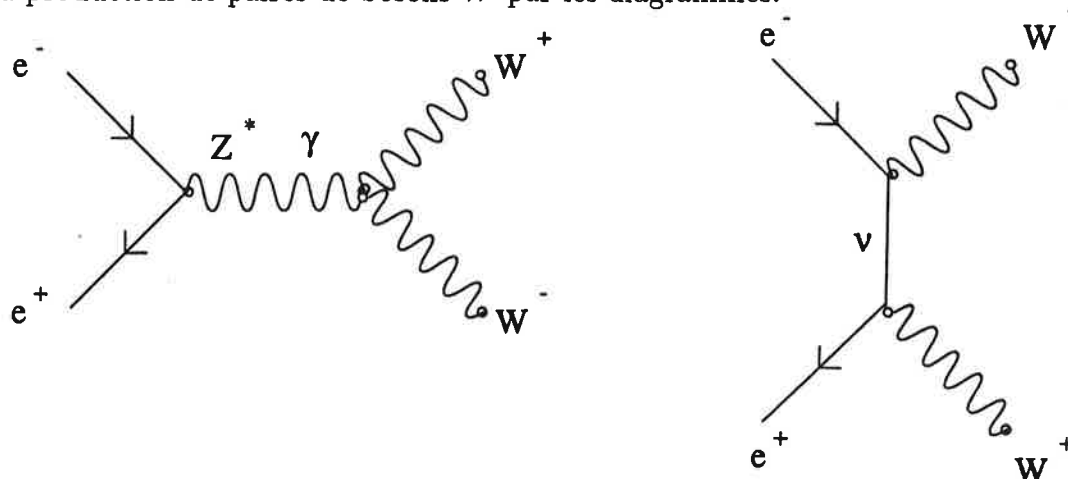
La recherche du boson de Higgs aux futurs accélérateurs

La recherche du boson de Higgs à LEP I a presque atteint ses limites. Avec 2 000 000 d'événements $Z^0 \rightarrow$ hadrons, le domaine exploré sera porté environ jusqu'à $m_{H^0} \simeq 60 \text{ GeV}/c^2$. LEP I aura ainsi permis d'explorer un domaine important, mais la recherche du boson de Higgs devra être poursuivie auprès des futurs accélérateurs.

Après 1994, le LEP entrera dans une deuxième phase, où l'énergie dans le centre de masse sera portée à 170-200 GeV. Vers l'an 2000, deux nouveaux collisionneurs hadroniques, le LHC (Large Hadron Collider) à Genève et le SSC (Superconducting Super-Collider) à Dallas devraient être mis en service. Enfin, la réalisation d'un collisionneur e^+e^- linéaire à $\sqrt{s} \simeq 500 \text{ GeV}$ est envisagée.

X.1 La recherche du boson de Higgs à LEP II

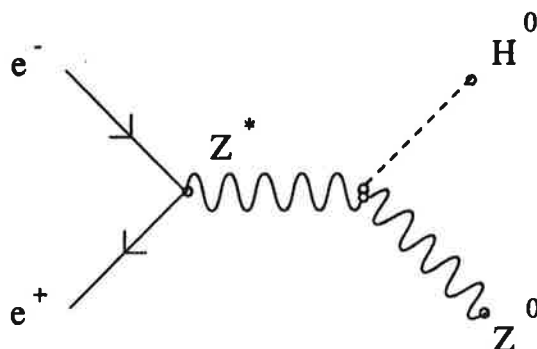
Vers 1994-1995, l'énergie du LEP sera portée à $\sqrt{s} \geq 170$ GeV afin de permettre la production de paires de bosons W par les diagrammes:



LEP II permettra également de poursuivre la recherche du boson de Higgs entreprise à LEP I. De plus, en cas de recherche infructueuse, les mesures de précision des paramètres électrofaibles, en particulier la mesure de la masse du boson W , fourniront une indication sur la masse du boson de Higgs.

X.1.1 Les recherches directes du boson de Higgs.

Comme à LEP I, le boson de Higgs pourrait être produit à LEP II par le mécanisme de Bjorken:



À LEP II, le boson Z final est réel, et la reconstruction de sa masse doit faciliter la recherche du boson de Higgs.

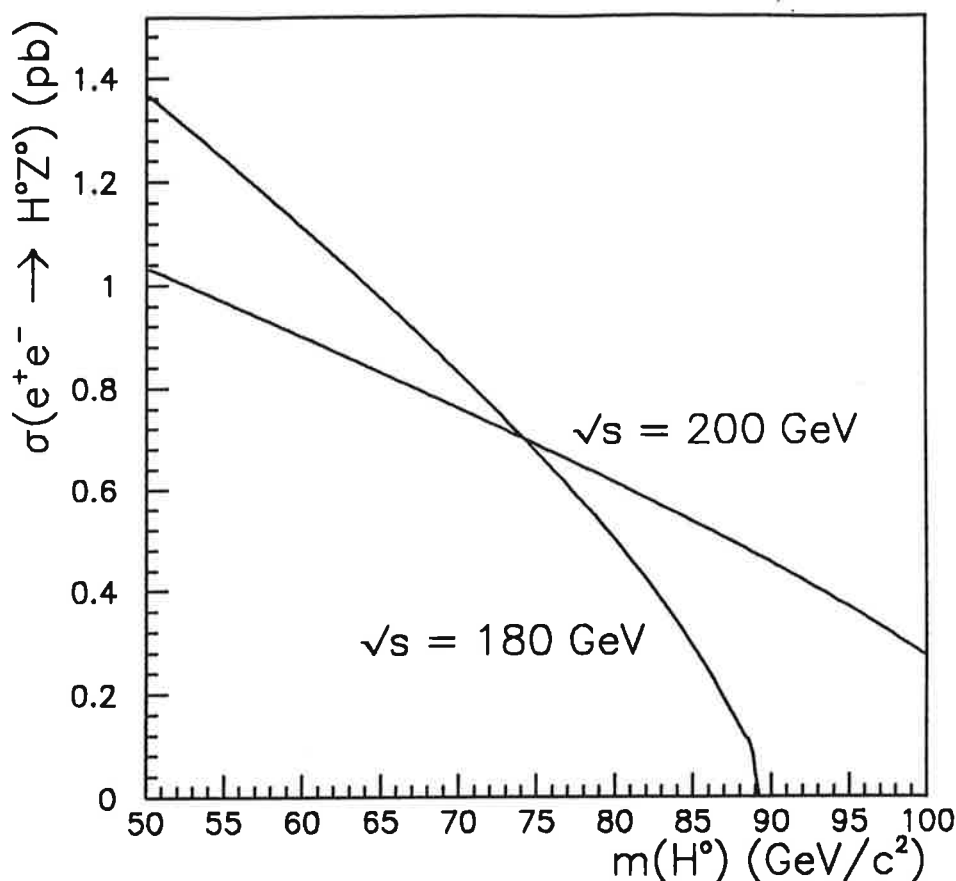


Figure X.1: Section efficace de production du boson de Higgs à LEP II.

La figure X.1 montre la section efficace de production du boson de Higgs à LEP II. La section efficace de production d'un boson de Higgs de 80 GeV/c² à $\sqrt{s} = 180$ GeV vaut 0.5 pb. A titre de comparaison, la section efficace de production d'un boson de Higgs de 50 GeV/c² à LEP I vaut 1.9 pb.

Les bruits de fond à la recherche du boson de Higgs sont différents des bruits de fond observés à LEP I.

La section efficace $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ vaut environ 120 pb à $\sqrt{s} = 180$ GeV (80 pb à $\sqrt{s} = 200$ GeV). Ce bruit de fond est donc relativement moins important qu'à LEP I où $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = 31200$ pb. D'autre part, un boson de Higgs de 80 GeV/c² a la même poussée qu'un boson de Higgs de 50 GeV/c² produit à LEP I. Les deux types d'événements se ressemblent donc, et on peut s'attendre à ce que des coupures aussi efficaces que celles utilisées à LEP I ($\epsilon \geq 50\%$) permettent d'éliminer tout le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ attendu.

A $\sqrt{s} = 180$ GeV, le bruit de fond le plus important à la recherche du boson de

Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ est la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \nu_\tau\tau q\bar{q}$ dans les cas où le lepton tau n'est pas détecté. La section efficace de production d'une paire W^+W^- vaut environ 15 pb, et le nombre d'événements de bruit de fond attendu est:

$$N_{WW} = 15 \text{ pb} \times L \times \epsilon \times P_{WW \rightarrow \nu_\tau\tau q\bar{q}} \times P_\tau$$

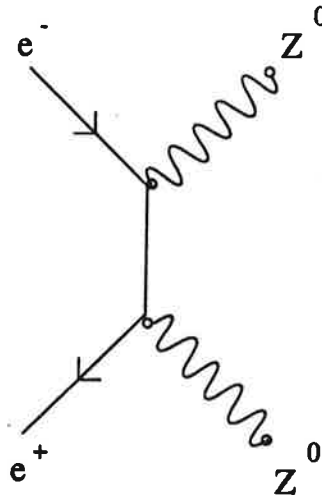
où L est la luminosité intégrée (en pb^{-1}), ϵ est l'acceptance des coupures de sélection des événements $e^+e^- \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ sur le bruit de fond et P_τ est la probabilité de ne pas détecter le tau. Avec $\epsilon = 50\%$ et $P_\tau = 10\%$, on obtient:

$$N_{WW} = 0.1 \times L \quad L \text{ en } \text{pb}^{-1}$$

Le nombre de bosons de Higgs observés serait, pour $m_{H^0} = 80 \text{ GeV}/c^2$:

$$N_{H^0\nu\bar{\nu}} = 0.05 \times L$$

Pour $\sqrt{s} > 2m_{Z^0}$, la production d'une paire de bosons Z^0 constitue une autre source de bruit de fond:



La section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0)$ vaut 1 pb à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, et le nombre d'événements $Z^0Z^0 \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ attendu est:

$$N_{ZZ} = 0.14 \times L$$

L'étiquetage des quarks b permet d'augmenter le rapport signal / bruit. En effet, le boson de Higgs se désintègre en $b\bar{b}$ dans 85% des cas, alors que seulement 22% des désintégrations hadroniques du Z^0 sont des quarks b, et environ 0.1% des désintégrations de W sont $W \rightarrow c\bar{b}$. Avec un détecteur de vertex, et pour une efficacité d'identification d'une paire de quarks $b\bar{b}$ de 50%, la contamination des paires $c\bar{c}$ peut valoir 8% et celle des paires $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$ 1%.

L'étiquetage des quarks b permet donc, en conservant environ la moitié du signal, de réduire le bruit de fond WW par un facteur 100 et le bruit de fond ZZ par un facteur 8.

Le tableau X.1 résume le nombre d'événements du signal et de bruit de fond attendus dans l'analyse des canaux $H^0\nu\bar{\nu}$, $H^0e^+e^-$, $H^0\mu^+\mu^-$, avec étiquetage des quarks b, par unité de luminosité intégrée (en pb^{-1}). La figure X.2 montre, en fonction de la masse du boson de Higgs, la luminosité intégrée nécessaire pour obtenir un rapport $\text{Signal}/\sqrt{\text{Bruit}} \geq 3$ et au moins 3 événements de signal observés.

Tableau X.1: Nombre d'événements de signal et de bruit de fond observés, par pb^{-1} , avec étiquetage de quarks b.

	$\sqrt{s} = 180 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$
Signal		
$m_{H^0} = 80 \text{ GeV}/c^2$	0.030	0.036
$m_{H^0} = 90 \text{ GeV}/c^2$	-	0.026
Bruits de fond	0.001	0.027

En utilisant les canaux $e^+e^- \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow H^0e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow H^0\mu^+\mu^-$, un boson de Higgs de $80 \text{ GeV}/c^2$ peut être trouvé avec 150pb^{-1} à $\sqrt{s} = 180 \text{ GeV}$ sans identification de b. La découverte d'un boson de Higgs de $90 \text{ GeV}/c^2$ nécessite, à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, 300 pb^{-1} et une identification des quarks b.

L'identification des quarks b pourrait également permettre l'utilisation du canal $e^+e^- \rightarrow H^0q\bar{q}$ car le bruit de fond est moins important qu'à LEP I. L'utilisation de ce canal permettrait d'augmenter un peu l'importance statistique d'un éventuel excès d'événements dans les autres canaux, ou d'augmenter légèrement le domaine exclu.

