ORSAY
n° d'ordre :

LAL 98-37
Mai 1998

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THÈSE

présentée
pour obtenir

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

par

Marie-Anne BIZOUARD

Recherche des bosons de Higgs neutres
dans les états finals à quatre jets
avec le détecteur DELPHI

Soutenue le 19 Mai 1998 devant la Commission d'examen

MM. M. BAUBILLIER
P. BINÉTRUY
D. BOUTIGNY
J. LEFRANÇOIS
F. RICHARD
P. ROUDEAU

Abstract

The search for the Higgs bosons is one of the priorities of LEP200 at CERN. Indeed the Higgs mechanism which predicts the existence of scalar bosons whose mass is unknown, allows to generate masses to all standard and supersymmetric particles.
We have searched for the Higgs bosons produced in the two channels at LEP200 $e^+e^- \to Z^{0*} \to h^0Z^0$ and $e^+e^- \to Z^{0*} \to h^0A^0$. We have focussed our studies on final states containing four jets. They represent the majority of the final states.
We have developed analysis tools to improve the reconstruction of the mass of the Higgs boson produced in the h^0Z^0 channel, as well as the efficiency of the event selection.
We have analysed all events recorded by DELPHI from 1995 to 1997 ($\sqrt{s}$=161, 172 et 183 GeV). Taking into account results from the other decay modes of the Z^0, DELPHI has obtained the following 95% confidence level exclusion limit on the lightest Higgs boson mass:

$$m_{h^0} \geq 84.4 \text{ GeV}/c^2 \qquad 95\% \text{ C.L. (observed limit)}$$
$$m_{h^0} \geq 86.4 \text{ GeV}/c^2 \qquad 95\% \text{ C.L. (expected limit)}$$

An original analysis, explained in this thesis, allows to reach an expected limit of 86.5 GeV/c^2 using the four jets channel alone.
The interpretation, in the minimal supersymmetric model (MSSM), of the results obtained in the h^0Z^0 and h^0A^0 channels has lead to the following 95% confidence level exclusion limit on both neutral Higgs bosons h^0 et A^0:

$$m_{h^0} \geq 74.4 \text{ GeV}/c^2 \qquad 95\% \text{ C.L.} \quad \forall \tan\beta$$
$$m_{A^0} \geq 75.2 \text{ GeV}/c^2 \qquad 95\% \text{ C.L.} \quad \forall \tan\beta$$

Finally, a special analysis of the four jets events has been performed in the framework of an analysis proposed by the ALEPH Collaboration which had seen an excess of four jets events in the data recorded in 1995. Our results have not confirmed this excess.

Key words: Neutral Higgs bosons
Supersymmetry
4 jets
DELPHI
LEP200

ORSAY LAL 98-37
n° d'ordre : Mai 1998

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THÈSE

présentée
pour obtenir

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

par

Marie-Anne BIZOUARD

Recherche des bosons de Higgs neutres dans les états finals à quatre jets avec le détecteur DELPHI

Soutenue le 19 Mai 1998 devant la Commission d'examen

MM. M. BAUBILLIER
P. BINÉTRUY
D. BOUTIGNY
J. LEFRANÇOIS
F. RICHARD
P. ROUDEAU

Table des matières

Introduction

Le mécanisme responsable de la brisure de la symétrie électro-faible est un des points encore problématiques de la physique des particules. Le mécanisme proposé actuellement dans le cadre du modèle standard ou de son extension supersymétrique prédit l'existence de particules scalaires, les bosons de Higgs, qui n'ont pas encore été mis en évidence.

Le programme LEP200 de montée en énergie de l'anneau de collisions e^+e^- LEP a pour principal objectif de rechercher le boson de Higgs le plus léger et de détecter la présence de nouvelles particules supersymétriques.
On se propose, dans cette thèse, de rechercher dans les données enregistrées par le détecteur DELPHI la présence de bosons de Higgs neutres qui pourraient être produits dans les deux canaux qui sont possibles à LEP : $e^+e^- \to Z^{0*} \to h^0Z^0$ $e^+e^- \to Z^{0*} \to h^0A^0$. On se limitera aux seuls états finals contenant au moins quatre jets de particules, qui représentent la majorité des événements de signal attendus.

Nous verrons, dans le premier chapitre, que les prédictions théoriques sur la masse des bosons de Higgs nous autorisent à penser que le programme LEP200 a une chance de faire une découverte dans les deux prochaines années. Dans ce chapitre nous décrirons également les principales caractéristiques des bosons de Higgs (productions et désintégrations).

Le deuxième chapitre présentera succinctement le cadre expérimental.

Avant de donner les résultats des analyses, nous décrirons dans le chapitre trois les principaux bruits de fond constitués essentiellement par trois processus standards ($e^+e^- \to q\overline{q}X$, W^+W^- et $Z^0/\gamma^*Z^0/\gamma^*$). La reconstruction des états finals à quatre jets sera présentée et nous décrirons la pré-sélection de ces événements.

Le chapitre quatre est dévolu à des comparaisons entre les données et la simulation sur les quantités qui seront utilisées dans les analyses. Nous présenterons aussi les résultats d'une analyse des événements à quatre jets qui sort du cadre strict de la recherche des bosons de Higgs, mais qui a suscité beaucoup d'intérêt et d'activités à la suite d'un excès d'événements à 4 jets vu par la Collaboration ALEPH.

L'identification des quarks b, outil fondamental de la recherche des bosons de Higgs neutres à LEP, sera décrite dans le chapitre cinq et nous résumerons les vérifications faites sur les résolutions en position des traces chargées obtenues avec le détecteur de micro-vertex de DELPHI.

La description détaillée des outils d'analyse développés dans cette thèse ainsi que les résultats obtenus dans les deux canaux de production des bosons de Higgs neutres seront donnés dans le chapitre six pour le canal h^0Z^0 et dans le chapitre huit pour le canal h^0A^0.
Dans le chapitre sept nous donnerons les résultats sur les limites d'exclusion obtenus à partir de nos résultats combinés avec ceux des autres canaux étudiés dans la Collaboration DELPHI. Nous présenterons une méthode développée dans cette thèse pour déterminer la limite à 95 % de niveau de confiance. Le résultat d'exercices de prospective faits à l'aide du programme développé, concernant les limites attendues sur la masse du boson de Higgs standard, que l'on pourra tester cette année sera donné.

Enfin, nous conclurons en résumant les résultats obtenus.

Chapitre 1

Aperçu théorique

Dans ce chapitre, nous décrivons le cadre théorique dans lequel s'inscrivent les recherches effectuées au cours de cette thèse.
Dans une première partie, nous ferons de brefs rappels du modèle standard en insistant sur la nécessaire existence d'un boson scalaire, non encore découvert, qui est à l'origine de la masse de l'ensemble des particules fondamentales. Nous discuterons brièvement des contraintes théoriques et expérimentales sur la masse du boson de Higgs du modèle standard.
Dans une deuxième partie, nous aborderons une extension supersymétrique du modèle standard en insistant sur le secteur des bosons de Higgs. Enfin, nous détaillerons les canaux de production de ces bosons dans un anneau de collisions e^+e^- et indiquerons leurs principaux modes de désintégration.

1.1 Introduction

Les découvertes successives des constituants de base et les mesures de plus en plus précises des paramètres physiques, qui sont en parfait accord avec les prédictions théoriques [1], ont rendu incontournable le modèle standard.
Cependant, outre le problème général de l'interprétation du modèle, certains mécanismes restent encore hypothétiques. C'est en particulier le cas de l'origine des masses des particules.

1.2 Modèle standard

1.2.1 Brisure de la symétrie électro-faible

Le modèle standard est une théorie de champs de jauge, renormalisable, qui décrit la matière (leptons quarks) par des champs de fermions et les interactions par des champs de bosons. Il y a quatre forces fondamentales dans la Nature connues à ce jour, que l'on peut classer de la façon suivante :

- la force forte qui décrit les interactions entre les quarks,
- les forces faible et électromagnétique, partiellement unifiées,
- la force gravitationnelle.

L'unification des trois premières forces n'est pas réalisée dans le modèle standard, puisque trois constantes de couplage sont introduites (une pour chaque interaction). En fait le cadre mathématique du modèle standard est la juxtaposition de trois groupes de symétrie : $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C} \times \mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_\mathrm{Y}$.
Nous n'aborderons que le secteur électro-faible dont la construction a été établie par Glashow, Salam et Weinberg, dans les années 60 [2] à partir de constatations expérimentales sur les interactions faibles à courants chargés qui les ont conduits à postuler l'existence des courants neutres. Ces derniers ont été découverts en 1973 par la Collaboration Gargamelle [3] validant ainsi le modèle.

Le fait que les interactions électro-faibles traitent différemment les fermions gauches et les fermions droits constitue une des caractéristiques de ce modèle. Cela permet de rendre compte de l'absence expérimentale des neutrinos droits. Les champs fermioniques sont regroupés sous forme de doublets et de singlets qui forment une représentation du groupe $\mathrm{SU(2)_L}$ (symétrie d'isospin)[1].

$$\begin{pmatrix}\nu_L\\ l_L\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}u_L\\ d_L\end{pmatrix} \quad l_R \quad u_R \quad d_R$$

Cette représentation a pour conséquence l'impossibilité (sous peine de briser explicitement la symétrie de jauge) d'introduire un terme de masse dans le Lagrangien décrivant la cinématique des fermions.
Les forces électromagnétique et faible ne peuvent être étudiées séparément puisqu'elles agissent sur les même champs de fermions. Les auteurs du modèle ont démontré, à partir des faits expérimentaux connus à l'époque, que les deux forces sont véhiculées par l'intermédiaire de quatre bosons vecteurs. Mathématiquement, le plus simple est d'associer au groupe $\mathrm{SU(2)_L}$, le groupe $\mathrm{U(1)_Y}$, où la grandeur conservée est l'hypercharge définie par $\mathrm{Q = T_3 + Y/2}$ (Q est la quantité de charge électrique et $\mathrm{T_3}$ la troisième composante de l'isospin).
Quand on demande que le Lagrangien contenant les termes cinématiques des champs de fermions, soit invariant sous une transformation de jauge définie par le groupe de symétrie $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ on introduit naturellement des champs de bosons de jauge $\mathrm{A^i_\mu}$. Mais ceux-ci sont, dans cette construction, non massifs. En effet, un terme de masse $\frac{1}{2}\mathrm{m_i^2 A_\mu A_i^\mu}$ brise explicitement la symétrie de jauge. Un tel modèle ne semblait donc pas être en mesure de décrire correctement la réalité puisqu'il était connu, à l'époque, que les bosons de jauge de l'interaction faible ne pouvaient pas être de masse nulle comme le photon.
Une solution a été proposée par différents auteurs [4] pour les théories de jauge. Elle consiste à introduire au moins un doublet (de $\mathrm{SU(2)_L}$) de champs scalaires complexes[2] :

$$\Phi(\mathrm{x}) = \begin{pmatrix}\phi^+(\mathrm{x})\\ \phi^o(\mathrm{x})\end{pmatrix}$$

soumis à un potentiel de la forme (la plus générale possible tout en restant invariante de jauge) :

$$\mathrm{V}(\Phi) = \frac{1}{2}\mathrm{m}^2|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\Phi|^4 \tag{1.1}$$