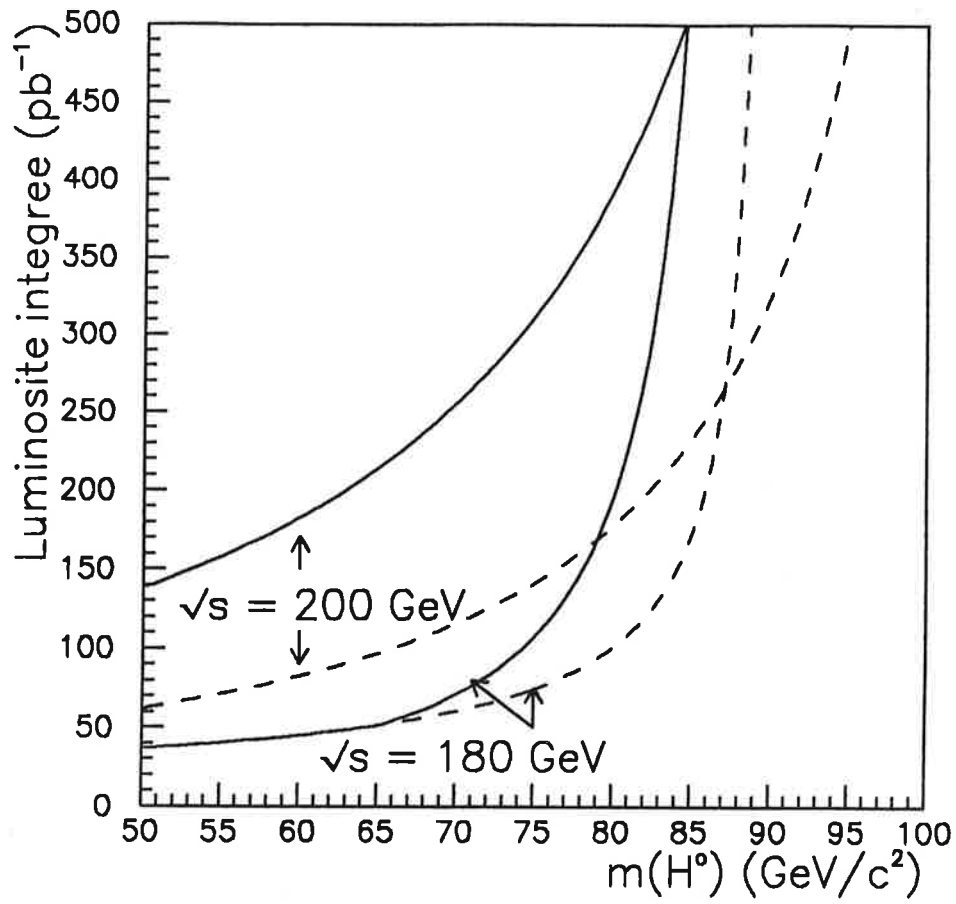


Figure X.2: Luminosité intégrée minimale nécessaire pour obtenir $S/\sqrt{B} \geq 3$ et au moins 3 événements observés à LEP II.

Les courbes en traits pleins sont les résultats possibles sans identification de quarks b , les courbes en tirets avec identification de quarks b .

X.1.2 L'utilisation des mesures de précision.

Dans le modèle standard, la donnée des quantités α , G_F , m_{Z^0} et α_s permet de calculer des quantités telles que m_W , $\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$, l'asymétrie avant-arrière dans les désintégrations du Z^0 , etc.

Ces quantités dépendent, par l'intermédiaire des corrections de propagateur, de vertex et par des diagrammes en boîtes, de deux paramètres inconnus: m_{top} et m_{H^0} . Ces corrections, qui sont typiquement de l'ordre de 1% par rapport aux valeurs calculées à l'ordre le plus bas, peuvent être regroupées dans 4 paramètres [81]:

$$\Delta_\rho = \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_{top}^2}{m_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} \ln \frac{m_H^2}{m_Z^2}$$

$$\Delta_{3Q} = -\frac{\alpha}{9\pi} \ln \frac{m_H^2}{m_Z^2}$$

$$\Delta_{1Q} = \frac{m_W^2}{m_Z^2} \Delta_{3Q}$$

$$\Delta_{bV}^t = -\frac{20}{19} \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{m_{top}^2}{m_Z^2} + \frac{13}{6} \ln \frac{m_{top}^2}{m_Z^2} \right)$$

Les corrections dépendent quadratiquement de la masse du quark top, mais seulement logarithmiquement de la masse du boson de Higgs. Elles peuvent être utilisées pour obtenir une estimation de la masse du quark top [2]:

$$m_{top} = 132 \begin{smallmatrix} +27 \\ -31 \end{smallmatrix} \begin{smallmatrix} +18 \\ -19 \end{smallmatrix} \text{ (GeV/c}^2\text{)}$$

La première erreur est expérimentale, la deuxième correspond à la variation de la masse du boson de Higgs entre 50 et 1000 GeV/c².

Si le quark top est trouvé prochainement par CDF ou D0 au Tevatron, la même méthode pourra être utilisée pour obtenir une estimation de la masse du boson de Higgs. La figure X.3 montre la limite obtenue, à 95% de niveau de confiance, avec les mesures actuelles.

$$m_W = (79.91 \pm 0.39) \text{ GeV}/c^2 \quad [82]$$

$$m_W/m_{Z^0} = 0.8813 \pm 0.0041 \quad [83]$$

$$\sin^2 \Theta_W = 0.2300 \pm 0.0064 \quad [84]$$

$$A_{FB}^\mu = 0.0138 \pm 0.0049 \quad [2]$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow l^+l^-) = (83.33 \pm 0.33) \text{ MeV}/c^2 \quad [85]$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) = (498 \pm 8) \text{ MeV}/c^2 \quad [2]$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrons}) = (1744 \pm 8) \text{ MeV}/c^2 \quad [85]$$

La limite actuelle est peu significative:

$$m_{H^0} < 10 \text{ TeV}/c^2 \text{ si } m_{\text{top}} = 120 \text{ GeV}/c^2$$

Cependant, cette limite pourra être notablement diminuée par l'amélioration de la mesure des quantités utilisées. En particulier, LEP II devrait permettre la mesure de la masse du boson W à moins de $100 \text{ MeV}/c^2$ près. La masse du boson de Higgs pourra alors être déduite à environ $200 \text{ GeV}/c^2$ près.

X.2 La recherche du boson de Higgs aux futurs collisionneurs hadroniques

Deux projets de collisionneurs proton-proton à haute énergie existent.

A Dallas, la construction du SSC, un collisionneur de 80 km de circonférence opérant à une énergie de 20 TeV par faisceau, a commencé. La luminosité devrait être de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

L'installation d'aimants supraconducteurs dans le tunnel du LEP devrait permettre d'y réaliser un collisionneur proton-proton, le LHC, à $\sqrt{s} = 16 \text{ TeV}$. Par rapport au SSC, l'énergie plus faible devrait être compensée par une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

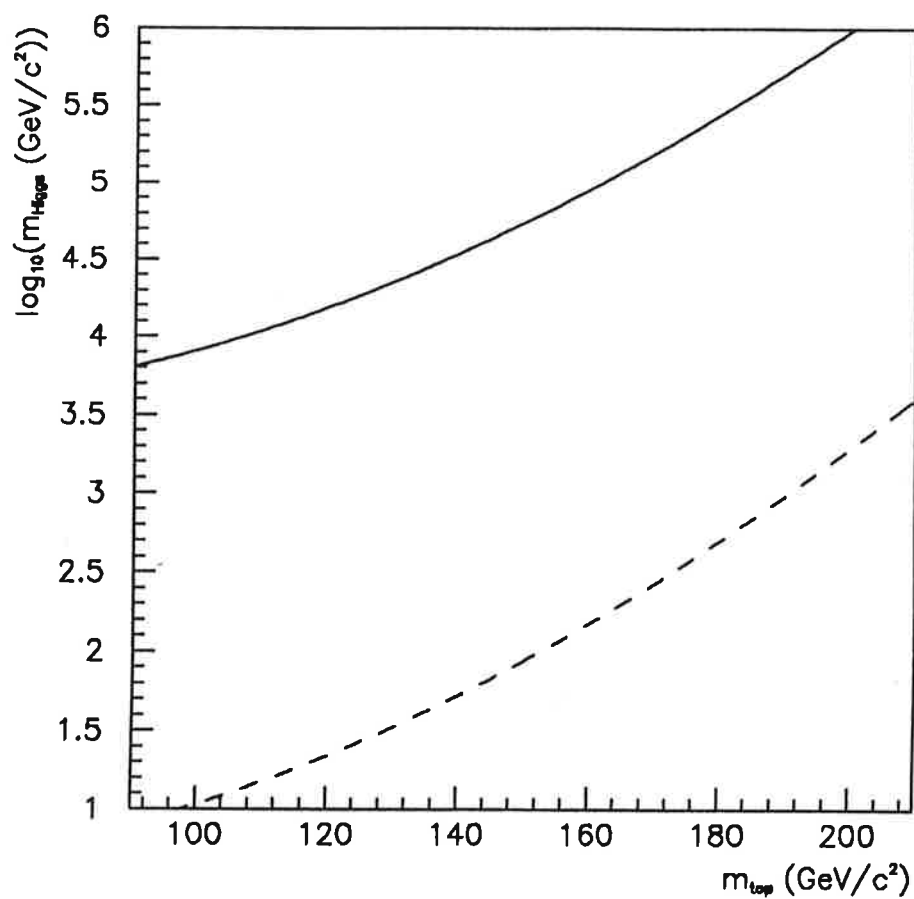
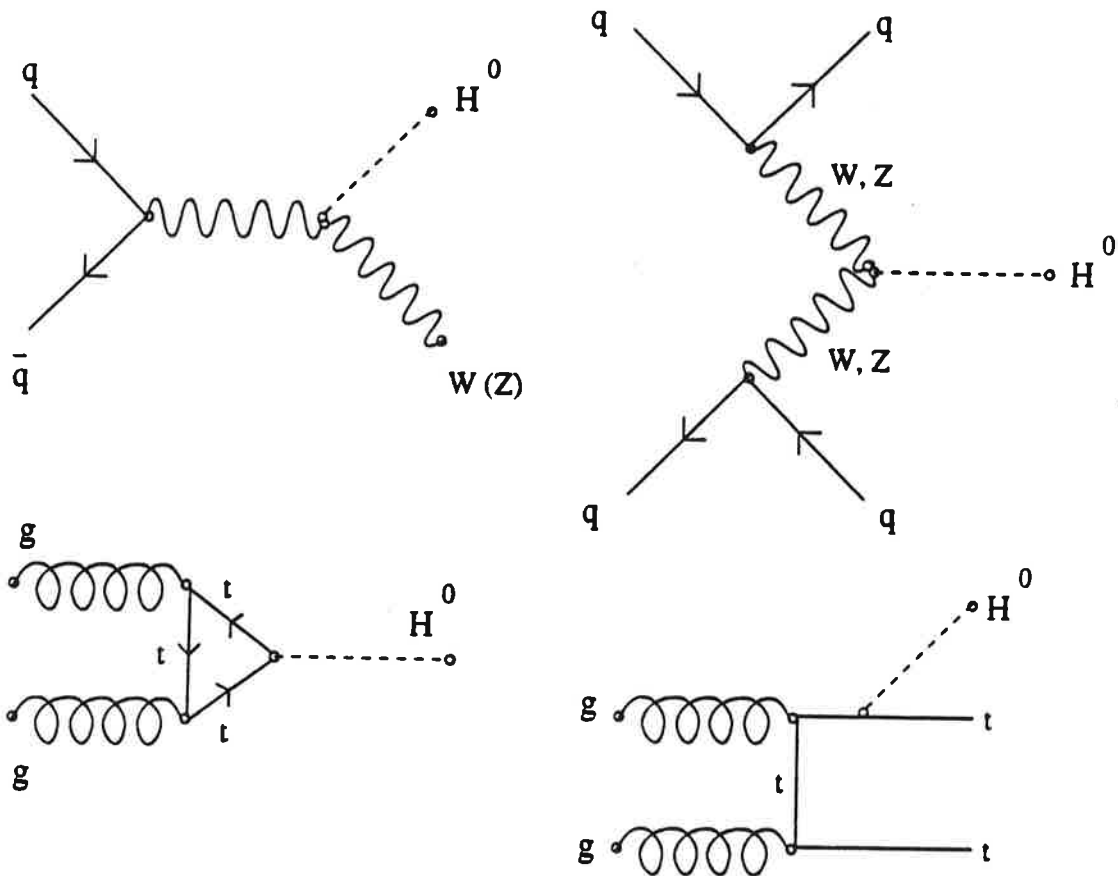


Figure X.3: Limite sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top.

Le domaine au-dessus de la ligne en trait plein est exclu à 95% de niveau de confiance. La ligne pointillée est la valeur centrale.

X.2.1 La production du boson de Higgs aux collisionneurs hadroniques

Il existe 4 types de diagrammes de production du boson de Higgs à LHC/SSC:



Les sections efficaces de production du boson de Higgs par les différents diagrammes ci-dessus sont représentées sur la figure X.4 [86].

La section efficace est dominée par la fusion $gg \rightarrow H^0$, au moins jusqu'à $m_{H^0} \simeq 600 \text{ GeV}/c^2$. Au-delà, le couplage du boson de Higgs aux bosons W et Z devient important, et la fusion $WW(ZZ) \rightarrow H^0$ pourrait devenir dominante.

Les incertitudes sur la section efficace sont très importantes. Pour $m_{H^0} \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, elles proviennent essentiellement de l'ignorance de la masse du quark top qui intervient dans la boucle de fusion gluon-gluon. En-dessous de $m_{H^0} \simeq 200 \text{ GeV}/c^2$, l'incertitude sur la section efficace de production du boson de Higgs est dominée par la méconnaissance de la fonction de structure du gluon dans le nucléon. Cette incertitude peut atteindre un facteur 2.

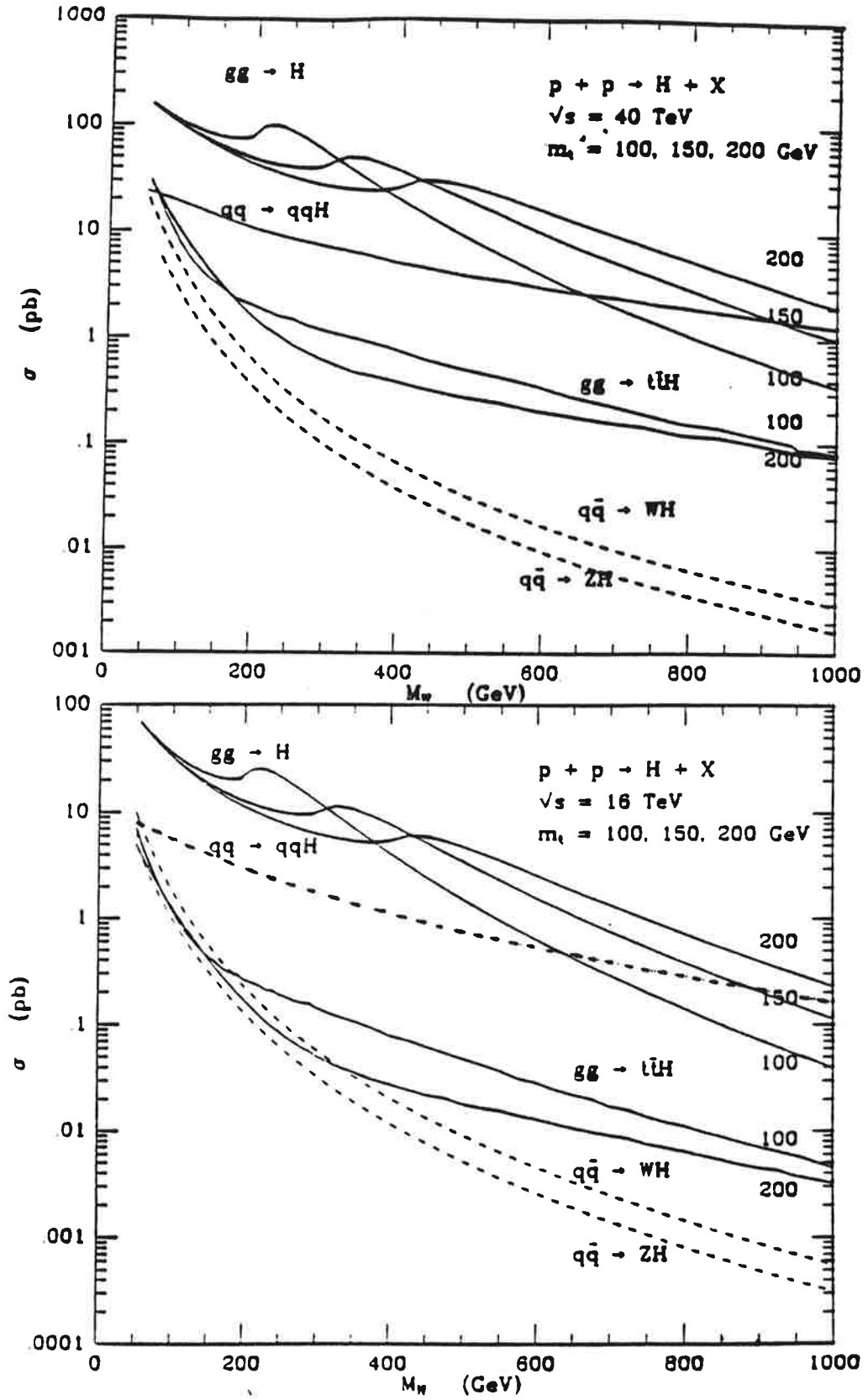


Figure X.4: Section efficace de production du boson de Higgs à LHC/SSC. La figure est tirée de la référence [86].

Remarquons enfin que la section efficace de production du boson de Higgs est entre 5 et 10 fois plus grande à $\sqrt{s} = 40$ TeV qu'à $\sqrt{s} = 16$ TeV.

X.2.2 Les canaux de recherche du boson de Higgs à LHC/SSC

- $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow llll$.

Le canal le plus facile à étudier au LHC (ou au SSC) est le canal $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow llll$ ($l = e$ ou μ) pour $m_{H^0} > 2m_{Z^0}$. Le rapport d'embranchement du boson de Higgs en $Z^0 Z^0$ vaut environ 1/3, et le rapport d'embranchement $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow llll$ vaut 0.14%. 3000 événements de ce type pourraient être observés au LHC pour $m_{H^0} = 200$ GeV/c² et une luminosité intégrée de 10^5 pb⁻¹ (environ un an de prise de données à une luminosité de 10^{34} cm⁻²s⁻¹). Dans le canal $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow \mu\mu\mu\mu$, la résolution sur la masse du boson de Higgs pourrait être de 4 GeV/c² (de l'ordre de la largeur intrinsèque du boson de Higgs) pour $m_{H^0} = 200$ GeV/c², si $\Delta p_\mu/p_\mu = 13\%$ et en utilisant les contraintes $m_{l+l-} = m_{Z^0}$.

Le bruit de fond dominant sera le bruit de fond résonant $q\bar{q}, gg \rightarrow ZZ \rightarrow llll$, dont la section efficace vaut environ 10 pb à $\sqrt{s} = 16$ TeV/c². La figure X.5 montre que le signal du boson de Higgs apparaîtrait cependant clairement au-dessus de ce bruit de fond pour $m_{H^0} \leq 800$ GeV/c² avec 10^5 pb⁻¹.

Les bruits de fond non résonants $q\bar{q}, gg \rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow llll + X$ et $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow llll + X$ peuvent être suffisamment réduits en utilisant la résolution sur la masse du boson de Higgs.

- $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\bar{\nu}$.

Ce canal est six fois plus important, en termes de rapport d'embranchement, que le canal précédent. Dans les collisionneurs hadroniques, où de l'énergie est emportée par les quarks spectateurs dans le tube à vide, il n'est pas possible de reconstruire l'énergie manquante, mais l'énergie transverse manquante P_T^m peut être mesurée. La réduction des bruits de fond $q\bar{q}, gg \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\bar{\nu}$ et $q\bar{q}, gg \rightarrow Z + \text{jets}$ par une coupure de l'ordre de $P_T^m \geq 200$ GeV/c est suffisante si la couverture angulaire du détecteur descend jusqu'à $\Theta \leq 1.7^\circ$ des faisceaux et si les zones mortes de l'appareillage sont peu nombreuses.

Dans ces conditions, une luminosité intégrée de 10^5 pb⁻¹ (resp. 10^4 pb⁻¹) permet d'étudier le domaine $m_{H^0} \leq 1000$ GeV/c² (resp. $m_{H^0} \leq 700$ GeV/c²) au LHC.

- $H^0 \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$.

L'étude de ce canal, dont le rapport d'embranchement est 150 fois plus important que le rapport d'embranchement du boson de Higgs en 4 leptons chargés,

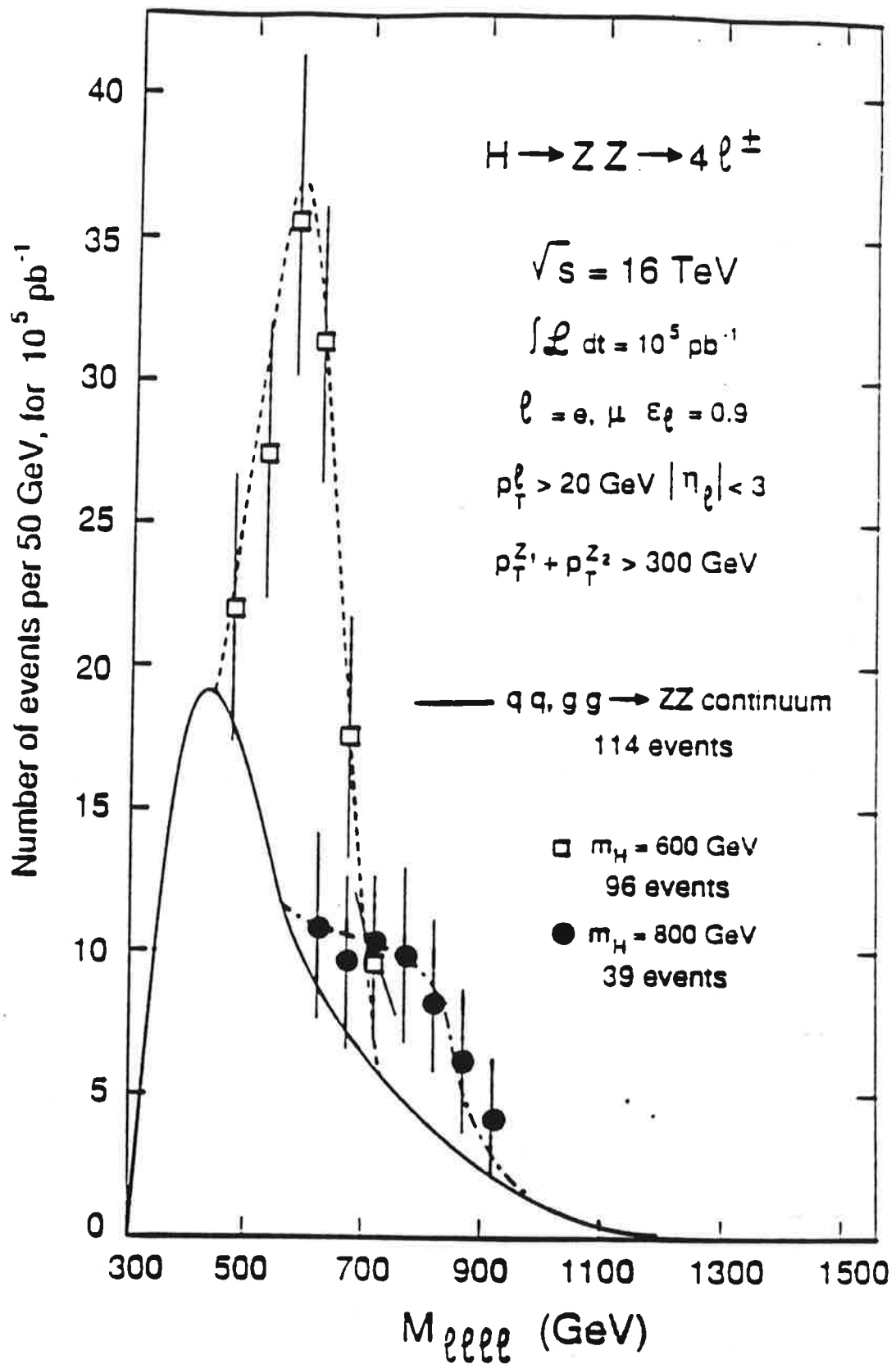


Figure X.5: Signal du boson de Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow llll$ au LHC. La figure est tirée de la référence [86].

est destinée à la recherche éventuelle d'un boson de Higgs de masse supérieure à $1 \text{ TeV}/c^2$.

Les bruits de fond, provenant par exemple de la réaction $t\bar{t} \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$, sont environ 10000 fois plus importants que le signal. L'étude de ce canal pourrait cependant être possible en utilisant la réaction $q\bar{q} \rightarrow H^0 q\bar{q}$ et en étiquetant les deux jets de quarks à petit angle, si la couverture angulaire du détecteur descend jusqu'à 1° de l'axe des faisceaux.