Les paramètres du potentiel d'auto-interaction sont tels que le champ de Higgs peut avoir une valeur non nulle au minimum. Avec $m^2 < 0$ et $\lambda > 0$ le potentiel possède une infinité de solutions non nulles, puisque seule la norme du champ est définie :

$$|\Phi| = \sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}} \equiv v \neq 0$$

L'état fondamental (encore appelé vide de la théorie) est donc dégénéré et il ne respecte pas la symétrie de jauge du groupe $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ contrairement au Lagrangien. On parle de brisure spontanée de symétrie, ou de symétrie cachée. v représente l'échelle d'énergie à laquelle a lieu la brisure de la symétrie électro-faible.
Si l'on prend une solution particulière du champ scalaire au minimum $\frac{1}{\sqrt{2}}\binom{0}{v}$, alors on montre que l'on peut écrire le champ de Higgs au voisinage du minimum sous la forme :

$$\Phi(\mathrm{x}) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\overrightarrow{\sigma}.\overrightarrow{\xi(x)}}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ \mathrm{v+h(x)}\end{pmatrix} \tag{1.2}$$

où $\overrightarrow{\sigma}$ représente les trois matrices de Pauli, générateurs du groupe $\mathrm{SU(2)_L}$. $\overrightarrow{\xi}(x)$ et $\mathrm{h(x)}$ sont les quatre degrés de liberté réels du champ Φ. Les trois champs $\overrightarrow{\xi}(x)$ sont des bosons de Goldstone, de masse nulle,

[1] l'indice L n'a pas d'autre intérêt que de rappeler l'asymétrie entre les fermions d'hélicité droite et gauche.

[2] le nombre de doublets de bosons de Higgs peut être quelconque. La version minimale du modèle standard (contenu minimal en champs de Higgs) correspond à un seul doublet de champs de Higgs complexes.

qui apparaissent quand une symétrie continue est brisée par l'état fondamental (théorème de Goldstone)[3]. À ce stade de la construction rien n'est résolu puisque les bosons de jauge sont toujours de masse nulle et que l'on a fait apparaître d'autres particules sans masse. P.W. Higgs a été le premier a entrevoir une bouée de sauvetage en remarquant que le théorème de Golstone ne s'applique pas dans le cas des théories de jauge, ou du moins peut être contourné par un habile choix de la jauge[4]. En effet il suffit de multiplier l'expression de $\phi(x)$ donnée par l'équation 1.2 par une phase pour faire disparaître les trois champs de Higgs non physiques $\overrightarrow{\xi}(x)$. Trois des bosons de jauge acquièrent une masse en absorbant le degré de liberté que représente chacun des champs $\xi_i(x)$, grâce au couplage des bosons de jauge au champ Φ[5]. Un boson vecteur massif possède un degré de liberté supplémentaire (polarisation longitudinale) par rapport à un boson de masse nulle. En revanche, comme le vide de la théorie est électriquement neutre, il n'y a pas de couplage entre le photon et le champ de Higgs, h(x), ce qui permet au photon de garder une masse nulle. Dans le cas présent où l'on a introduit un seul doublet de champs de Higgs il reste, après brisure spontanée de la symétrie et restauration de celle ci par le mécanisme de Higgs, un seul champ physique h(x), ayant une masse non nulle.

Un autre type de solution [5] consiste à "briser" la symétrie électro-faible dynamiquement par l'intermédiaire d'autres forces (similaires à QCD) qui agissent à une échelle d'énergie au delà du TeV. À cette échelle on introduit de nouveaux fermions qui interagissent de manière forte. À basse énergie il y a brisure spontanée de la symétrie chirale des nouveaux fermions. Les bosons de Goldstone associés peuvent être absorbés par les champs de jauge. Notons finalement que, dans ce type de mécanismes, l'analogue du champ de Higgs est un condensat de fermions qui peut se coupler aux fermions et ainsi leur générer une masse. Ce genre de modèle a l'avantage de faire apparaître la brisure de symétrie électro-faible de manière plus naturelle (ou plus physique, par l'existence d'autres interactions) que dans le cas du mécanisme de Higgs qui utilise pratiquement un artefact de calcul (choix arbitraire de la jauge) sans expliquer l'origine physique de la brisure de symétrie électro-faible. Cependant, ces modèles sont loin d'atteindre le niveau de précision des prédictions du modèle standard possédant un secteur de bosons de Higgs.

Les champs physiques associés aux trois bosons de jauge de $\mathrm{SU(2)_L}$ (W^1_μ, W^2_μ et W^3_μ) et à $\mathrm{U(1)_Y}$ (B_μ) sont donnés en fonction de l'angle de mélange électro-faible θ_W :

$$\begin{aligned}
\mathrm{W}^\pm_\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{W}^1_\mu \pm \mathrm{W}^2_\mu) \\
\mathrm{Z}_\mu &= \cos\theta_\mathrm{W}\,\mathrm{W}^3_\mu + \sin\theta_\mathrm{W}\,\mathrm{B}_\mu \\
\mathrm{A}_\mu &= -\sin\theta_\mathrm{W}\,\mathrm{W}^3_\mu + \cos\theta_\mathrm{W}\,\mathrm{B}_\mu
\end{aligned}$$

L'angle de mélange θ_W s'exprime en fonction des constantes de couplage des interactions faible et électromagnétique, g et g$\prime$, et de la charge électrique e.

$$\cos\theta_\mathrm{W} = \frac{\mathrm{g}}{\sqrt{\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}\prime^2}}$$
$$\mathrm{e} = \mathrm{g}\ \sin\theta_\mathrm{W}$$

Les masses des bosons de jauge sont données par les relations :

$$\begin{aligned}
\mathrm{m}_{\mathrm{W}^\pm} &= \frac{1}{2}\mathrm{g}v \\
\mathrm{m}_{\mathrm{Z}^0} &= \frac{1}{2}v\sqrt{\mathrm{g}^2 + \mathrm{g}'^2}
\end{aligned}$$

La masse du boson de Higgs est donnée par $\mathrm{m}^2_{\mathrm{h}^0} = \lambda\ v^2$. On connaît la valeur de v (246 GeV) à partir de la mesure de la durée de vie du muon qui permet de mesurer $\mathrm{G_F}$ avec une très grande précision

[3] l'état fondamental brise la symétrie $\mathrm{SU(2)_L}$, mais respecte la symétrie U(1), et en particulier $\mathrm{U(1)_{électromagnétique}}$

[4] alors que Higgs a établi ce résultat pour un groupe de jauge abélien (U(1)), Kibble [4] l'a démontré pour un groupe de symétrie non abélien, peu de temps après, ce qui a rendu plus attrayantes ces symétries.

[5] le couplage des champs Φ aux bosons de jauge a lieu par l'intermédiaire du terme d'énergie cinétique $\mathrm{D}_\mu\Phi\mathrm{D}^\mu\Phi$ dans le Lagrangien du champ Φ où $\mathrm{D}_\mu = \partial_\mu + \mathrm{i}\frac{\mathrm{g}}{2}\overrightarrow{\sigma}.\overrightarrow{W}_\mu + \mathrm{i}\frac{\mathrm{g}'}{2}\mathrm{Y}_\Phi\mathrm{B}_\mu$ contient la propriété d'invariance de jauge du Lagrangien.

($v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$) mais pas celle de λ. La masse du boson de Higgs est donc un paramètre libre de la théorie.

Nous venons de voir que l'existence des bosons de jauge dans le modèle standard découle directement des symétries. Ils acquièrent une masse grâce à un mécanisme de brisure spontanée de ces symétries, qui nécessite d'introduire au moins un doublet de champs scalaires. Mais ce mécanisme n'a aucune influence sur la masse des fermions. Cependant, par analogie avec les couplages higgs/bosons de jauge, il est possible de construire un couplage, dit de Yukawa entre un champ scalaire de Higgs et un champ de fermion, qui respecte l'invariance de jauge.
Nous donnons un exemple pour la première famille de leptons $\Psi_L = \binom{\nu_e}{e}_L$, $\Psi_R = e_R$.

$$\begin{aligned} & \lambda_e(\overline{\Psi_L}\phi\Psi_R \ + \ \overline{\Psi_R}\phi^+\Psi_L) \\ = \quad & \lambda_e(\overline{e_L}\ v\ e_R \ + \ \overline{e_R}\ v\ e_L) \end{aligned}$$

après avoir fait un choix de jauge. La constante λ_e est le couplage de Yukawa (paramètre libre) qui définit la masse du fermion :

$$m_e = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}\ v$$

1.2.2 Désintégration du boson de Higgs standard

La dernière caractéristique du boson de Higgs standard abordée dans ce paragraphe concerne ses désintégrations.
Le boson de Higgs peut se désintégrer directement, soit en une paire de fermions, soit en une paire de bosons de jauge $W^\pm$ ou Z^0, selon les diagrammes de Feynman représentés sur les figures 1.1(a) et (b).
Le couplage du boson de Higgs aux champs de photon et de gluons n'étant pas possible, les désintégrations du boson de Higgs en $\gamma\gamma$ ou gg ont lieu via une boucle de fermions, comme indiqué sur la figure 1.1 (c).
La constante de couplage du boson de Higgs aux fermions est proportionnelle à $\frac{m_f}{m_{W^\pm}}$. Celle du couplage aux bosons de jauge électro-faibles Z^0 et $W^\pm$ est proportionnelle à la masse de ces derniers.