L'étude des canaux précédents permettra vraisemblablement de rechercher le boson de Higgs dans le domaine $2m_{Z^0} \leq m_{H^0} \leq 1 \text{ TeV}/c^2$. Il restera alors à couvrir le domaine $80 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 2m_{Z^0}$. Deux canaux permettent d'étudier une partie de ce domaine aux collisionneurs hadroniques.

- $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow llll$.

La figure X.6 montre les rapports d'embranchement du boson de Higgs pour $20 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 200 \text{ GeV}/c^2$.

En-dessous de $2m_{Z^0}$, la désintégration du boson de Higgs en 4 leptons est possible, au prix du passage par un boson Z virtuel. Dans ce cas, on ne peut plus imposer que 2 paires de leptons aient une masse proche de la masse du Z^0 , et les bruits de fond $t\bar{t} \rightarrow 4 \text{ leptons}$ et $Zb\bar{b} \rightarrow 4 \text{ leptons}$, présents également à $m_{H^0} > 2m_{Z^0}$, sont relativement plus importants. Le signal le plus clair peut cependant être obtenu par l'étude des muons, et permet d'explorer le domaine $m_{H^0} \geq 150 \text{ GeV}/c^2$. Si les électrons peuvent également être utilisés, le domaine $m_{H^0} \geq 130 \text{ GeV}/c^2$ peut être couvert.

- $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Ce canal, bien qu'ayant un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-3} , semble être le canal le plus prometteur pour la recherche d'un boson de Higgs de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$. Dans ce domaine, la largeur du boson de Higgs est faible ($\Gamma_{H^0} < 10 \text{ MeV}/c^2$), et la reconstruction de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ est limitée par la résolution du détecteur. Une bonne reconstruction de la masse est essentielle pour observer un signal au-dessus des bruits de fond irréductibles $q\bar{q}, gg \rightarrow \gamma\gamma + X$, et une bonne granularité du calorimètre est nécessaire pour obtenir une réjection des π^0 isolés suffisante. Les conditions à remplir pour l'étude de ce canal sont:

- Une résolution de l'ordre de 5 mrad sur la direction des photons. Au LHC, la superposition d'une quinzaine d'événements à chaque collision empêche la reconstruction du vertex d'origine par les traces chargées, et donc la connaissance de la direction des photons à mieux que 30 mrad pour un calorimètre situé à 2 m des faisceaux. La direction des photons devra donc être mesurée par le calorimètre lui-même.

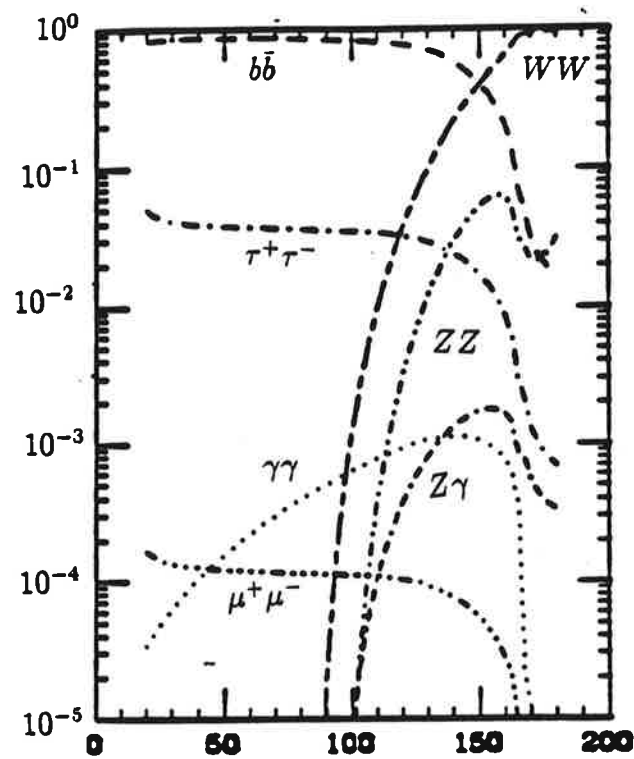


Figure X.6: Les rapports d'embranchement du boson de Higgs dans le domaine $20 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 200 \text{ GeV}/c^2$.

La figure est tirée de la référence [87].

- Une bonne résolution en énergie:

$$\frac{\sigma_E}{E} \leq \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$$

- Une grande granularité du calorimètre, qui doit permettre de séparer 2 photons distants de 10 mrad pour réduire le bruit de fond dû aux π^0 .

Si toutes ces conditions sont remplies, un rapport $Signal/\sqrt{Bruit}$ environ égal à 6 est espéré pour $m_{H^0} \simeq 100 \text{ GeV}/c^2$ avec 10^5 pb^{-1} . Ce nombre souffre d'incertitudes théoriques sur le rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons et sur le taux exact de bruit de fond. Ces incertitudes pourraient réduire le sens statistique du signal d'un facteur 2.

L'étude des productions associées WH^0 , ZH^0 et $t\bar{t}H^0$ par la recherche de leptons isolés en plus des 2 photons est également envisagée.

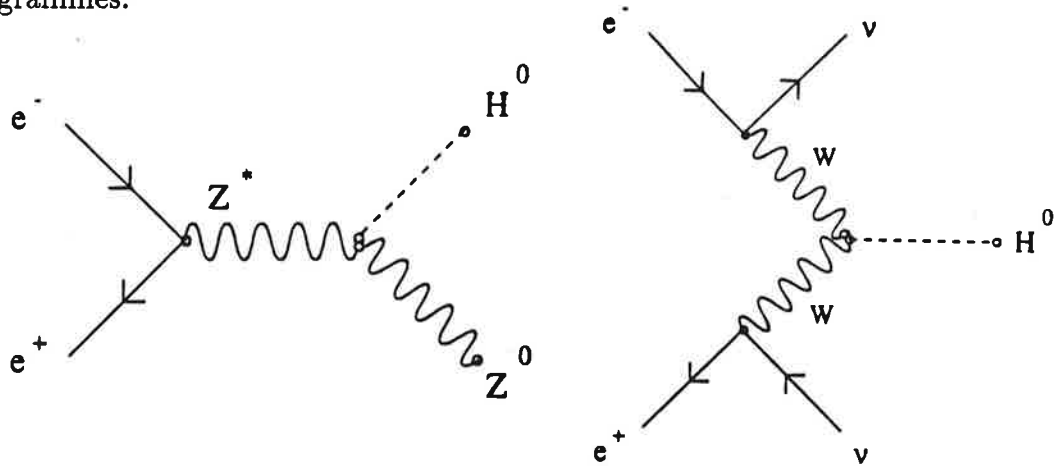
X.3 La recherche du boson de Higgs auprès d'un collisionneur e^+e^- à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$

Dans sa deuxième phase, le LEP devrait permettre de découvrir facilement un boson de Higgs jusqu'à $m_{H^0} \simeq 80 \text{ GeV}/c^2$. La possibilité d'explorer le domaine $80 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 100 \text{ GeV}/c^2$ dépendra de l'énergie disponible et de la luminosité intégrée. Les futurs collisionneurs hadroniques LHC et SSC doivent permettre de découvrir un boson de Higgs de masse comprise entre 130 et $800 \text{ GeV}/c^2$. Leur capacité à explorer le domaine $80 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow 130 \text{ GeV}/c^2$ dépendra de la qualité des détecteurs, du rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux photons et du taux exact de bruit de fond.

Tout le domaine $80 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 130 \text{ GeV}/c^2$ pourrait donc très bien ne pas être couvert par LEP et LHC/SSC. Un collisionneur e^+e^- linéaire à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ permettrait d'explorer ce domaine [88].

A cette énergie, le boson de Higgs serait essentiellement produit par les dia-

grammes:



Les sections efficaces sont résumées dans le tableau X.2. Les diagrammes du fusion $Z^0 Z^0$ ou $\gamma\gamma$ ont des sections efficaces environ 10 fois plus faibles et sont négligés.

Tableau X.2: Section efficace de production du boson de Higgs dans un collisionneur e^+e^- à $\sqrt{s} = 500$ GeV.

	$m_{H^0} = 100 \text{ GeV}/c^2$	$m_{H^0} = 150 \text{ GeV}/c^2$
$e^+e^- \rightarrow H^0 Z^0$	60 fb	50 fb
$e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H^0$	100 fb	60 fb

X.3.1 La recherche du boson de Higgs dans les canaux $e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-$, $H^0 \mu^+\mu^-$

A $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}/c^2$, le signal du boson de Higgs de masse inférieure à $150 \text{ GeV}/c^2$ dans les canaux $e^+e^- \rightarrow H^0 e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow H^0 \mu^+\mu^-$ est caractérisé par deux leptons énergiques opposés à un jet hadronique. Le bruit de fond dû au processus $e^+e^- \rightarrow (\gamma) f\bar{f}$, dont la section efficace vaut environ 15 pb (pour $m_{top} = 140 \text{ GeV}/c^2$), peut donc être supprimé en conservant une haute efficacité.

Le bruit de fond essentiel provient de la réaction $e^+e^- \rightarrow Z^0 Z^0$ dont la section efficace vaut environ 250 fb. Néanmoins, avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et en reconstruisant la masse du boson de Higgs, le signal apparaîtrait clairement si $m_{H^0} > 110 \text{ GeV}/c^2$. Pour $m_{H^0} \simeq m_{Z^0}$, l'identification des quarks b et l'utilisation de la distribution angulaire des leptons permettent de réduire le bruit de fond à un niveau comparable au signal (une quinzaine d'événements pour 10 fb^{-1}).

X.3.2 La recherche du boson de Higgs dans le canal $e^+e^- \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$

Un boson de Higgs produit dans la réaction $e^+e^- \rightarrow WW\nu\bar{\nu} \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ serait caractérisé par 2 jets acoplanaires, une impulsion transverse de l'ordre de 60 GeV/c et une énergie visible très inférieure à $\sqrt{s}$. Le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow \gamma f\bar{f}$ est supprimé par une coupure sur l'impulsion transverse. Les bruits de fond essentiels sont $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$, $\gamma\gamma \rightarrow WW$ ($\sigma \simeq 200$ fb) et surtout $e^+e^- \rightarrow WW$ ($\sigma \simeq 9$ pb). Ces bruits de fond doivent être réduits par une identification des quarks b. Le rapport $Signal/\sqrt{Bruit}$ est alors de l'ordre de 8 pour $m_{H^0} \simeq 90$ GeV/c².

X.3.3 Conclusion

Un collisionneur e^+e^- linéaire à $\sqrt{s} = 500$ GeV permet d'explorer le domaine $90 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 150 \text{ GeV}/c^2$ avec 10 fb^{-1} en utilisant les canaux $e^+e^- \rightarrow H^0Z^0$ et $e^+e^- \rightarrow WW\nu\bar{\nu} \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ et en disposant d'une identification de quarks b.

Signalons également qu'il serait peut-être possible de faire fonctionner un collisionneur e^+e^- en collisionneur $\gamma\gamma$ [89], ce qui permettrait de mesurer le couplage $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, sensible à de la physique nouvelle éventuelle.

X.4 La recherche des bosons de Higgs supersymétriques

La relation $m_{h^0} < m_{Z^0}$, à l'ordre le plus bas, a longtemps conduit à penser que LEP II permettrait de découvrir le boson h^0 du modèle supersymétrique minimal, ou d'exclure celui-ci en cas de recherches négatives. Les corrections à une boucle augmentent m_{h^0} (mais on a alors $m_{h^0} < 140 \text{ GeV}/c^2$), et la recherche des bosons de Higgs supersymétriques auprès d'autres accélérateurs doit être considérée.

A LEP II, la recherche des bosons de Higgs neutres supersymétriques peut se faire par l'étude des canaux $e^+e^- \rightarrow h^0Z^0$ et $e^+e^- \rightarrow h^0A^0$ [90]. Le canal $e^+e^- \rightarrow h^0Z^0$ permet, de façon analogue à la recherche du boson de Higgs du modèle standard, d'explorer le domaine $\tan\beta < 3 \sim 4$, indépendamment de m_{A^0} avec 500 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}/c^2$, si $m_{top} = 140 \text{ GeV}/c^2$. Cette limite est plus faible si la masse du quark top est plus élevée. Avec la même énergie et la même luminosité intégrée, l'identification des quarks b doit permettre de vaincre le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dans l'étude du canal $Z^0 \rightarrow h^0A^0$ et d'explorer le domaine $m_{A^0} < 85 \text{ GeV}/c^2$ (indépendamment, cette fois, de la masse du quark top). La figure X.7 résume le domaine qui peut être exploré à LEP II.

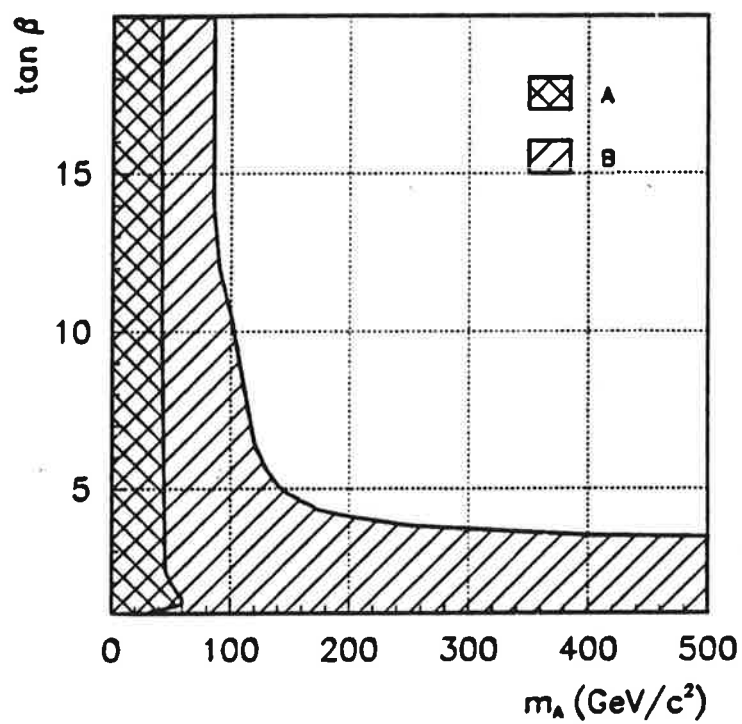


Figure X.7: La recherche des bosons de Higgs supersymétriques à LEP II. A: limites actuelles, B: domaine exploré à $\sqrt{s} = 190$ GeV avec 500 pb^{-1} . La figure est tirée de la référence [90].

Les bosons de Higgs chargés, produits dans la réaction $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$, peuvent être recherchés dans le canal $H^+H^- \rightarrow \tau^+\nu\tau^-\bar{\nu}$. Si $\tan\beta$ est grand, le rapport d'embranchement de $H^\pm$ en $\tau\nu$ tend vers 100% et le domaine $m_{H^\pm} \leq 80 \text{ GeV}/c^2$ peut être exploré.

Au LHC/SSC, les perspectives de recherche des bosons de Higgs supersymétriques pourraient dépendre de la masse des autres particules supersymétriques qui entrent, par l'intermédiaire des boucles, dans la production des bosons de Higgs. Si leur effet est négligeable, les canaux qui peuvent être explorés sont [77]:

- $h^0, H^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Ce canal est le plus prometteur si les conditions requises pour la recherche du boson de Higgs standard dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sont remplies. La figure X.8, courbes *a* et *b*, montre le domaine qui pourrait être exclu de cette façon.

- $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$

Ce canal est défavorisé par rapport au modèle standard car le couplage $H^0 \rightarrow ZZ$ est réduit, sauf si $\tan\beta$ est petit et $2m_{Z^0} < m_{H^0} < 2m_{top}$. La courbe *c* sur la figure X.8 montre le domaine qui peut être exploré.

- $A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$

Si $\tan\beta$ est grand, la section efficace de production du boson A^0 pourrait être important et permettre l'étude du canal $A^0 \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu$ (+neutrinos). Le domaine au-dessus de la courbe *d* sur la figure X.8 pourrait être accessible.

- $t \rightarrow bH^+ \rightarrow b\tau^+\nu_\tau$

Dans ce canal, la recherche de la désintégration du tau en une particule isolée et l'étiquetage leptonique du deuxième quark top doit permettre de voir un excès d'événements $l - \tau$ par rapport à $l - l$ dans le domaine à gauche de la courbe *e* sur la figure X.8.

La figure X.8 montre qu'un domaine non négligeable du plan $(m_{A^0}, \tan\beta)$ pourrait rester inexploré après LEP II et LHC/SSC. Ce domaine peut être couvert facilement par un collisionneur e^+e^- à haute énergie.

En effet, dans un tel collisionneur, la complémentarité des réactions $e^+e^- \rightarrow H^0Z^0$ et $e^+e^- \rightarrow h^0Z^0$, dont les sections efficaces sont proportionnelles respectivement à $\cos^2(\beta - \alpha)$ et $\sin^2(\beta - \alpha)$ assure que $\sigma(e^+e^- \rightarrow h^0, H^0Z^0)$, qui vaut environ 60 fb, est indépendante de $\tan\beta$ et m_{A^0} (et, incidemment, aussi de m_{top}). L'étude des canaux $e^+e^- \rightarrow H^0, h^0e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow H^0, h^0\mu^+\mu^-$ permet donc de découvrir au moins un boson de Higgs supersymétrique à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ avec 10 fb^{-1} .

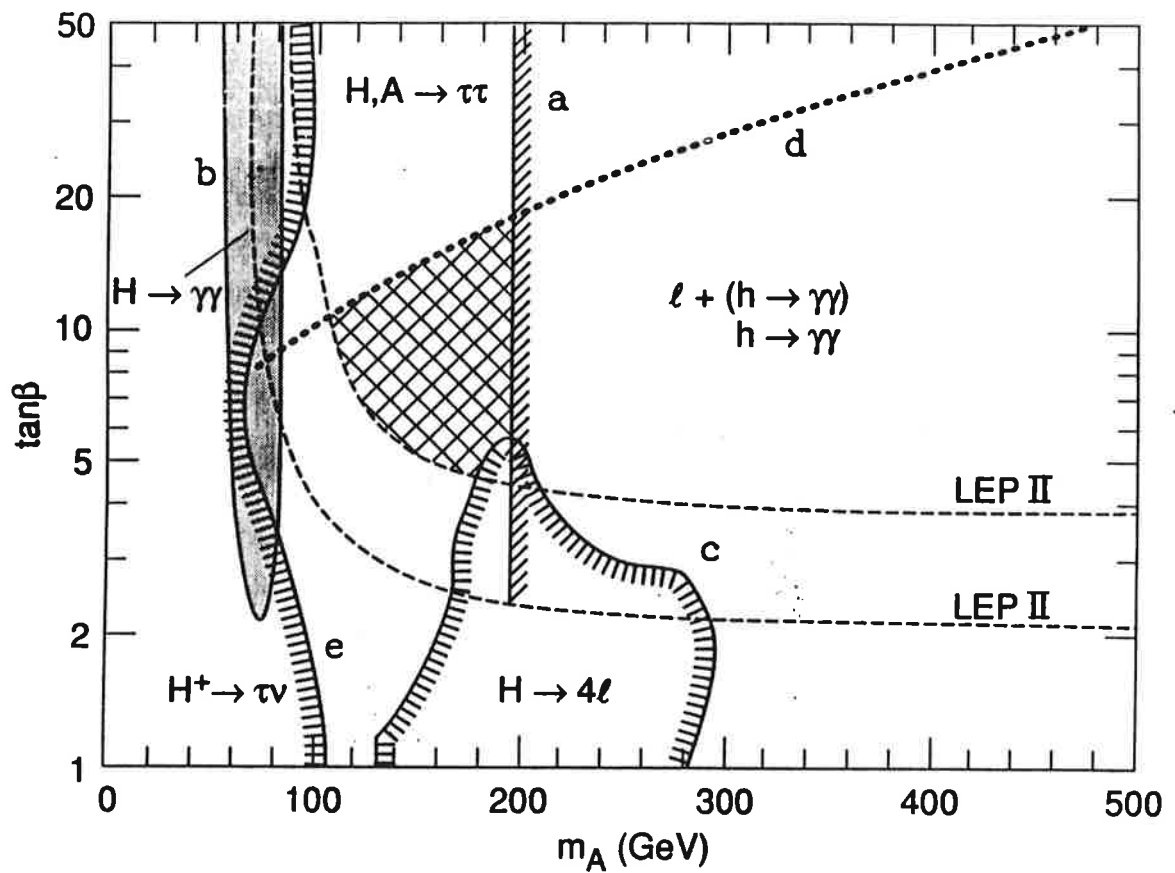


Figure X.8: La recherche des bosons de Higgs supersymétriques à LHC/SSC. La zone hachurée représente la zone inaccessible à LHC/SSC. La figure est tirée de la référence [77].

Cependant, le nombre d'événements produits resterait trop faible pour distinguer h^0 de H^0 , et donc les bosons de Higgs supersymétriques de celui du modèle standard. La recherche d'événements $\tau^+\tau^-$ jet – jet, produits dans les canaux $e^+e^- \rightarrow h^0A^0, H^0A^0, h^0Z^0, H^0Z^0$ permet d'observer les 3 bosons h^0, H^0 et A^0 si $m_{A^0} < 200 \text{ GeV}/c^2$, et donc de reconnaître le modèle supersymétrique (ou au moins l'existence de deux doublets de bosons de Higgs). Cette possibilité est propre aux collisionneurs e^+e^- . Au LHC/SSC, un seul type de boson de Higgs est en général observé, sauf dans de rares zones du plan $(m_{A^0}, \tan \beta)$ (figure X.8).

X.5 Conclusions

Les bosons de Higgs peuvent être recherchés auprès des collisionneurs hadroniques et auprès des collisionneurs e^+e^- . Avec les technologies actuelles, les premiers permettent d'explorer un domaine de masse plus important. Les seconds offrent des analyses plus faciles, et permettent peut-être de distinguer d'éventuels bosons de Higgs supersymétriques du boson de Higgs du modèle standard.

Chapitre XI

Les alternatives à l'existence d'un boson de Higgs scalaire.

Nous avons vu dans le chapitre II que l'unitarité des sections efficaces de diffusion de bosons de jauge polarisés longitudinalement et l'absence de pôle de Landau dans l'évolution de la constante de couplage $\lambda(Q)$ semblent indiquer que, dans le modèle standard, $m_{H^0} < 1 \text{ TeV}/c^2$.

D'autre part, nous avons vu dans le chapitre précédent que la recherche du boson de Higgs auprès des futurs collisionneurs pourrait permettre de couvrir entièrement le domaine $0 \rightarrow 1 \text{ TeV}/c^2$.

La non-découverte d'au moins un boson de Higgs auprès des futurs collisionneurs pourrait avoir des conséquences sur notre compréhension du mécanisme de génération des masses des particules. Une telle absence pourrait avoir plusieurs significations:

- $m_{H^0} > 1 \text{ TeV}/c^2$, juste au-dessus de la limite accessible par les recherches directes à LHC ou SSC.
- Il n'existe pas de boson de Higgs et la section efficace de diffusion des bosons de jauge est importante.
- La brisure de symétrie est due à un autre mécanisme que la présence de particules scalaires. Un exemple de théories qui prédisent un autre mécanisme sont les théories de technicouleur, où la brisure de symétrie est due à des états liés de fermions.

XI.1 Technicouleur et brisure de symétrie électrofaible.

Les théories de technicouleur [91] ajoutent un nouveau groupe de jauge $SU(N)_{TC}$, analogue au groupe $SU(3)$ de la chromodynamique quantique, au groupe de jauge du modèle standard $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Les nouveaux bosons de jauge agissent sur des particules de masses nulles, les “technifermions”, qui possèdent une “technicharge” non nulle. La technicouleur est l’analogue de la chromodynamique quantique à une échelle d’énergie plus importante. L’analogue des mésons, états liés de quarks, sont des “technimésons”, états liés de techniquarks, de masses de l’ordre de $1 \text{ TeV}/c^2$.

Trois de ces technimésons, l’équivalent des mésons $\pi^\pm$ et π^0 , peuvent être absorbés par les bosons $W^\pm$ et Z^0 pour engendrer leur masse. La présence d’autres technimésons, en particulier la présence des technirhos ρ_{TC} , modifie les sections efficaces de diffusion de bosons de jauge. La masse et la largeur des technirhos dépend de la taille N du groupe de technicouleur. Le tableau XI.1 montre des exemples de masses et de largeurs des technirhos.

$N =$	$m_{\rho_{TC}}$ TeV/c^2	$\Gamma_{\rho_{TC}}$ GeV/c^2
3	2.0	480
5	1.5	185
12	1.0	55

Tableau XI.1: Masse et largeur des technimésons ρ_{TC} dans les théories de technicouleur.

Si les théories de technicouleur permettent facilement d’engendrer la masse des bosons $W^\pm$ et Z^0 , elles ont en général des difficultés à engendrer les masses des fermions sans introduire des courants neutres qui changent leur saveur. Néanmoins, il est intéressant de noter que la brisure de symétrie pourrait se faire par des états liés de fermions, on parle alors de brisure dynamique de symétrie, plutôt que par l’introduction à la main de champs scalaires élémentaires.