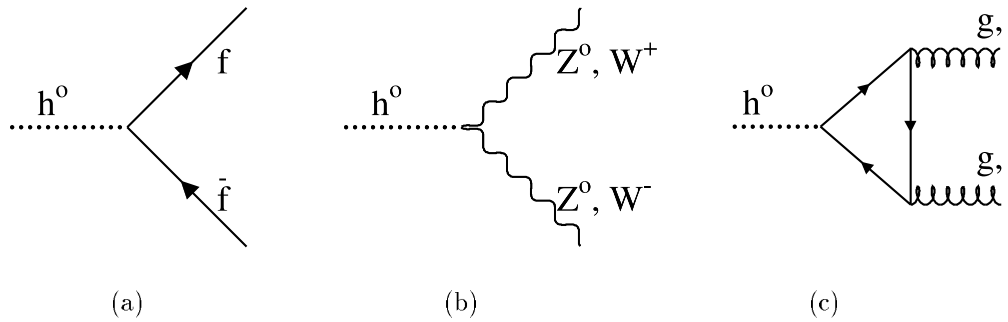


Figure 1.1: Diagrammes de Feynman de désintégration du boson de Higgs standard en fermions (a), bosons de jauge de l'interaction électro-faible (b), et en paires de γ ou de gluons (c).

La largeur partielle de désintégration du boson de Higgs en paires de fermions est donnée par [56] :

$$\Gamma(h^0 \to f\bar{f}) = N_C \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi}\ m_f^2(m_{h^0}^2)\ m_{h^0} \tag{1.3}$$

où $m_f(m_{h^0}^2)$ tient compte des corrections QCD qui interviennent dans le cas des désintégrations en quarks. Le rapport d'embranchement du boson de Higgs en fermions est donc dominé par les fermions lourds, cinématiquement accessibles. La figure 1.2 représente les rapports d'embranchement du boson de Higgs

standard en fonction de sa masse qui est le seul paramètre libre du modèle.
Il faut noter que la largeur de désintégration du boson de Higgs en W^+W^- ou Z^0Z^0 est proportionnelle à une puissance[6] de sa masse et non plus à la masse des bosons produits. Cela est relié au fait que l'on retrouve les bosons de Goldstone, qui constituent trois composantes du doublet de bosons de Higgs, dans les composantes longitudinales des bosons de jauge.
Tant que la masse du boson de Higgs ne dépasse pas 100 GeV, les rapports d'embranchement sont quasiment constants et entièrement dominés par les désintégrations fermioniques. En ce qui concerne les analyses à LEP200, on considérera que le boson de Higgs standard se désintègre dans 84 % des cas en $b\bar{b}$, dans 8 % en $\tau^+\tau^-$, dans 3 % en $c\bar{c}$ et le reste en gg.

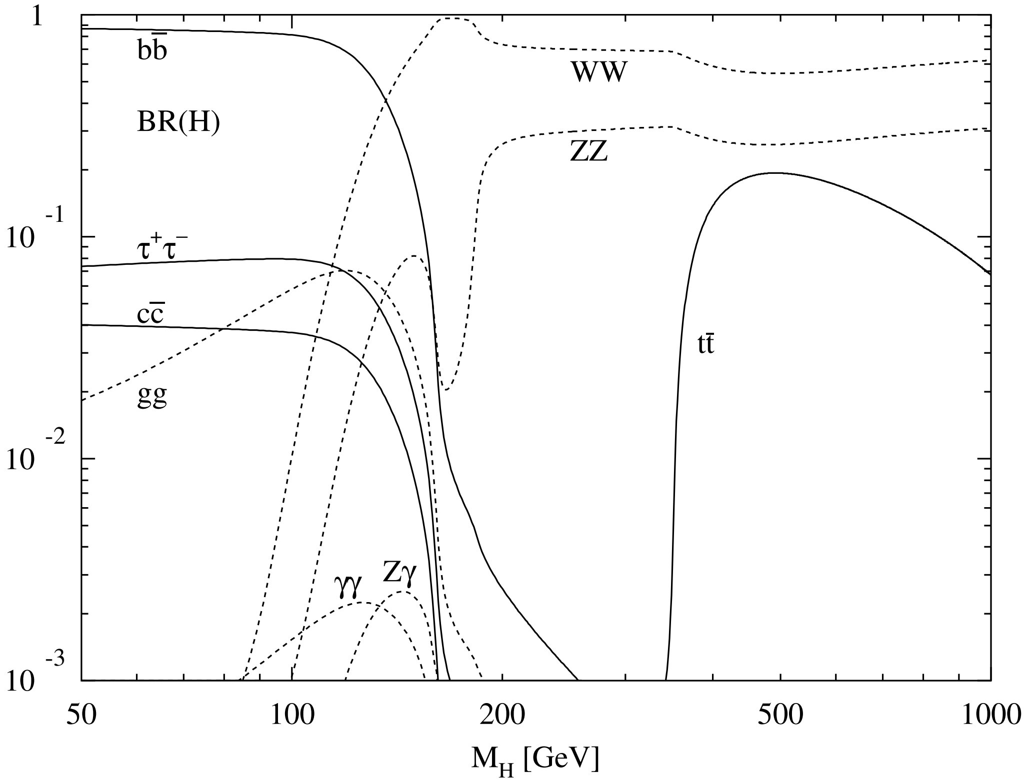


Figure 1.2: Rapports d'embranchement du boson de Higgs standard en fonction de sa masse. Les calculs incluent les corrections radiatives y compris celles provenant de l'interaction forte [6].

La largeur totale du boson de Higgs (incluant ses désintégrations en fermions et en bosons de jauge) est représentée sur la figure 1.3 en fonction de m_{h^0}. Jusqu'à une masse inférieure à 140 GeV/c^2, le boson de Higgs a une largeur très faible (inférieure à 10 MeV). Si la masse est plus élevée, les désintégrations en paires de bosons $W^\pm$ et Z^0 sont favorisées ce qui augmente notablement la largeur.

[6] proportionnelle à $m_{h^0}\frac{m_V^4}{m_{W^\pm}^4}$ quand les bosons de jauge (V) sont produits hors de leur couche de masse, proportionnelle à $\frac{m_{h^0}^3}{m_{W^\pm}^2}$ dans le cas contraire [6].

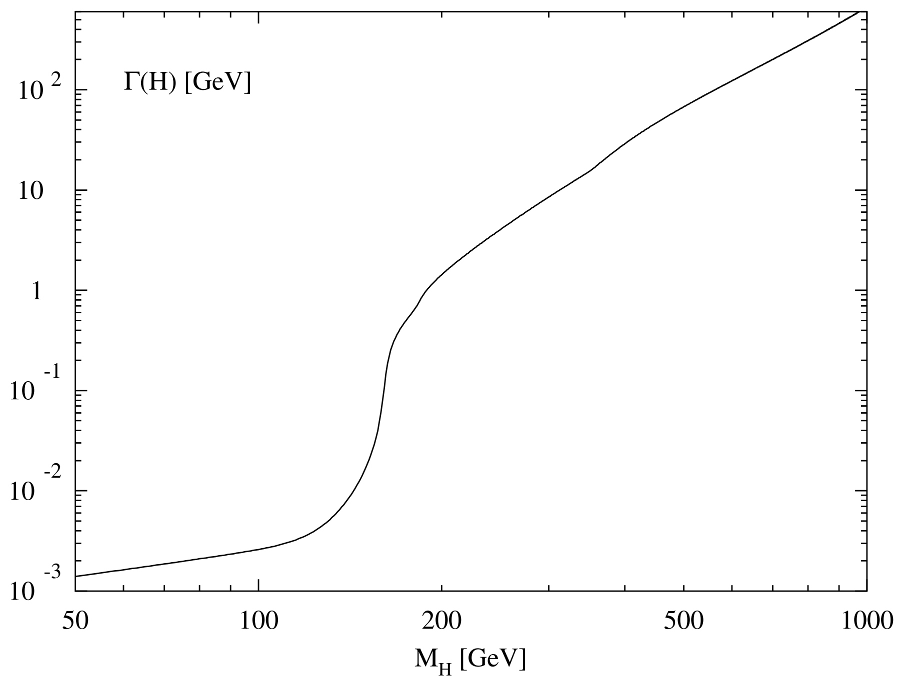


Figure 1.3: Variation de la largeur totale du boson de Higgs standard en fonction de sa masse [6].

1.2.3 Contraintes sur la masse du boson de Higgs dans le modèle standard

Dans ce paragraphe nous allons évoquer rapidement les limites indirectes que le modèle standard fournit, soit en invoquant des arguments théoriques, soit à partir des mesures des observables électro-faibles les plus sensibles à la masse du boson de Higgs.

- Contraintes d'ordre théorique ([7] [10] [8] [11] et les références données dans ces articles). Les deux premières concernent le comportement de la constante λ. La troisième, plus générale, concerne l'unitarité de la théorie.

  1. "Trivialité" de la théorie :
     Comme nous l'avons vu, la masse du boson de Higgs est donnée par la relation :

     $$\mathrm{m}_{\mathrm{h}^0}^2 = \frac{\lambda}{\mathrm{G_F}\sqrt{2}} = \lambda \mathrm{v}^2 \tag{1.4}$$

     où λ est la constante d'auto-couplage du boson de Higgs dont l'évolution en fonction de l'énergie est due aux corrections quantiques. Typiquement λ augmente avec l'énergie, de sorte que si on suppose que le modèle standard est valable jusqu'à une énergie $\Lambda < \mathrm{M_{Planck}}$, on peut connaître la valeur de λ à l'échelle électro-faible v par la relation :

     $$\lambda(\Lambda^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2} log \frac{\Lambda^2}{v^2}} \tag{1.5}$$

     On peut extraire une limite supérieure sur $\mathrm{m_{h^0}(v)^{max}}$ en considérant que $\lambda(\Lambda) = \infty$

     $$m_{\mathrm{h}^0}^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 log \frac{\Lambda}{v^2}} \tag{1.6}$$

Le calcul complet de renormalisation doit tenir compte des corrections virtuelles venant du couplage des bosons de jauge et de celles issues des fermions les plus lourds (le quark top), faisant apparaître une dépendance en $\mathrm{m_t}$, $\mathrm{m_{W^\pm}}$ et $\mathrm{m_{Z^0}}$. Les valeurs supérieures de la masse du boson de Higgs en fonction de $\mathrm{m_t}$ et de Λ sont représentées sur la figure 1.4.
On peut remarquer que $m_{\mathrm{h}^0}^{max}$ augmente quand Λ diminue. Mais comme $m_{\mathrm{h}^0}^{max}$ doit rester inférieure à Λ, il existe une valeur limite pour la masse du boson de Higgs qui se situe aux environs du TeV/c^2. En d'autres termes, si le boson de Higgs est lourd alors il doit apparaître quelque chose (bien souvent appelée "nouvelle physique") à une échelle d'énergie voisine du TeV [8]. Une réévaluation récente [9] de ces limites pour $\mathrm{m_t}$=(175 ± 6) GeV/c^2, donne les limites suivantes :

$$\begin{array}{cc} \mathrm{m_{h^0}} < 180 \ \mathrm{GeV}/c^2 & \Lambda \sim \mathrm{M_{Planck}} \\ \mathrm{m_{h^0}} < 0,5 - 0,8 \ \mathrm{TeV}/c^2 & \Lambda \sim 1\mathrm{TeV} \end{array}$$

2. Stabilité du vide :
Si on considère que v est l'échelle à laquelle se produit la brisure de la symétrie électro-faible, le potentiel d'auto-interaction du boson de Higgs de l'équation (1.1) doit vérifier $V(v) < V(0)$. En utilisant [10] une solution de l'équation du groupe de renormalisation qui régit l'évolution de λ (tenant compte de $\mathrm{m_t}$, $\mathrm{m_{W^\pm}}$ et $\mathrm{m_{Z^0}}$), on peut obtenir une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs représentée sur la figure 1.4. Cette limite est reliée à la valeur de la masse du quark top (le couplage de Yukawa λ_t du top est de l'ordre de 1 ($m_t = \frac{\lambda_t v}{\sqrt{2}}$)) qui rend instable les calculs en perturbation car le top a une contribution négative à λ.
Il faut noter que la limite inférieure sur $\mathrm{m_{h^0}}$ disparaît si on introduit deux doublets de champs de bosons de Higgs, au lieu d'un seul.
3. Unitarité :
Le boson de Higgs assure, d'une certaine façon, la renormalisation du modèle standard. Il assure l'unitarité de la théorie, *a priori* violée à haute énergie en l'absence d'échange de boson de Higgs en voie t dans le processus de diffusion élastique :

$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

On montre [11] que la contrainte d'unitarité impose la relation :

$$\mathrm{m_{h^0}^2} < \frac{4\pi\sqrt{2}}{3\mathrm{G_F}} \sim (700\mathrm{GeV}/c)^2 \qquad (1.7)$$

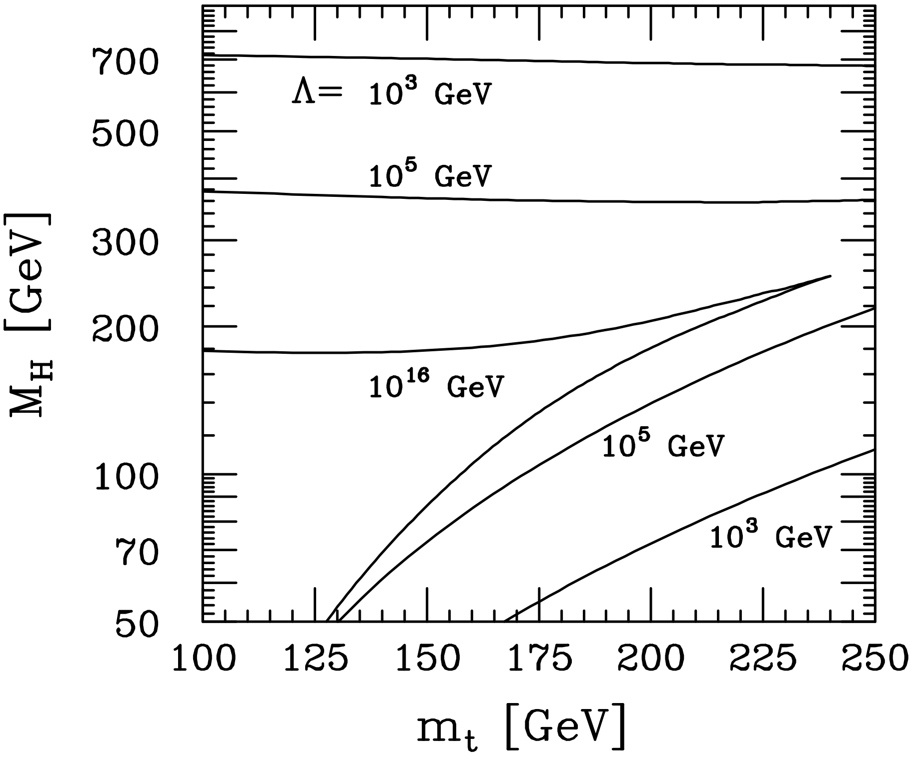


Figure 1.4: Limites sur la masse du boson de Higgs du modèle standard en fonction de la masse du top, et pour différentes valeurs de Λ. Λ représente l'échelle d'énergie au delà de laquelle le boson de Higgs commence à interagir de manière forte (courbes horizontales). Les autres courbes indiquent la limite inférieure à la masse du boson de Higgs obtenue à partir de la stabilité du vide.

- Contraintes apportées par les mesures électro-faibles effectuées à LEP, SLC et Fermilab :
  Les mesures des observables électro-faibles ont atteint un degré de précision dépassant le ‰ pour certaines d'entre elles. Cette précision permet d'être sensible aux contributions virtuelles du quark top et du boson de Higgs via des boucles dans des diagrammes d'ordre supérieur. Afin de minimiser les incertitudes sur les prédictions théoriques, on utilise les observables qui sont les mieux mesurées actuellement :

  1. la constante de Fermi :
     G_F est mesurée à partir du temps de vie du muon en prenant en compte les corrections radiatives.

     $$G_F = (1,16639 \pm 0,00002)10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}[14]$$

  2. la constante de structure fine :
     $\alpha(0)$ est connue par l'effet Hall et la mesure de g-2 de l'électron.

     $$\alpha(0)^{-1} = 137,0359895 \pm 0,0000061$$

     Cependant c'est la valeur de α pour $\sqrt{s} = m_{Z^0}$ qui intervient dans les calculs électro-faibles. L'incertitude actuelle sur l'évolution de α de $\sqrt{s}=0$ à m_{Z^0} provient de la contribution des quarks à la correction électromagnétique du propagateur du photon (incertitude sur le rapport $R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ à basse énergie).

     $$\alpha(m_{Z^0}^2)^{-1} = 128,896 \pm 0,090\ [13]$$

3. la masse du Z^0 :
   m_{Z^0} a été mesurée à LEP avec une très bonne précision

$$m_{Z^0} = 91,1867 \pm 0,0020 \ \mathrm{GeV/c^2} \ [13]$$

Il faut donc que les calculs des corrections radiatives aux observables du secteur électro-faible soient également très précis pour que l'on puisse bénéficier de la qualité des mesures.
On a en général une dépendance quadratique vis à vis de la masse du top, alors que la dépendance en fonction de la masse du boson de Higgs n'est que logarithmique.
Par exemple, l'expression de la constante de Fermi peut être réécrite par rapport à l'expression de l'approximation de Born de la manière suivante[12] :

$$\begin{aligned} G_F &= \frac{2\sqrt{2}\pi\alpha}{sin^2 2\theta_W m^2_{Z^0}}(\frac{1}{1-\Delta r}) \\ \frac{1}{1-\Delta r} &= \frac{1}{(1-\Delta r_\alpha)(1+\frac{cos^2\theta_W}{sin^2\theta_W}\Delta\rho) - \Delta r_{reste}} \end{aligned} \tag{1.8}$$

Δr_α contient l'ensemble des corrections à la valeur de α calculée à $\sqrt{s}= m_{Z^0}$ par rapport à celle déterminée à $\sqrt{s}=0$. Ce terme provient des boucles de fermions et l'incertitude principale sur son évaluation est issue des contributions hadroniques. Notons que des analyses récentes [18] des données expérimentales sur le rapport R en utilisant des méthodes validées par l'étude des désintégrations hadroniques des τ ont permis de diminuer notablement l'incertitude attachée à $\alpha(m_{Z^0})$; typiquement :

$$\sigma_{\alpha^{-1}} = \pm 0,09 \rightarrow \pm 0,036$$

$\Delta\rho$ représente la correction au paramètre ρ défini par $\rho = \frac{m^2_{W^\pm}}{m^2_{Z^0} cos^2\theta_W}$ à l'ordre de l'arbre. La valeur de ρ dépend de la structure du secteur des bosons de Higgs et vaut 1 pour les modèles ne faisant intervenir que des doublets. Au premier ordre :

$$\Delta\rho = 3\frac{G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}$$

Ce terme provient de la différence induite par les boucles de quarks dans les propagateurs du Z^0 et du $W^\pm$ ($Z^0 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow Z^0$ $W^\pm \rightarrow t\bar{b} \rightarrow W^\pm$). À cause de la masse élevée du quark t et de la grande différence de masse entre le top et le bottom, l'effet du top est dominant.
Les corrections restantes, Δr_{reste}, ont une dépendance logarithmique en m_{h^0} et en m_t.

Il faut noter que les expressions obtenues pour Δr en fonction des différents paramètres sont liées au choix de la définition de θ_W. Les relations ci-dessus supposent que :

$$sin^2\theta_W = 1 - \frac{m^2_{W^\pm}}{m^2_{Z^0}}$$

Une autre définition de θ_W est généralement utilisée pour paramétrer les mesures effectuées à LEP, θ_W^{eff} qui est défini par :

$$\frac{g_v}{g_a} = 1 - 4|Q_f|sin^2\theta_W^{eff}$$

Les angles θ_W et θ_W^{eff} sont reliés par l'expression suivante :

$$sin^2\theta_W^{eff} = (1 + \frac{cos^2\theta_W}{sin^2\theta_W}\Delta\rho)sin^2\theta_W$$

Les corrections électro-faibles sont maintenant calculées à l'ordre de deux boucles et celles dues à QCD ont également été incorporées. Les incertitudes théoriques ont ainsi atteint un niveau qui permet d'exploiter pleinement la précision des mesures.