XI.2 Etudes des diffusions de bosons vecteurs à LHC/SSC.

Plusieurs scénarios peuvent donc être envisagés pour le comportement de la section efficace de diffusion des bosons de jauge à haute énergie:

- L'absence de boson de Higgs et de résonances de type ρ_{TC} .

La section efficace de diffusion de bosons de jauge croît comme le carré s de l'énergie dans le centre de masse. Plusieurs possibilités existent pour son comportement à des valeurs de s proches de la limite d'unitarité, mais dans tous les cas, il existe un excès dans le nombre de paires de bosons de jauge qui pourraient être observées à LHC/SSC.

- La présence d'un boson de Higgs de masse de l'ordre de $1 \text{ TeV}/c^2$, et non découvert par les recherches directes décrites au chapitre précédent.

Dans ce cas, comme expliqué au chapitre II, la section efficace de diffusion des bosons de jauge serait plus faible qu'en l'absence de boson de Higgs.

- La présence de résonances de type ρ_{TC} , dont la masse et la largeur sont a priori inconnues.

De telles résonances apparaîtraient comme des pics dans les distributions de masse invariante de paires de bosons de jauge.

L'étude des diffusions de bosons de jauge par leur désintégrations leptoniques $W \rightarrow l\nu$ ou $Z^0 \rightarrow l^+, l^-, l = e \text{ ou } \mu$ doit permettre de distinguer ces différents scénarios à LHC/SSC. [92] [93]

Le canal $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ semble inutilisable à cause du bruit de fond $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}X$.

Le canal $Z^0Z^0 \rightarrow Z^0Z^0$ souffre du bruit de fond $q\bar{q}, gg \rightarrow Z^0Z^0$, et, dans le meilleur des cas, le rapport signal sur bruit vaut 1 au SSC, avec une dizaine d'événements observés par an.

Le canal $W^\pm Z^0 \rightarrow l^\pm \nu l^+ l^-$ est le meilleur canal pour l'observation de résonances de type ρ_{TC} . Le signal est dû à la diffusion $W^\pm Z^0 \rightarrow W^\pm Z^0$ et au mécanisme $q\bar{q}' \rightarrow W^\pm \rightarrow \rho_{TC} \rightarrow W^\pm Z^0$. Les bruits de fond essentiels sont les processus $q\bar{q}' \rightarrow W^\pm Z^0$ et $\gamma W^\pm \rightarrow W^\pm Z^0$. Le bruit de fond dû aux désintégrations de paires $t\bar{t}$ doit pouvoir être suffisamment réduit. La figure XI.1 montre que le signal apparaît clairement dans la distribution de la masse invariante WZ , aussi bien au LHC qu'au SSC. Par contre, il est impossible dans ce canal de distinguer la présence ou non d'un boson de Higgs de masse $1 \text{ TeV}/c^2$.

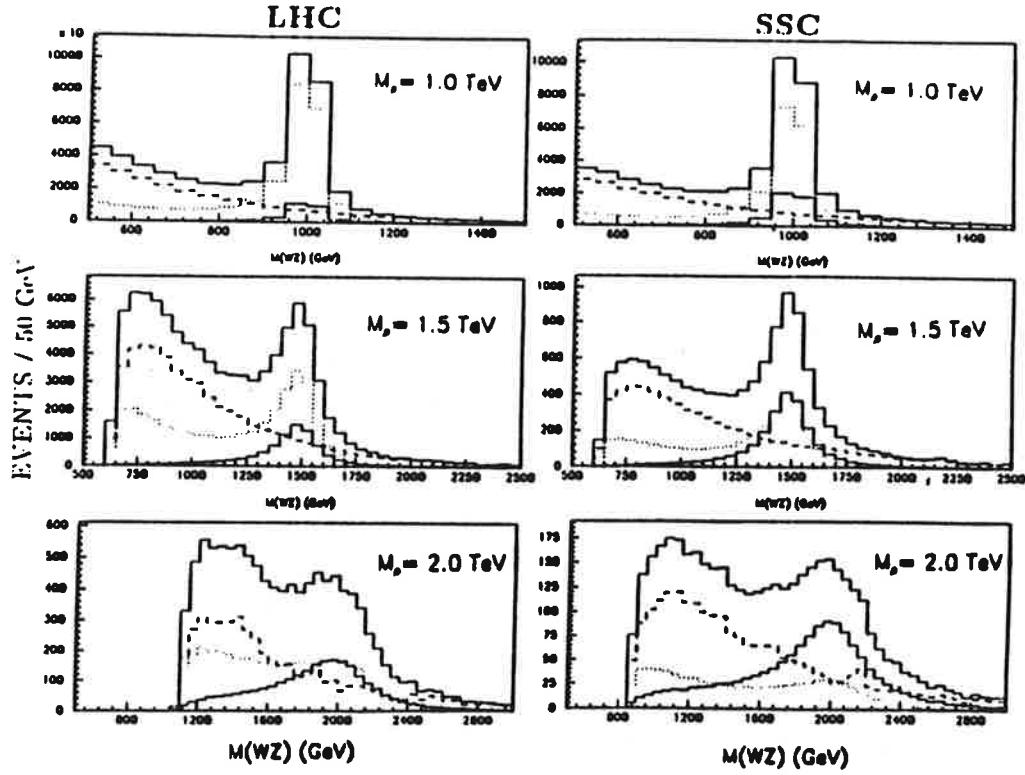


Figure XI.1: Signal d'un techniméson ρ_{TC} dans la diffusion WZ . Dans chaque figure, l'histogramme en trait plein du bas est la diffusion $W^\pm Z^0 \rightarrow W^\pm Z^0$, l'histogramme en pointillés est le mécanisme $q\bar{q}' \rightarrow W^\pm \rightarrow \rho_{TC} \rightarrow W^\pm Z^0$, l'histogramme en tirets est le bruit de fond, l'histogramme en trait plein du haut est le total bruit de fond + signaux. Les rapports de branchement leptoniques ne sont pas inclus dans cette figure [92].

Conclusion

Les mesures réalisées à LEP sont en accord avec les prédictions du modèle standard électrofaible à mieux que le pour-cent près. Cependant, l'origine de la masse des fermions et des bosons de jauge reste encore inconnue. La brisure spontanée de la symétrie électrofaible par le mécanisme de Higgs est une façon d'engendrer les masses des particules. Ce mécanisme prédit l'existence d'une particule scalaire massive: le boson de Higgs.

Dans le modèle standard, les couplages du boson de Higgs aux autres particules sont connus, mais sa masse n'est pas prédite. Aucune expérience réalisée avant 1989 n'a permis de le mettre en évidence, mais la plupart de ces expériences souffrent d'incertitudes théoriques importantes.

Depuis 1989, le LEP a permis la recherche du boson de Higgs produit dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0 Z^*$. L'expérience ALEPH a enregistré, en 1989, 1990 et 1991, plus de 500 000 désintégrations de bosons Z^0 .

L'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ permet de rechercher le boson de Higgs dans le domaine $0 \leq m_{H^0} \leq 50 \text{ GeV}/c^2$. Dans chacun de ces canaux, deux méthodes différentes ont été utilisées pour la recherche d'un boson de Higgs de masse importante.

La première méthode consiste à définir, à l'aide de simulations du signal et du bruit de fond, un ensemble de critères qui permettent de réduire le bruit de fond en conservant une grande efficacité de sélection du signal. Cette méthode a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre et permet une interprétation physique des critères utilisés. Elle présente l'inconvénient d'être sensible à la façon exacte de définir les critères de sélection.

La deuxième méthode consiste à utiliser un réseau de neurones, entraîné sur des simulations, afin de distinguer les événements de signal des événements de bruit de fond.

Les deux méthodes donnent des résultats comparables, aussi bien dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ que dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^-$. Les événements sélectionnés dans les données sont compatibles avec les bruits de fond attendus, et aucun signal du boson de Higgs n'est observé. Ces analyses permettent d'exclure le domaine:

$$5 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 48.8 \text{ GeV}/c^2$$

à 95% de niveau de confiance.

Le résultat de ces analyses peut également être appliqué aux bosons de Higgs des théories supersymétriques, et permet d'exclure un domaine du plan des paramètres $(m_{A^0}, \tan \beta)$.

La recherche d'un boson de Higgs de masse plus faible dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^-$ a également été effectuée. Aucun signal n'est observé, et le domaine

$$70 \text{ MeV}/c^2 \rightarrow 9 \text{ GeV}/c^2$$

est exclu à 95% de niveau de confiance.

D'autres analyses effectuées par ALEPH et les autres expériences au LEP permettent d'exclure l'ensemble du domaine

$$0 \leq m_{H^0} \leq 53 \text{ GeV}/c^2$$

Vers 1994, l'énergie du LEP sera portée à environ 180 – 200 GeV, permettant d'explorer le domaine de masse compris entre 50 et 80-100 GeV/c². Les futurs collisionneurs hadroniques LHC et SSC devraient permettre d'explorer le domaine 100 GeV/c² → 1 TeV/c². Un collisionneur électron-positon à une énergie de 300 ou 500 GeV pourrait être utile pour couvrir le domaine 80 GeV/c² → 130 GeV/c².

Enfin, si le boson de Higgs n'est pas découvert jusqu'à $m_{H^0} \simeq 1 \text{ TeV}/c^2$, l'étude des diffusions des bosons de jauge $W^\pm$ et Z^0 à LHC/SSC pourrait permettre d'obtenir des informations sur la nature du mécanisme de génération des masses.

L'étude du canal $W^+W^+ \rightarrow l^+\nu l^+\nu$ par la recherche de leptons de mêmes signes, de grandes impulsions transverses, et produits dos-à-dos dans le plan transverse aux faisceaux permet d'observer un excès significatif en cas d'absence de boson de Higgs. (une trentaine d'événements de signal pour moins de 10 événements de bruit de fond sont attendus par an au SSC) [94]. Ce canal est donc complémentaire de l'étude du canal WZ .

XI.3 Conclusion.

La non-observation d'au moins un boson de Higgs par les recherches directes auprès des futurs accélérateurs pourrait avoir des conséquences sur notre compréhension du mécanisme de génération des masses des particules. Certaines théories prédisent l'absence de boson de Higgs scalaires élémentaires et obtiennent la brisure de symétrie électrofaible par des bosons de Higgs composites.

L'étude des diffusions de bosons de jauge à haute énergie, en particulier dans les canaux $W^\pm Z^0$ et W^+W^+ , doivent permettre de distinguer plusieurs scénarios possibles au LHC ou au SSC.

Annexe A

Mise à jour des résultats sur les données accumulées en 1992.

Entre le 19 avril et le 12 septembre 1992, 445 060 nouvelles désintégrations hadroniques de bosons Z^0 ont été enregistrées par le détecteur ALEPH, permettant ainsi presque de doubler la statistique accumulée depuis 1989.

Les analyses présentées dans les chapitres VI et VII pour la recherche d'un boson de Higgs à haute masse ont été appliquées sur les nouvelles données. A titre d'illustration, la figure A.1 montre la sortie du réseau de neurones utilisé dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ sur l'ensemble des données accumulées par ALEPH.

Les nombres d'événements observés en 1992 dans chacune des analyses sont compatibles avec les nombres d'événements observés précédemment, comme le montre le tableau A.1. Les événements entre parenthèses sont des événements sélectionnés par les analyses à cause de problèmes dans certaines parties du détecteur. Ils ne sont pas pris en compte dans l'analyse des résultats.

Les autres événements, dont la liste est donnée dans le tableau A.2, ne sont pas compatibles avec un boson de Higgs de masse comprise entre 45 et 55 GeV/c^2 .

Les domaines exclus par la méthode des coupures et par les réseaux de neurones sont résumés dans le tableau A.3.