La stratégie des mesures indirectes de m_t et m_{h^0}, à partir des mesures de précision du modèle standard, consiste à comparer la valeur d'une observable sensible à m_t (ou m_{h^0}) avec la prédiction théorique. Cela a permis à LEP de donner une valeur de la masse du quark top assez précise et qui s'est avérée être en bon accord avec les mesures directes réalisées, ultérieurement, auprès du collisionneur $p\overline{p}$ du FNAL par CDF et D0 [13] [15] :

$$\begin{aligned} m_t &= (158^{+14}_{-11})\ \mathrm{GeV}/c^2 \qquad \text{mesure indirecte LEP100}(m_{h^0} = 300\ \mathrm{GeV}/c^2) \\ m_t &= (173,5 \pm 5,2)\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{mesure directe CDF + D0} \end{aligned}$$

La figure 1.5 représente les contours à 68 % de niveau de confiance dans le plan ($m_t, m_{W^\pm}$) obtenus à partir des mesures directes de m_t et $m_{W^\pm}$ au TeVatron, et à partir des mesures indirectes en combinant les mesures de LEP, SLD et des expériences de diffusion profondément inélastique de neutrinos sur des noyaux (CCFR, CHARM, ...). La bande grisée indique les prédictions théoriques pour une variation de la masse du boson de Higgs dans l'intervalle 70-1000 GeV/c^2 . On peut noter que les bosons de Higgs légers sont privilégiés à la fois par les mesures directes et par les mesures indirectes. Dans le futur, on peut espérer au moins un facteur deux sur la précision actuelle obtenue sur la masse du $W^\pm$ (une précision de 30 MeV/c^2 devrait être acquise à la fin de LEP200), ce qui contraindrait davantage les valeurs préférées pour m_{h^0}. À l'heure actuelle la mesure directe de la masse du $W^\pm$ effectuée à LEP200 est en accord avec celle des collisionneurs $p\overline{p}$. Les valeurs combinées des différentes collaborations obtenues à partir de l'ensemble des données enregistrées sont, en Mars 1998 [16] :

$$\begin{aligned} m_{W^\pm} &= (80,40 \pm 0,09)\ \mathrm{GeV}/c^2 \qquad \text{CDF et D0} \\ m_{W^\pm} &= (80,35 \pm 0,09)\ \mathrm{GeV}/c^2 \qquad \text{LEP200} \end{aligned}$$

La mesure directe de la masse du quark top obtenue à FNAL a atteint un niveau de précision tel qu'on peut extraire une estimation de la masse du boson de Higgs à partir de l'ensemble des mesures électro-faibles de LEP et de SLAC, sensibles à m_{h^0}.

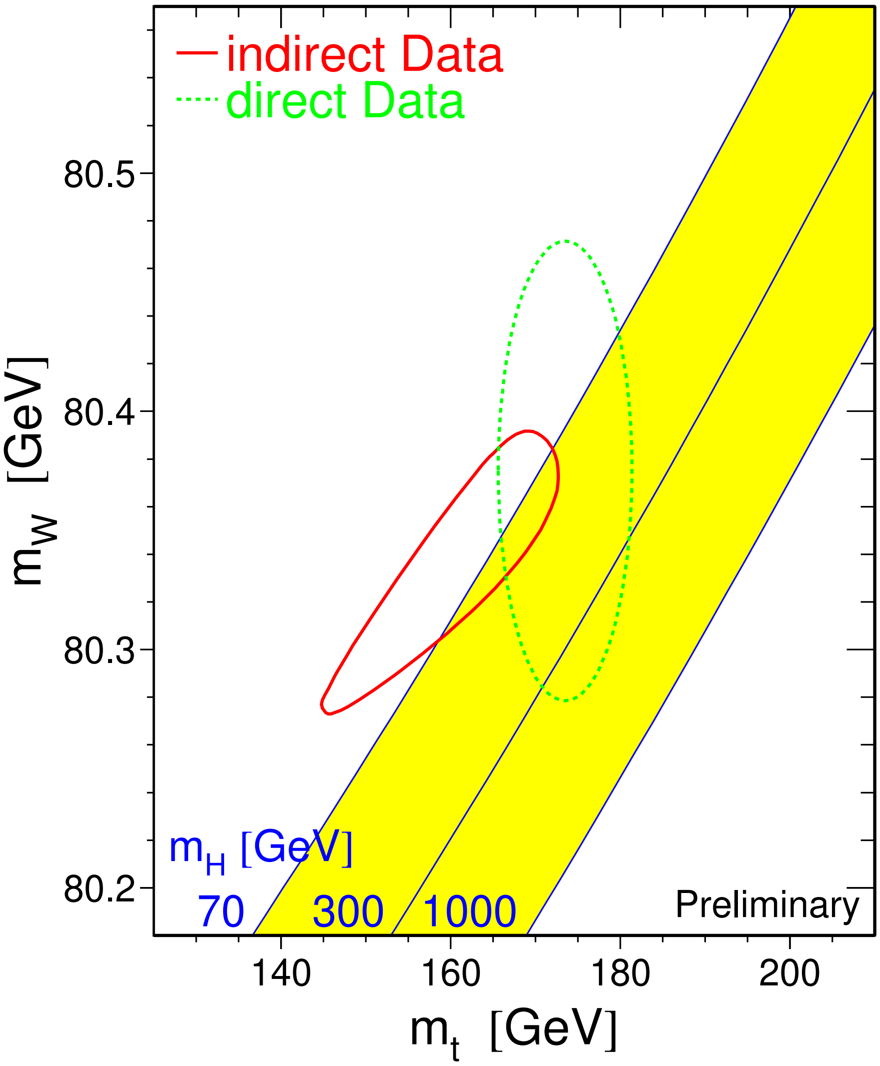


Figure 1.5: Comparaison entre les mesures indirectes de la masse du $W^{\pm}$ et celle du quark top obtenues en combinant les données de LEP, SLD et des expériences de diffusion profondément inélastique de neutrinos sur des noyaux (contour plein) et les mesures directes de CDF et D0 (contour en pointillé). Il s'agit de contours à 68 % de niveau de confiance. Ces résultats tiennent compte de l'ensemble des données disponibles pour les conférences d'hiver 1998. La bande grisée indique la relation théorique entre les masses des bosons de jauge et celle du quark top pour une masse de boson de Higgs variant entre 70 et 1000 GeV/c^2 [16].

Un ajustement par minimisation d'un χ^2 qui mesure l'écart, pour les variables les plus sensibles à la masse du boson de Higgs, entre la valeur mesurée et celle prédite par le modèle standard, permet d'extraire une valeur favorisée pour la masse du boson de Higgs.
La figure 1.6 représente la distribution du χ^2 en fonction du logarithme décimal de la masse du boson de Higgs. La valeur obtenue est [16] :

$$m_{h^0} = (115^{+116}_{-66}) \text{ GeV}/c^2 \tag{1.9}$$

L'importance et l'asymétrie des barres d'erreurs proviennent de la dépendance logarithmique en fonction de la masse du boson de Higgs, des observables électro-faibles.

Actuellement ce sont les incertitudes expérimentales sur les paramètres qui limitent la précision de la prédiction. Il faut aussi garder en mémoire que les résultats de LEP et de SLD sur $\sin^2\theta_{\rm eff}$ qui est la variable la plus sensible à la masse du boson de Higgs (et une des mieux mesurées) diffèrent entre eux par environ trois écarts standard. À LEP, $\sin^2\theta_{\rm eff}$ est obtenu à partir des mesures des asymétries avant-arrière des désintégrations du Z^0, dont la plus sensible concerne les quarks b (A^b_{fb}), de $\mathcal{A}_\tau$ et $\mathcal{A}_e$. SLD n'utilise que A_{LR} l'asymétrie gauche-droite dans les désintégrations leptoniques, qui nécessite la présence de faisceaux polarisés. La valeur de SLD a tendance à préférer un Higgs léger, alors que la valeur obtenue par LEP, dominée par A^b_{fb}, préfère un boson de Higgs plus lourd.

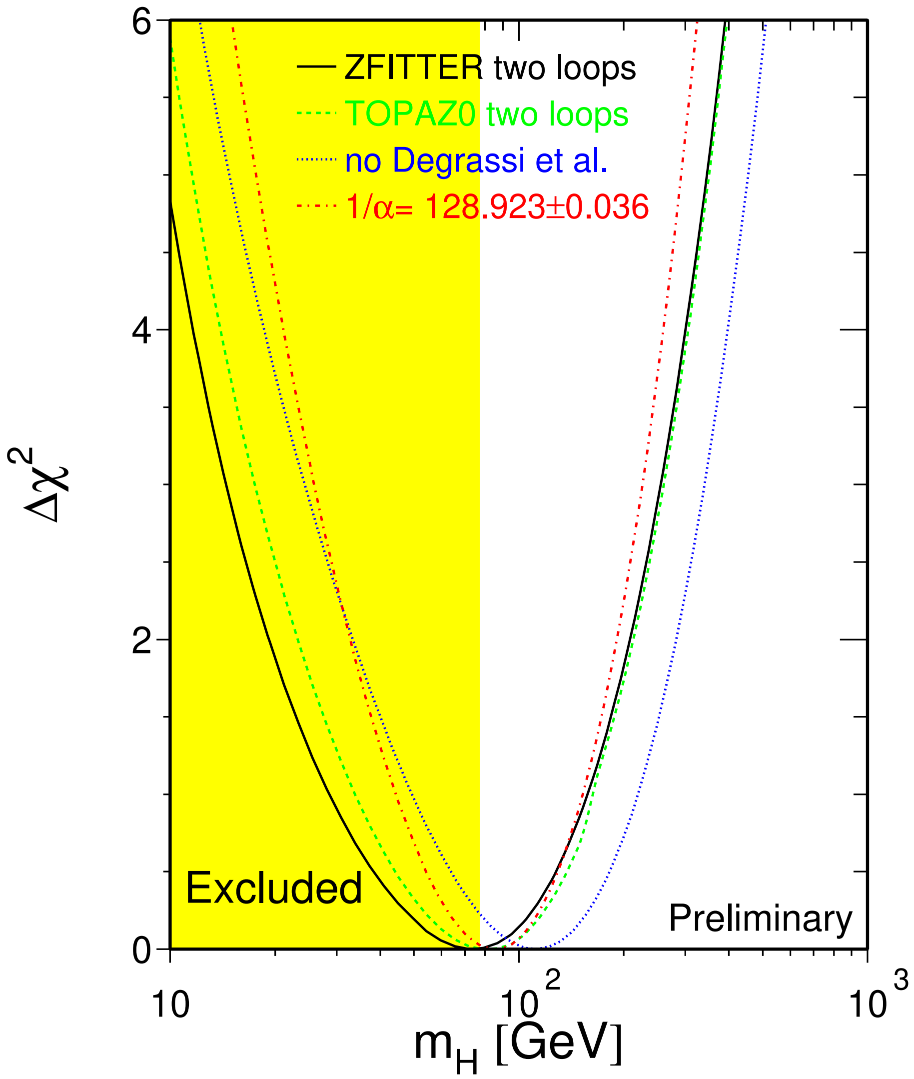


Figure 1.6: Variation du χ^2 de l'ajustement qui compare la mesure des observables électro-faibles (obtenues à LEP, SLAC, CCFR, CHARM) avec la prédiction théorique, en fonction de la masse du boson de Higgs. Les résultats de différents ajustements sont indiqués. La ligne en trait-points indique le résultat obtenu avec la nouvelle détermination de $\alpha(m^2_{Z^0})$[18].

À l'heure actuelle, l'incertitude expérimentale la plus importante intervenant dans l'ajustement provient de la connaissance de $\alpha(m^2_{Z^0})$. Comme nous l'avons déjà mentionné, des mesures récentes

[18] obtenues par une étude spectrale du rapport $R(s)$, grâce à laquelle on s'affranchit des termes non perturbatifs de QCD à basse énergie, confirmée par une étude des désintégrations hadroniques des leptons τ ont permis de réduire l'incertitude sur $\alpha(m^2_{Z^0})$ par plus d'un facteur deux. La valeur obtenue est (en incluant la mesure de A_{LR} de SLD) :

$$m_{h^0} = (93^{+76}_{-46})\ \mathrm{GeV}/c^2$$

Si l'on retire la mesure de $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}$ de SLD et si on tient compte des mesures plus précises de α, alors la valeur centrale de m_{h^0} ajustée aura tendance à remonter vers 150 GeV/c^2 [17].

$$m_{h^0} = (154^{+140}_{-82})\ \mathrm{GeV}/c^2$$

Ainsi, grâce à la précision actuelle sur la masse du top et à la réduction des erreurs théoriques sur α, on peut mettre une limite à 95 % de niveau de confiance :

$$m_{h^0} < 250\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L.}$$

En conclusion, il est intéressant de constater que cette valeur se situe en deçà des limites théoriques du modèle standard et qu'elle est compatible avec les prédictions des modèles supersymétriques que nous aborderons dans les paragraphes suivants.

1.2.4 Unification des constantes de couplage de jauge du modèle standard

Dans une théorie de jauge, les constantes de couplage dépendent de l'énergie à laquelle elles sont évaluées. L'évolution des constantes de couplage α_1, α_2 et α_3 du groupe $SU(3)_c \times SU(2)L \times U(1)_Y$ est régie par les équations du groupe de renormalisation. À une boucle on a[20] :

$$\frac{1}{\alpha_i(q)} = \frac{1}{\alpha_i(m_{Z^0})} - \frac{b_i}{2\pi} log(\frac{q}{m_{Z^0}}) \tag{1.10}$$

pour les trois constantes $\alpha_1 = \frac{5\alpha}{3cos^2_{eff}\theta_W}$, $\alpha_2 = \frac{\alpha}{sin^2_{eff}\theta_W}$ et $\alpha_3 = \alpha_S$
avec

$$b_1 = 4/3N_f + N_h/10 \qquad b_2 = -22/3 + 4/3N_f + N_h/6 \qquad b_3 = -11 + 4/3N_f{}^7 \tag{1.11}$$

La figure 1.7 représente l'évolution des constantes de couplage en fonction de l'énergie. Les courbes ne se coupent pas exactement aux alentours de $M_U \sim 10^{15}\ GeV$, ce qui va à l'encontre de l'unification des forces[8]. Pour unifier les trois interactions de jauge il faut un groupe qui englobe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. SU(5) réalise cela, cependant la prédiction, faite dans $SU(5)$, de la valeur de $sin^2\theta_W(m_{Z^0})$ est en désaccord avec les mesures de précision actuelles. Ce modèle d'unification prévoit de plus un temps de vie du proton en parfait désaccord avec les limites expérimentales [21] (l'échelle d'unification est trop basse). Le modèle standard ne fournit pas de cadre satisfaisant pour unifier les trois interactions.

[8] les équations du groupe de renormalisation calculées avec tous les diagrammes à deux boucles ne modifient pas le résultat.

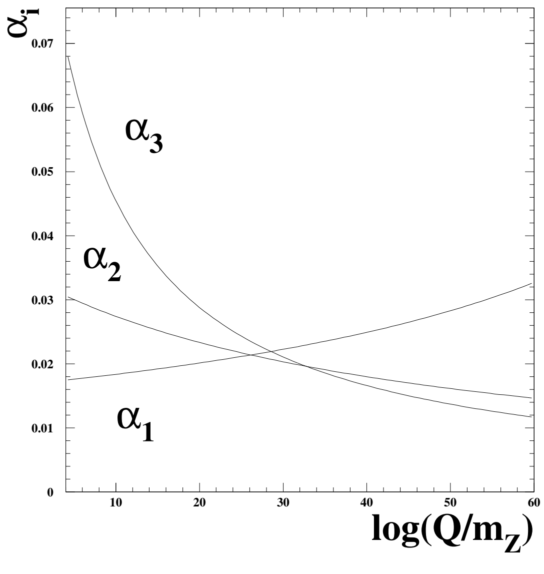


Figure 1.7: Évolution des trois constantes de couplage de jauge du modèle $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ en fonction de l'énergie Q.

1.3 Extensions du modèle standard

Nous ne parlerons brièvement que des extensions supersymétriques [7] [19] [22] [23].

1.3.1 Pourquoi ?

Nous venons de voir que le modèle standard et son secteur scalaire peuvent rester valides jusqu'à l'échelle d'unification, à condition que le boson de Higgs reste relativement léger. Cependant, les corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs engendrent naturellement une divergence quadratique de la masse du boson de Higgs avec le "cut-off" Λ, l'échelle d'énergie à partir de laquelle le modèle standard cesse d'être valide ($\Lambda < M_{Planck}$).
Si le modèle standard est encore à cette échelle dans un régime perturbatif, il faut ajuster "finement" la contribution des corrections radiatives et de la masse "nue" pour éviter que les masses des scalaires ne prennent des valeurs trop élevées et vérifier que le résultat reste valable à tous les ordres. On a vu, dans les paragraphes précédents, que l'échelle naturelle de la masse des bosons scalaires est de l'ordre de $v \sim 246\ GeV$.
Le fait qu'il y ait plus de 16 ordres de grandeur entre l'énergie électro-faible et l'échelle "naturelle" rend l'ajustement fin improbable. De plus nous avons vu que le modèle standard ne permet pas l'unification des trois forces. Une des solutions les plus populaires est la supersymétrie qui transforme la divergence quadratique en une divergence logarithmique et corrige la différence sur $sin^2\theta_W$.

La supersymétrie est une symétrie entre les bosons et les fermions. Chaque fermion (boson) est accompagné d'un superpartenaire bosonique (fermionique) de masse identique.
Cette "parité" fermion-boson permet d'annuler les divergences des diagrammes à une boucle quand on considère les boucles de fermions et celles de leurs partenaires supersymétriques.
L'autre avantage de la supersymétrie est qu'elle permet l'unification des constantes de couplage de jauge, à une échelle $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV qui n'entre pas en contradiction avec les limites actuelles sur la durée de vie du proton (par exemple dans SU(5) le processus dominant de désintégration du proton prédit une durée de vie du proton $\tau_{\rm p} = 4,5\ 10^{29}({\rm M_{GUT}}/2,1\ 10^{14}\ {\rm GeV})^4$ années).

Quand on inclut, lors de la renormalisation des constantes de couplage des boucles faisant intervenir les partenaires supersymétriques, les coefficients b_i de l'équation (1.11) sont modifiés de telle sorte que les trois courbes se coupent à énergie $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV [20]. Si on admet l'unification des forces, cela constitue une bonne indication quant à la correction du contenu en particules du modèle supersymétrique. Cependant, aucune particule supersymétrique n'a encore été découverte.

1.3.2 Le modèle standard supersymétrique minimal ou MSSM

1.3.2.1 Quelques généralités

Dans les modèles supersymétriques minimaux, le nombre de particules élémentaires est doublé. Les fermions ont pour partenaires des particules scalaires appelées sfermions. Les bosons de jauge ont pour partenaires des fermions appelés jauginos. Enfin dans le secteur des bosons de Higgs, il est nécessaire d'avoir deux doublets de boson de Higgs standards H_u et H_d dont les super-partenaires sont des fermions, afin d'éviter le problème des anomalies [7]. Le tableau 1.1 indique les propriétés de spin des particules.

spin 0	spin 1/2	spin 1
$\tilde{\mathrm{f}}_L$ $\tilde{\mathrm{f}}_R$	f_L f_R	
	$\widetilde{\mathrm{W}}^{\pm}$ $\tilde{\mathrm{Z}}^0$ $\tilde{\gamma}$ $\tilde{\mathrm{g}}$	$\mathrm{W}^{\pm}$ Z^0 γ g
H_j	$\tilde{\mathrm{H}}_{\mathrm{j}}^0$	

Tableau 1.1: Liste des particules du modèle standard et de leurs partenaires supersymétriques. Le symbole tilde indique une particule supersymétrique.

Dans le secteur des squarks, les états propres de masse $\tilde{\mathrm{t}}_1$ et $\tilde{\mathrm{t}}_2$ sont des mélanges des états propres de chiralité $(\tilde{\mathrm{t}}_{\mathrm{L}}, \tilde{\mathrm{t}}_{\mathrm{R}})$, du fait de la masse élevée du quark top qui intervient dans les termes non diagonaux de la matrice de masse des squarks. On introduit un angle de mélange relié au terme non diagonal. Il en va de même pour le sbottom. Par ailleurs, on montre que les états physiques dans le secteur des particules supersymétriques de spin 1/2 sont des mélanges de jauginos et de higgsinos (charginos pour les états chargés et neutralinos).
La supersymétrie doit être brisée à une certaine échelle d'énergie afin d'expliquer que les partenaires supersymétriques n'aient pas été encore observés du fait de leur masse élevée. Contrairement au cas de la brisure de la symétrie électro-faible dans le modèle standard, aucun mécanisme de brisure spontanée n'a encore été établi. Un tel mécanisme qui se produirait dans le secteur visible est d'ailleurs peu favorisé par la théorie car il introduit des contraintes très strictes entre les masses des particules connues et celles des particules supersymétriques. La brisure de la supersymétrie est réalisée en introduisant à la main des termes qui la brisent explicitement[9] à une échelle d'énergie élevée dépendant du modèle. Mais si les fermions et leurs superpartenaires n'ont plus la même masse, on peut craindre que les corrections radiatives ultra-violette à la masse du boson de Higgs qui rendent instables tout le secteur électro-faible réapparaissent. Cette condition contraint la forme des termes du Lagrangien qui doivent briser "doucement" la supersymétrie (termes de dimension 3 au plus). Il s'agit de termes de masse de particules scalaires (sfermions et Higgs), de termes de masse des jauginos $(\mathrm{M_i}, \mathrm{i} = 1, 2, 3)$ et des higgsinos, de termes de couplage bilinéaire des bosons de Higgs ("B" termes de mélange des doublets de bosons de Higgs)

[9] l'origine de la brisure de la supersymétrie n'est pas encore bien comprise. À l'heure actuelle, il existe deux modèles. Chacun d'eux propose de briser la supersymétrie dans un secteur caché (pas d'interaction à l'ordre des arbres avec les champs standards) et de communiquer avec le secteur visible via des messagers qui sont la gravité dans le modèle SUGRA ou des interactions de jauge dans le modèle GMSB (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) [25]

et enfin des couplages trilinéaires de scalaires ($\mathrm{A_t}$, $\mathrm{A_b}$ pour la troisième famille de sfermions) qui sont responsables en partie du mélange des états propres de chiralité des sfermions.
Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs ne dépendent alors que du logarithme de Λ

$$\delta \mathrm{m}^2_{\mathrm{h}^0} \propto \mathrm{m}^2_{\mathrm{soft}} \ln(\Lambda/\mathrm{m}_{\mathrm{soft}}) \tag{1.12}$$

Cette relation ainsi que la nécessité pour la masse du boson de Higgs de ne pas être trop élevée imposent que $\mathrm{m_{soft}}$ soit de l'ordre de 1 TeV.