L'ensemble des analyses effectuées par la collaboration ALEPH sur ces mêmes données permet d'exclure, à 95% de niveau de confiance, le domaine [95]:

$$0 \rightarrow 56.3 \text{ GeV}/c^2$$

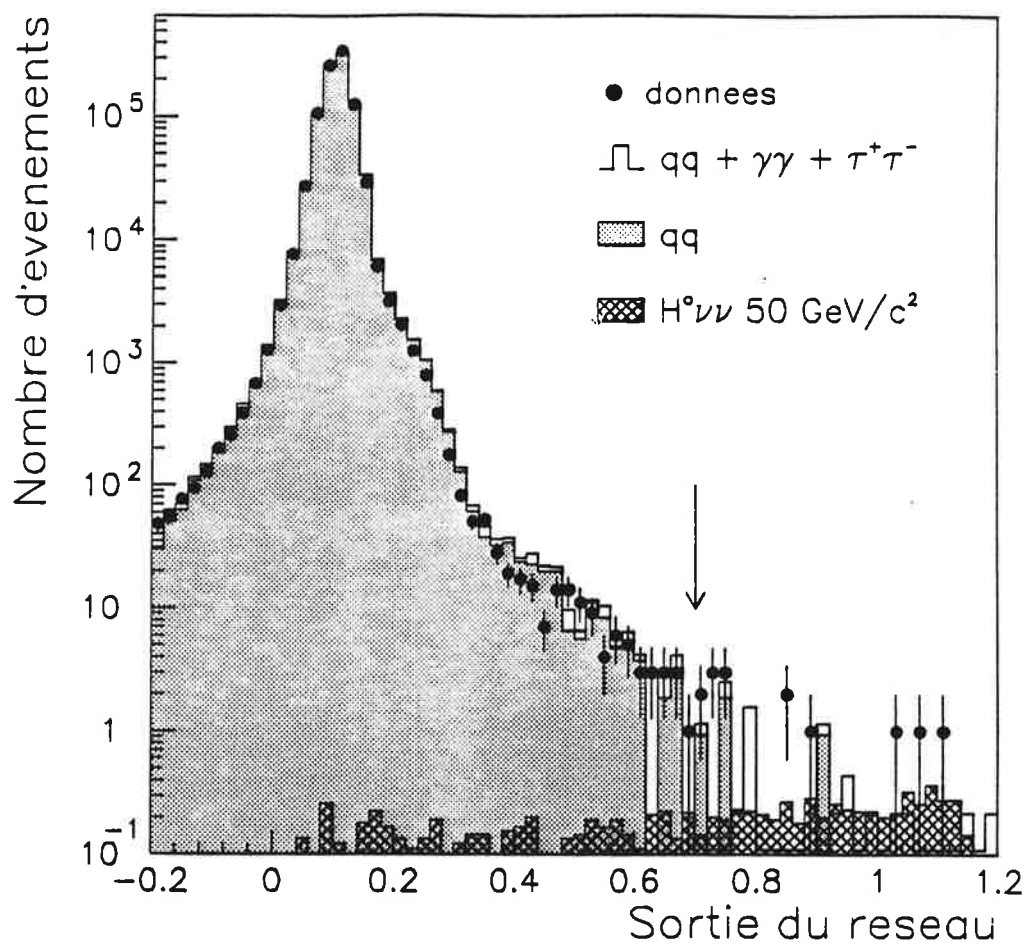


Figure A.1: Distribution de la sortie du réseau de neurones utilisé dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, pour l'ensemble des données accumulées entre 1989 et 1992.

	1989 + 90 + 91	1992
$N_{Z^0 \rightarrow q\bar{q}}$	479 659	445 060
$H^0 \nu \bar{\nu}$:		
coupures	13	7 (+1)
réseau	6	5 (+3)
$H^0 l^+ l^-$:		
coupures	4	3
réseau	9	4

Tableau A.1: Nombre d'événements observés dans les données.

	Evénement	Masse (GeV/c ²)	Réseau	Coupures
$H^0\nu\bar{\nu}$	15031 6631	4.3		•
	16325 2187	8.6	•	•
	15778 4333	9.9	•	
	16356 5081	10.9		•
	15049 1660	11.7		•
	16445 6232	14.2	•	•
	16047 673	15.7	•	
	16111 5783	16.3	•	
	15128 2964	18.0		•
	15581 7981	74.0		•
$H^0l^+l^-$	14931 6835	6.1	•	
	15706 4083	12.7	•	
	16005 2010	17.3	•	•
	15517 660	37.6	•	•
	16029 910	60.7		•

Tableau A.2: Liste des événements observés dans les données accumulées en 1992.

	1989 → 1991	1989 → 1992
Coupures	5 → 48.8 GeV/c ²	5 → 53.4 GeV/c ²
Réseaux	5 → 47.6 GeV/c ²	5 → 52.4 GeV/c ²

Tableau A.3: Limites sur la masse du boson de Higgs en utilisant les données accumulées en 1992.

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au département d'astrophysique, de physique des particules, de physique nucléaire et d'instrumentation associée du centre d'études nucléaires de Saclay. J'exprime ma profonde gratitude à René Turlay, Marcel Banner et Michel Spiro pour l'accueil qu'ils m'ont réservé dans leur laboratoire.

Je tiens à remercier Patrice Perez, qui a dirigé cette thèse, pour avoir suivi mon travail pendant plus de deux ans et pour l'ensemble des conseils qu'il m'a prodigués.

J'ai beaucoup appris en travaillant au sein du groupe ALEPH à Saclay. J'en remercie tous les membres, et en particulier André Roussarie pour la confiance qu'il m'a accordée et Frédéric Perrier pour ses idées pertinentes.

Je remercie également Fabio Zwirner, qui a lu ma thèse avec beaucoup d'attention et corrigé de nombreuses imprécisions.

Je voudrais enfin exprimer ma reconnaissance à M^{mes} O. Lebey, S. Frelat et M. Dufrennes qui ont assuré l'édition de cette thèse.

Bibliographie

- [1] CDF Collaboration, FERMILAB PUB-91/352-E.
- [2] The LEP Collaborations, Phys. Lett. B276 (1992) 247.
- [3] Particle Data Group, Phys. Lett. B239 (1990) II, 1.
- [4] S.L. Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961) 579
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A. Salam "Elementary particle theory" in Proc. of the 8th Nobel Symposium,
p 367, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksel, Stockholm (1968)
- [5] F.S. Hasert et al., Phys. Lett. B46 (1973) 138.
- [6] UA1 Collaboration, Phys. Lett. 122B (1983) 103, 126B (1983) 398.
- [7] J. Ellis, CERN-TH 6193/91
- [8] A. Salam, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 525.
- [9] Y. Nambu, Phys. Rev. 117 (1960) 648, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 380.
- [10] J. Bardeen et al., Phys. Rev. 106 (1957) 162, Phys. Rev. Lett. 108 (1957) 1175.
- [11] M. Gell-Mann et al., Nuovo Cimento 16 (1960) 705.
- [12] J. Goldstone, IL Nuovo Cimento 19 (1961) 154.
- [13] F. Englert et al. Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [14] P.W. Higgs Phys. Rev. 145 (1966) 1156.
- [15] Particle Data Group, Phys. Lett. B239 (1990) III, 59.
- [16] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971) 173; B35 (1971) 167.
- [17] A.D. Linde Phys. Lett. 62B (1975) 435.
S. Weinberg Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 294.
- [18] E. Gross et al., Phys. Rev. D38 (1988) 2308.

- [19] S. Coleman et al., Phys. Rev. D7 (1973) 1888.
- [20] P. Frampton et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1378.
- [21] P.J. Steinhardt Phys. Lett. 97B (1980) 147.
- [22] S. Dawson et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1232,
Phys. Rev. D40 (1989) 2880.
- [23] A.I. Vainshtein et al., Sov. J. Nucl. Phys. 30 (1979) 711.
- [24] J. Fleischer et F. Jegerlehner, Phys. Rev. D23 (1981) 2001.
- [25] P. Janot, LAL 89-15 (1989).
- [26] M.B. Voloshin, Sov. J. Nucl. Phys. 44(3) (1986) 478.
- [27] N. Sahai, Phys. Rev. D22 (1980) 2220.
- [28] R. Swilley et al., Phys, Rev. D26 (1982) 3086.
- [29] A. Snyder et al., Phys. Lett. 229B (1989) 169.
- [30] M. Althoff et al., C22 (1984) 219.
- [31] Hargrove et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 307.
- [32] Beltrami et al., Nucl. Phys. A451 (1985) 679.
- [33] D. Kohler et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1688.
- [34] M.A. Shifman et al., Phys. Lett. 78B (1978) 443.
- [35] T.P. Cheng, Phys. Rev. D38 (1988) 2869.
- [36] H.Y. Cheng, Phys. Lett. B219 (1989) 347.
- [37] R. Barbieri et al., Phys. Lett. B219 (1989) 503.
- [38] N.C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. D29 (1984) 565.
- [39] S.J. Freedman et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 240.
- [40] M. Davier et al., Phys. Lett. 229B (1989) 150.
- [41] S. Egli et al., Phys. Lett. 222B (1989) 3086.
- [42] V.A. Vikharov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 33 (1989) 533.
- [43] P. Yepes, CERN-EP 90-02.
- [44] H.Y. Cheng et al., Phys. Rev. D40 (1989) 2980.

- [45] J.D. Bjorken , Proceedings of the SLAC Summer Institute on Particle Physics, 1976.
- [46] F.A. Berends et al., Nucl. Phys. B260 (1985) 32-60.
- [47] M. Consoli et al., Z Physics at LEP1, CERN report 89-08(1989).
- [48] M.S. Chanowitz et al., Nucl. Phys. B153 (1979) 402;
J. Fleischer et al. Nucl. Phys. B216 (1983) 469;
Z. Hioki, Phys. Lett. B224 (1989) 417.
- [49] O. Nicosini et al., Phys. Lett. B196 (1987) 551.
- [50] Review of particle properties, Phys. Lett. B239 (1990).
- [51] B.A. Kniehl, DESY 92-021 (1992).
- [52] R.N. Cahn et al., Phys. Lett. B82 (1979) 113.
- [53] The ALEPH Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 121.
- [54] The ALEPH Collaboration, Phys. Lett. 246B (1990) 306.
- [55] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- [56] T. Sjöstrand, LU TP 85-10 (1985).
- [57] D. Decamp et al., Physics Letters B264 (1991) 476.
- [58] J. Proriot et al., Proceeding on neural networks, from Biology to High Energy Physics, Elba, 1991.
- [59] I. Scabai et al., ITP Budapest report 477 (1990).
P. Bhat et al., LU TP 90-13 (1990).
L. Lönnblad et al., Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1321.
- [60] Stimpel-Abele et al., UAB-LFAE 90-06 (1990).
C. Peterson, Nucl. Instr. and Methods A279 (1989) 537.
- [61] C. Peterson et al., LU TP 91-23 (1991).
- [62] J. Hilgart et al., CERN-PPE 92-091 (1992)
- [63] O. Helene, Nucl. Instr. and. Meth. 212 (1983) 319.
- [64] ALEPH coll., Physics Letters B236 (1990) 233
Physics Letters B241 (1990) 141
Physics Letters B245 (1990) 289
Physics Letters B246 (1990) 306
CERN-PPE/91-149 (1991)

- [65] P. Sherwood, résultats présentés à Moriond, 18 mars 1992
- [66] DELPHI coll., Nucl. Phys. B342 (1990) 1
Z Phys. C51 (1991) 25
Nucl. Phys. B373 (1992) 3
- [67] L3 coll., Physics Letters B248 (1990) 203
Physics Letters B252 (1990) 518
Physics Letters B257 (1991) 450
CERN-PPE/92-40 (1992)
- [68] OPAL coll., Physics Letters B236 (1990) 224
Z Phys. C49 (1990) 1
Physics Letters B251 (1990) 211
Physics Letters B253 (1991) 511
Physics Letters B268 (1991) 122
- [69] H.E. Haber et al., Nucl. Phys. B161 (1979) 493.
- [70] J.F. Donoghue et al., Phys. Rev. D19 (1979) 945.
- [71] Y.A. Gol'fand et al., JETP Lett. 13 (1971) 323,
D.V. Volkov et al., Phys. Lett. 46B (1973) 109,
J. Wess et al., Nucl. Phys. B70 (1970) 39,
B. de Wit et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 827,
P. Fayet, Nucl. Phys. B90 (1975) 104,
Phys. Lett. B64 (1976) 159,
Phys. Lett. B69 (1977) 489.
- [72] J.F. Gunion et al., Nucl. Phys. B272 (1986) 1.
- [73] J.F. Gunion et al., Phys. Rev. D39 (1989) 2701,
Phys. Rev. D40 (1989) 2325.
- [74] S.P. Li et al., Phys. Lett. B140 (1984) 339.
- [75] R. Barbieri et al., Phys. Lett. B258 (1991) 167,
Phys. Lett. B258 (1991) 395,
J. Ellis et al., Phys. Lett. B257 (1991) 83,
Phys. Lett. B262 (1991) 477,
A. Brignole et al., Phys. Lett. B271 (1991) 123.
- [76] H.E. Haber et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1815,
A. Brignole et al., Phys. Lett. B281 (1992) 284,
Phys. Lett. B277 (1992) 313.
- [77] F.Zwirner, CERN TH 6357 (1991)

- [78] ALEPH coll., CERN-PPE/91-149 (1991)
- [79] J.F. Grivaz, école de Gif 1990
- [80] ALEPH coll., Phys. Lett. B285 (1992) 309.
- [81] F.M.Renard et al., Phys. Lett. B260 (1991) 225.
- [82] The CDF Collaboration, F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2243.
- [83] The UA2 Collaboration, J. Alliti et al., Phys. Lett. B276 (1992) 354.
- [84] CDHS Collaboration, H. Abramowicz et al., Phys. Rev. Lett 57 (1986) 298.
A. Blondel et al., Z. Phys. C45 (1990) 361.
Charm Collaboration, J.V.Allaby et al., Phys. Lett. B177 (1986) 446; Z. Phys. C36 (1987) 611.
- [85] T.Smith, résultats présentés à la conférence de Moriond, 25/03/1992.
- [86] D. Froidevaux, Cours de Gif 1990.
- [87] J.F. Gunion et al. The Higgs Hunter's Guide, Addison-Wesley eds., 1990.
- [88] S. Komamiya, workshop de Saariselkä, Finlande, septembre 1991 P. Janot, conférence de Moriond, mars 1992
- [89] F. Richard, LAL 91-62 (1991)
- [90] P.Janot, LAL 91-61 (1991)
- [91] S. Weinberg, Phys. Rev. D13 (1976) 974,
L. Susskind, Phys. Rev. D20 (1979) 2619.
- [92] S. Dimopoulos et al., LHC workshop, Aachen 1990, CERN 90-10.
- [93] M.S. Chanowitz et al., Nucl. Phys. B261 (1985) 379.
- [94] M.S. Berger et al., Phys. Lett. B263 (1991) 509.
- [95] J.F. Grivaz, workshop "Ten years of SUSY confronting experiment", CERN, septembre 1992.