1.3.2.2 Le secteur des bosons de Higgs du MSSM

Il est nécessaire d'introduire deux doublets de champs scalaires, l'un donnant des masses (par couplage de Yukawa) aux fermions de type "up" et l'autre aux fermions de type "down"[10]. Introduire deux doublets de champs scalaires ne change rien fondamentalement au mécanisme de Higgs mais, dans le MSSM, le potentiel scalaire est légèrement plus compliqué que dans le modèle standard. Une expression de ce potentiel en fonction des deux doublets de champs scalaires $\mathbf{H_u} = \binom{\mathrm{H_u^+}}{\mathrm{H_u^o}}$ et $\mathbf{H_d} = \binom{\mathrm{H_d^{+o}}}{\mathrm{H_d^-}}$ est donnée par :

$$\begin{aligned} V =& (|\mu|^2 + m^2_{H_u})(|H^o_u|^2 + |H^+_u|^2) + (|\mu|^2 + m^2_{H_d})(|H^o_d|^2 + |H^-_d|^2) \\ &+ B\mu(H^o_u H^o_d - H^+_u H^-_d) + \text{c.c.} \\ &+ \frac{1}{8}(g^2 + g\prime^2)(|H^o_u|^2 + |H^o_u|^2 - |H^o_d|^2 - |H^-_d|^2)^2 + \frac{1}{2} g^2 |H^+_u H^{o*}_d + H^o_u H^{-*}_d|^2 \end{aligned} \tag{1.13}$$

On peut remarquer que, contrairement au modèle standard, le terme ayant une dépendance quadratique en fonction de la valeur des champs de Higgs, dépend des couplages de jauge et non d'un nouveau couplage λ. Les termes proportionnels à B, $\mathrm{m^2_{H_u}}$ et $\mathrm{m^2_{H_d}}$ viennent du Lagrangien de brisure douce, alors que les termes proportionnels à $|\mu|^2$ proviennent d'un terme du Lagrangien supersymétrique appelé super-potentiel.
Afin de donner une masse aux bosons de jauge il est nécessaire de briser la symétrie électro-faible.
On peut trouver des conditions[11] sur les termes de masse $\mathrm{m^2_{H_u}}$, $\mathrm{m^2_{H_d}}$, B et $|\mu|^2$ de telle sorte que le potentiel ait deux minima locaux non nuls, reliés par la relation :

$$v_u^2 + v_d^2 = v^2 = (246 \text{ GeV})^2$$

On introduit un paramètre mesurant le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de champs scalaires :

$$tan\beta = \frac{v_u}{v_d} \tag{1.14}$$

Après brisure spontanée, apparaissent trois bosons de Golstone de masse nulle qui vont être absorbés par les champs de jauge qui acquièrent ainsi une masse donnée par les relations habituelles du modèle standard.
Il reste cinq états physiques et massifs de bosons de Higgs scalaires dont les états propres de masse sont :

- deux bosons de Higgs chargés : $\mathrm{H^\pm}$,
- un boson de Higgs neutre "pseudo-scalaire" (CP=-1) appelé $\mathrm{A^0}$,
- deux bosons de Higgs scalaires (CP=+1) dénommés $\mathrm{h^0}$ et $\mathrm{H^0}$ ($\mathrm{m_{h^0}} < \mathrm{m_{H^0}}$).

À l'ordre le plus bas, on n'a besoin que de deux paramètres pour décrire le secteur des bosons de Higgs du MSSM. Il est courant d'utiliser $\tan\beta$ et $\mathrm{m_{A^0}}$.

[10] cette structure permet en particulier d'éviter le problème des changements de saveur dans les courants neutres (FCNC)
[11] qu'on suppose remplies faute de mieux. On verra qu'un modèle MSSM contraint permet d'expliquer l'origine de la brisure électro-faible dans le cadre des théories supersymétriques unifiées

Les masses des cinq états physiques de Higgs, à l'ordre des arbres, sont :

$$\begin{aligned}
\mathrm{m}^2_{\mathrm{H}^\pm} &= \mathrm{m}^2_{\mathrm{W}^\pm} + \mathrm{m}^2_{\mathrm{A}^0} \\
\mathrm{m}^2_{\mathrm{h}^0} &= \frac{1}{2}\left(\mathrm{m}^2_{\mathrm{A}^0} + \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0} - \sqrt{(\mathrm{m}^2_{\mathrm{A}^0} + \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0})^2 - 4\mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0}\mathrm{m}^2_{\mathrm{A}^0}\cos^2 2\beta}\right) \\
\mathrm{m}^2_{\mathrm{H}^0} &= \frac{1}{2}\left(\mathrm{m}^2_{\mathrm{A}^0} + \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0} + \sqrt{(\mathrm{m}^2_{\mathrm{A}^0} + \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0})^2 - 4\mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0}\mathrm{m}^2_{\mathrm{A}^0}\cos^2 2\beta}\right)
\end{aligned} \tag{1.15}$$

Quand on passe des champs $\mathbf{H_u}$ et $\mathbf{H_d}$ aux champs physiques A^0, $\mathrm{H}^\pm$, h^0 et H^0 on a besoin de deux angles : β qui a déjà été défini par les rapports entre les valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de bosons de Higgs, et α qui est l'angle de mélange entre les deux bosons de Higgs scalaires h^0 et H^0 neutres.

$$cos2\alpha = -cos2\beta\left(\frac{m^2_{\mathrm{A}^0} - m^2_{\mathrm{Z}^0}}{m^2_{\mathrm{H}^0} - m^2_{\mathrm{h}^0}}\right)$$

La masse du boson A^0 est reliée aux paramètres du potentiel scalaire par la relation :

$$m^2_{\mathrm{A}^0} = \frac{2|B\mu|}{sin2\beta} \tag{1.16}$$

En conséquence, $\mathrm{m}_{\mathrm{A}^0}$, $\mathrm{m}_{\mathrm{H}^\pm}$ et $\mathrm{m}_{\mathrm{H}^0}$ peuvent prendre *a priori* des valeurs aussi grandes que l'on veut, alors que $\mathrm{m}_{\mathrm{h}^0}$ est bornée supérieurement à l'ordre des arbres. Quand on fait tendre $\mathrm{m}_{\mathrm{A}^0}$ vers l'infini dans l'équation (1.15) on obtient la relation suivante :

$$m_{\mathrm{h}^0} \leq |cos2\beta| m_{\mathrm{Z}^0} \tag{1.17}$$

On ne s'intéressera par la suite qu'aux seuls bosons neutres h^0 et A^0 et en particulier à la masse du boson de Higgs le plus léger h^0.
La relation (1.17) qui prédit un boson de Higgs plus léger que le Z^0 est largement modifiée quand on prend en compte les corrections radiatives :

$$\begin{aligned}
&\mathrm{m}^2_{\mathrm{h}^0} \leq \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0}\cos^2 2\beta + \delta\mathrm{m}^2_{\mathrm{top}} + \delta\mathrm{m}^2_{\mathrm{m\acute{e}lange}} \\
&\mathrm{m}^2_{\mathrm{h}^0} \leq \mathrm{m}^2_{\mathrm{Z}^0}\cos^2 2\beta + \frac{3\sqrt{2}}{2\pi^2}\mathrm{G_F}\mathrm{m}^4_{\mathrm{t}}\ln\left(\frac{\mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{t}}_1}\mathrm{m}_{\tilde{\mathrm{t}}_2}}{\mathrm{m}^2_{\mathrm{t}}}\right) + \frac{3\mathrm{G_F}\mathrm{m}^4_{\mathrm{t}}}{2\sqrt{2}\pi^2}\mathrm{X}^2_{\mathrm{t}}\left(2\mathrm{h}(\mathrm{m}^2_{\tilde{\mathrm{t}}_1}, \mathrm{m}^2_{\tilde{\mathrm{t}}_2}) + \mathrm{X}^2_{\mathrm{t}}\mathrm{g}(\mathrm{m}^2_{\tilde{\mathrm{t}}_1}, \mathrm{m}^2_{\tilde{\mathrm{t}}_2})\right) \\
&\mathrm{X_t} = \mathrm{A_t} - \mu\cot\beta \\
&\mathrm{h}(\mathrm{x},\mathrm{y}) = \frac{1}{\mathrm{x}-\mathrm{y}}\ln\left(\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{y}}\right) \quad \mathrm{g}(\mathrm{x},\mathrm{y}) = \frac{1}{(\mathrm{a}-\mathrm{b})^2}\left(2 - \frac{\mathrm{x}+\mathrm{y}}{\mathrm{x}-\mathrm{y}}\ln\left(\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{y}}\right)\right)
\end{aligned} \tag{1.18}$$

La première correction, à l'approximation à l'arbre (δm^2_{top}), provient des corrections radiatives dominées dans ce cas par les boucles de top et de stop[12]. La correction donnée au premier ordre est proportionnelle à $\mathrm{m}^4_{\mathrm{t}}$ et varie logarithmiquement avec la masse des stops. Il est donc nécessaire de tenir compte de l'ordre supérieur et des corrections QCD ce qui est généralement fait dans une redéfinition de $m_t(Q)$. Les contributions de ces dernières corrections à la masse du boson de Higgs le plus léger sont négatives [26].
La deuxième correction, $\delta m^2_{m\acute{e}lange}$, provient du mélange dans le secteur des stops et des sbottoms (seule la troisième famille contribue significativement) qui a un effet non négligeable sur $\mathrm{m}_{\mathrm{h}^0}$ (augmentation de l'ordre de 20 %)[13]. Il s'agit de termes proportionnels à X_t qui paramètrise le mélange des stops.
Les formules analytiques des calculs les plus complets à une boucle et contenant les termes dominants des ordres supérieurs peuvent être trouvés dans [27][28][56]. Pour une discussion récente de l'importance relative des différentes contributions et des autres dépendances on se reportera aux références [29] [30] et [31].