Liste des figures

I.1	Le potentiel de Higgs.	12
I.2	Les couplages du boson de Higgs aux bosons Z^0 et $W^\pm$	15
II.1	Les différentes formes possibles du potentiel de Higgs.	20
II.2	Les limites théoriques sur la masse du boson de Higgs.	22
II.3	Les rapports de branchement du boson de Higgs.	30
II.4	Le domaine (m_{H^0}, τ_{H^0}) exclu par l'expérience de beam dump.	36
III.1	Corrections à la section efficace de production du boson de Higgs dues au rayonnement de photons dans l'état initial.	47
III.2	Section efficace de production du boson de Higgs à 91.2 GeV.	48
III.3	Distribution de la masse du Z virtuel produit dans la réaction $Z^0 \rightarrow$ $H^0 Z^*$	52
III.4	Distribution de l'impulsion du boson de Higgs.	53
III.5	Valeur moyenne de l'impulsion du boson Higgs en fonction de sa masse.	54
IV.1	Le détecteur ALEPH.	57
IV.2	La chambre à projection temporelle	59
IV.3	Un exemple de traces chargées reconstruites par la la TPC, l'ITC et le VDET	60

IV.4 Le calorimètre électromagnétique.	62
IV.5 Un exemple d'amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. .	63
IV.6 Rapport entre l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique et l'énergie de l'électron.	65
IV.7 Uniformité de réponse du calorimètre électromagnétique.	66
IV.8 Résolution du calorimètre en fonction de l'énergie.	67
IV.9 Le calorimètre hadronique	68
IV.10 Un exemple de gerbe hadronique	69
IV.11 Distribution de l'énergie visible.	72
IV.12 Les événements observés dans ALEPH	73
V.1 Probabilité d'observer au moins n événements dans les données . . .	77
V.2 Nombre maximum d'événements observés dans les données.	78
V.3 Illustration, à deux dimensions, d'une mauvaise façon de placer les coupures.	80
V.4 Probabilité de voir au moins un événement dans les données lorsque les coupures sont mal placées.	81
V.5 Probabilité d'observer au moins un événement dans les données avec un meilleur ensemble de coupures.	82
VI.1 Distribution du nombre de traces chargées dans les événements ob- servés au LEP	86
VI.2 Distribution de l'énergie des traces chargées dans les événements avec au moins 5 traces chargées.	88
VI.3 Un événement $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, pour $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$	90
VI.4 Distribution de l'angle entre les deux jets de désintégration du boson de Higgs.	91

VI.5	Valeur moyenne de l'angle entre les deux jets de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse.	92
VI.6	Distribution de l'angle θ_{acol}	93
VI.7	Fraction de l'énergie de l'événement en-dessous de 30° de l'axe des faisceaux et énergie en dessous de 12°	95
VI.8	Un exemple de superposition d'un événement $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ et d'un électron du faisceau perdu dans le luminomètre.	96
VI.9	Angle entre la direction de l'impulsion manquante et l'axe des faisceaux.	97
VI.10	Distribution de l'énergie autour de l'impulsion manquante.	98
VI.11	Distribution de l'angle θ_{acop} entre les 2 jets dans le plan perpendiculaire aux faisceaux.	99
VI.12	Distribution de la somme des angles entre les trois jets de l'événement.	100
VI.13	Distribution de l'impulsion transverse totale de l'événement.	101
VI.14	Distribution de la masse des événements qui passent toutes les coupures.	103
VI.15	L'événement avec deux traces mal reconstituées.	105
VI.16	Un événement $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ qui passe toutes les coupures.	106
VI.17	Efficacité de sélection du boson de Higgs.	107
VI.18	Un exemple d'événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}\gamma$	110
VI.19	Distribution de P_T^{rec}/P_T^γ et de $M_{vis}^{rec}/M_{vis}^\gamma$ dans les événements $q\bar{q}\gamma$	112
VI.20	La fonction de réponse d'un neurone artificiel.	114
VI.21	Structure d'un perceptron à plusieurs couches.	116
VI.22	Evolution du réseau de neurones pendant l'apprentissage.	119
VI.23	La sortie du réseau de neurones.	120

VI.24	Masse des événements sélectionnés par le réseau de neurones. . . .	121
VI.25	Un événement $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \gamma$, $\gamma \rightarrow e^+ e^-$	122
VI.26	Efficacité du réseau de neurones (points) comparée à celle de la méthode des coupures (triangles).	123
VII.1	Distribution de l'énergie des leptons de désintégration du Z^*	128
VII.2	Distributions de R_T pour les électrons (a) et les pions (b).	130
VII.3	Distribution de R_L pour les électrons (a) et les pions (b).	132
VII.4	Nombre de plans du HCAL touchés / nombre attendu pour des muons (a) et des pions (b).	134
VII.5	Nombre de plans du HCAL touchés parmi les 10 derniers pour des muons (a) et des pions (b).	135
VII.6	Nombre de plans du HCAL touchés parmi les 3 derniers pour des muons (a) et des pions (b).	136
VII.7	Energie déposée dans le HCAL par des muons (a) et des pions (b)	137
VII.8	Nombre de coups dans les chambres à muons pour des muons (a) et des pions (b).	138
VII.9	Un exemple de photon rayonné par un électron.	141
VII.10	Résolution sur la masse d'un boson de Higgs de 50 GeV/ c^2 dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$	142
VII.11	Efficacité de sélection des paires de leptons venant du Z^*	143
VII.12	Somme des énergies des deux leptons.	145
VII.13	Plus petite des impulsions transverses des deux leptons par rap- port à l'axe de poussée de l'événement.	146
VII.14	Somme des impulsions transverses des deux leptons par rapport à l'axe de poussée de l'événement.	147

VII.15	Energie dans un cone de 18.2° autour du lepton le moins isolé.	148
VII.16	Energie dans un cone de 18.2° autour du lepton le plus isolé.	149
VII.17	Distribution de la masse des candidats $H^0 e^+ e^-$ et $H^0 \mu^+ \mu^-$ sélectionnés par la méthode des coupures.	151
VII.18	Un événement $Z^0 \rightarrow e^+ e^- q \bar{q}$ sélectionné dans les données.	152
VII.19	Distribution de masse des événements $l^+ l^- q \bar{q}$ sélectionnés par la méthode des coupures.	154
VII.20	Efficacité de sélection du boson de Higgs dans les canaux $H^0 e^+ e^-$ et $H^0 \mu^+ \mu^-$ par la méthode des coupures.	155
VII.21	Le signal $\psi \rightarrow e^+ e^-$, $\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans les données (a) et la simulation (b).	157
VII.22	Distribution de la masse invariante de la paire de leptons.	159
VII.23	La sortie du réseau de neurones.	161
VII.24	Distribution de masse des événements sélectionnés par la méthode du réseau de neurones.	162
VII.25	Distribution du nombre de traces chargées pour les événements avec $S \geq 0.6$	163
VII.26	Distribution du nombre de traces chargées pour les événements $Z^0 \rightarrow l^+ l^- q \bar{q}$ avec $S \geq 0.6$	164
VII.27	Un événement $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- q \bar{q}$ observé dans les données.	166
VII.28	Un événement $Z^0 \rightarrow e^+ e^- q \bar{q}$ observé dans les données.	167
VII.29	Un événement $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \mu^+ \mu^-$ observé dans les données.	168
VII.30	Un événement $Z^0 \rightarrow q \bar{q}$ observé dans les données.	169
VII.31	Efficacité de sélection du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$	170
VII.32	Efficacité de la coupure $4 \leq N_{ch} \leq 6$ sur un boson de Higgs de basse masse.	172

VII.33	Somme des énergies des deux leptons.	174
VII.34	Angle d'isolation du boson de Higgs.	176
VII.35	Distribution de R_I pour des pions et des électrons.	177
VII.36	Un événement $Z^0 \rightarrow \mu\mu\mu\mu$ observé dans les données.	179
VII.37	Un événement $Z^0 \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$ observé dans les données.	180
VII.38	Efficacité de sélection d'un boson de Higgs de basse masse.	181
VIII.1	Limite sur le nombre d'événements de signal en fonction du nombre d'événements observés dans les données et du bruit de fond attendu.	186
VIII.2	Nombre d'événements de signal attendus dans la recherche du boson de Higgs à basse masse.	187
VIII.3	Masse reconstruite et résolution sur la masse du boson de Higgs dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$	189
VIII.4	Nombre maximum d'événements de signal compatible avec l'observation d'un événement de 30 GeV/c ²	190
VIII.5	Nombre maximum d'événements de signal compatible avec les événements observés dans l'étude du canal $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$ à l'aide du réseau de neurones.	192
VIII.6	Efficacité de sélection du boson de Higgs par le réseau de neurones dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0\nu\bar{\nu}$	193
VIII.7	Section efficace de production du boson de Higgs exclue par l'étude du canal $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ par le réseau de neurones (a) et par la méthode des coupures (b).	194
VIII.8	Résolution sur la masse du boson de Higgs dans les canaux $Z^0 \rightarrow H^0e^+e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0\mu^+\mu^-$	195
VIII.9	Section efficace de production du boson de Higgs exclue par l'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0e^+e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0\mu^+\mu^-$ à l'aide du réseau de neurones (a) et par la méthode des coupures (b).	196

VIII.10	Section efficace de production du boson de Higgs exclue par l'étude des canaux $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ et $Z^0 \rightarrow H^0 \mu^+ \mu^-$ à l'aide du réseau de neurones (a) et par la méthode des coupures (b).	198
VIII.11	Les limites sur la masse du boson de Higgs en fonction du nombre d'événements analysés au LEP.	201
IX.1	m_{h^0} en fonction de m_A et $\tan \beta$ avec et sans corrections radiatives. . .	211
IX.2	Valeur maximale de m_{h^0} en fonction de m_{top} et $\tan \beta$	212
IX.3	Domaine du plan $(m_A, \tan \beta)$ exclu par la recherche du boson de Higgs du modèle standard.	214
IX.4	Résultats de la recherche de bosons de Higgs chargés à LEP I.	218
IX.5	Résultats de la recherche de bosons de Higgs supersymétriques à LEP I.	219
X.1	Section efficace de production du boson de Higgs à LEP II.	225
X.2	Luminosité intégrée minimale nécessaire pour obtenir $S/\sqrt{B} \geq 3$ et au moins 3 événements observés à LEP II.	228
X.3	Limite sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top.	231
X.4	Section efficace de production du boson de Higgs à LHC/SSC.	233
X.5	Signal du boson de Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow llll$ au LHC. . .	235
X.6	Les rapports d'embranchement du boson de Higgs dans le domaine $20 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{H^0} \leq 200 \text{ GeV}/c^2$	237
X.7	La recherche des bosons de Higgs supersymétriques à LEP II.	241
X.8	La recherche des bosons de Higgs supersymétriques à LHC/SSC. . . .	243
XI.1	Signal d'un techniméson ρ_{TC} dans la diffusion WZ	248

A.1	Distribution de la sortie du réseau de neurones utilisé dans le canal $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$, pour l'ensemble des données accumulées entre 1989 et 1992.	254
-----	--	-----