[12] ces corrections radiatives sont une conséquence de la brisure de la supersymétrie puisqu'elles sont dues à $\mathrm{m_t} \neq m_{\tilde{\mathrm{t}}}$.
[13] cette correction serait nulle si on avait $m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} = m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}$.

La masse du boson de Higgs scalaire h^0 reste cependant bornée supérieurement. Elle devient indépendante de m_{A^0} quand celle-ci dépasse environ 200 GeV/c^2. Les trois autres états de bosons de Higgs ont une masse toujours supérieure à m_{A^0}. Cela est illustré par la figure 1.8 sur laquelle est représentée la masse des bosons de Higgs neutres et chargés en fonction de celle du boson A^0 (toutes les corrections radiatives sont incluses).

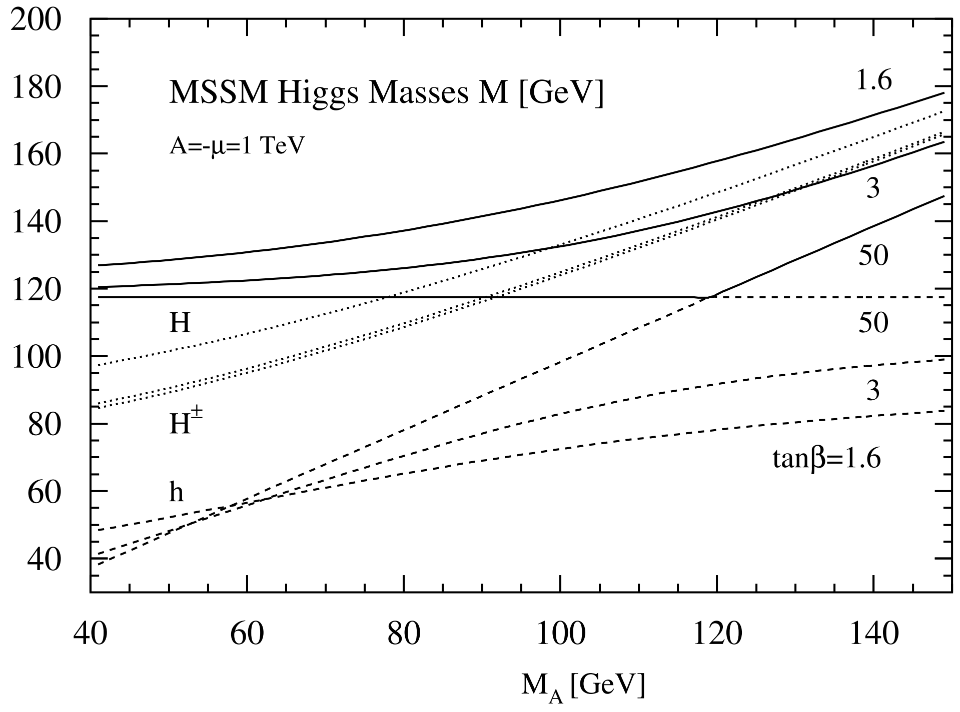


Figure 1.8: Évolution de la masse des bosons de Higgs scalaires (H^0 et h^0) et chargés ($H^{\pm}$) en fonction de celle du boson pseudo-scalaire (A^0), pour $A_t = -\mu = 1$ TeV et m_t=175 GeV/c^2. Trois valeurs de $\tan\beta$ sont utilisées [56].

Nous avons dit que l'effet du mélange des états propres de chiralité des stops $\widetilde{t}_L$ et $\widetilde{t}_R$ joue un rôle important dans l'estimation de la masse m_{h^0}. La figure 1.9 représente la masse du boson de Higgs le plus léger en fonction de la variable X_t qui paramétrise le mélange. L'effet du mélange est maximal pour $\frac{X_t}{m_{SUSY}} \sim 2,44 \sim \sqrt{6}$ et minimal si $X_t = 0$. On définit en général [56] trois valeurs caractéristiques du mélange :

- mélange "maximal" : $A_t = \sqrt{6}M_{SUSY} \quad |\mu| << M_{SUSY} \implies X_t = \sqrt{6}M_{SUSY}$
- mélange "typique" : $A_t = -\mu = M_{SUSY} \implies X_t = \begin{cases} 2M_{SUSY} & \text{si } \tan\beta \text{ est grand} \\ M_{SUSY} & \text{si } \tan\beta \text{ est petit} \end{cases}$
- mélange "minimal" : $A_t = 0 \quad |\mu| << M_{SUSY} \implies X_t \sim 0$

M_{SUSY} est l'échelle des masses des sfermions à basse énergie et est généralement fixée à 1 TeV.
La figure 1.10 représente, pour une masse du boson A^0 élevée, l'évolution de m_{h^0} en fonction de $\tan\beta$ pour un mélange nul ($X_t = 0$) et un mélange maximal ($X_t = 2,4$TeV).

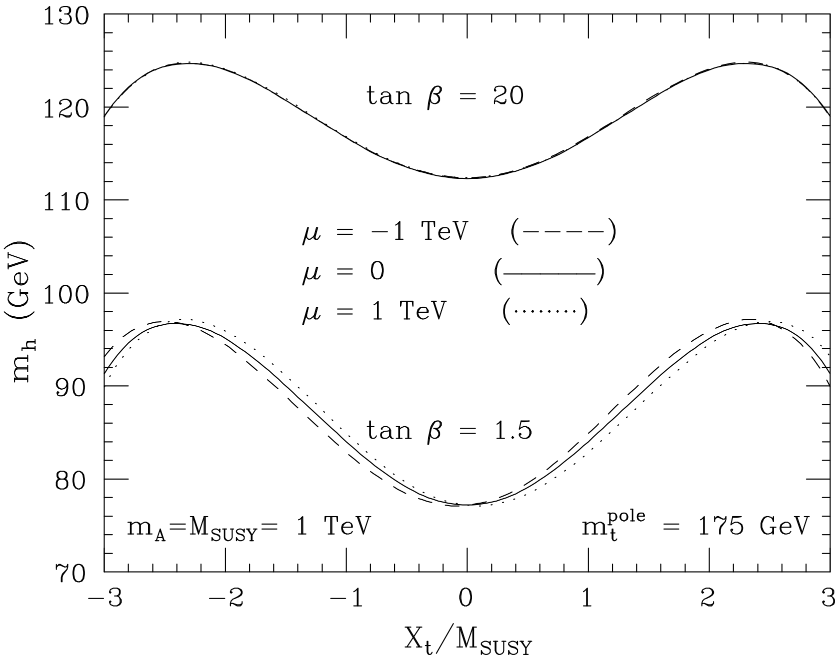


Figure 1.9: Évolution de la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger en fonction de X_t/M_{SUSY} où $X_t = A_t - \mu cot\beta$ est le paramètre qui gouverne le mélange des états $\widetilde{t}_L$ et $\widetilde{t}_R$. Les valeurs suivantes des paramètres supersymétriques ont été utilisées : $M_{SUSY} = M_{A^0}$ =1 TeV/c^2. Deux valeurs de tanβ sont considérées [29].

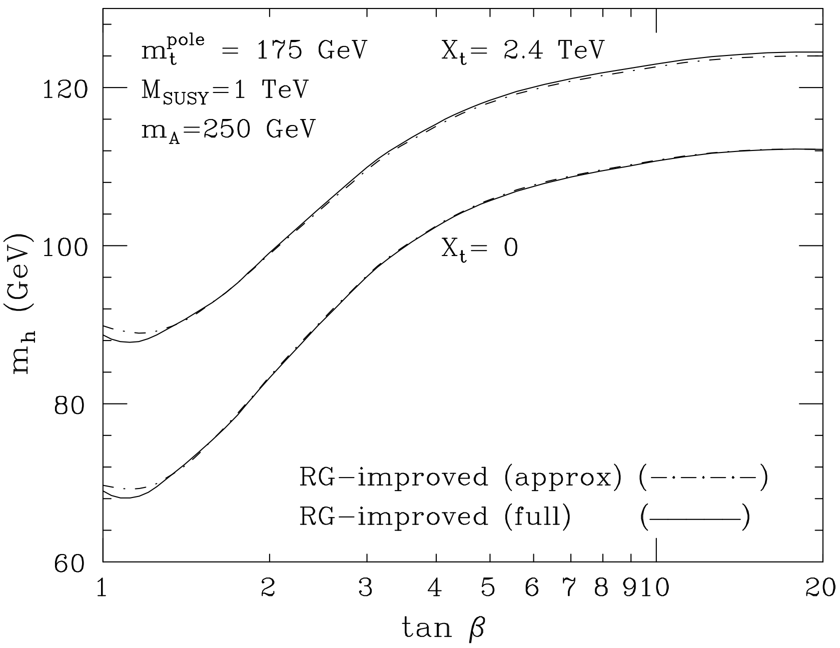


Figure 1.10: Évolution de la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger en fonction de tanβ dans l'hypothèse où m_{A^0} est grand. Deux valeurs du mélange des stops sont considérées : mélange maximal (X_t=2,4 TeV) et minimal (X_t= 0) [29].

La limite supérieure sur la masse du boson de Higgs le plus léger obtenue en considérant l'ensemble des hypothèses sur les paramètres du modèle MSSM est de 125 GeV/c^2 pour un mélange maximal des stops, et de 112 GeV/c^2 si le mélange est nul.
Ces valeurs sont établies pour une masse du top égale à 175 GeV/c^2 mais il ne faut pas oublier la forte dépendance de cette limite supérieure en fonction de $\mathrm{m_t}$ comme l'illustre la figure 1.11.
Certaines valeurs de ces limites sont situées au delà du domaine de masse accessible à LEP200, qui peut prétendre être sensible à des masses allant jusqu'à 105 GeV/c^2 si une énergie dans le centre de masse de 200 GeV est atteinte en l'an 2000 (voir paragraphe 1.6).

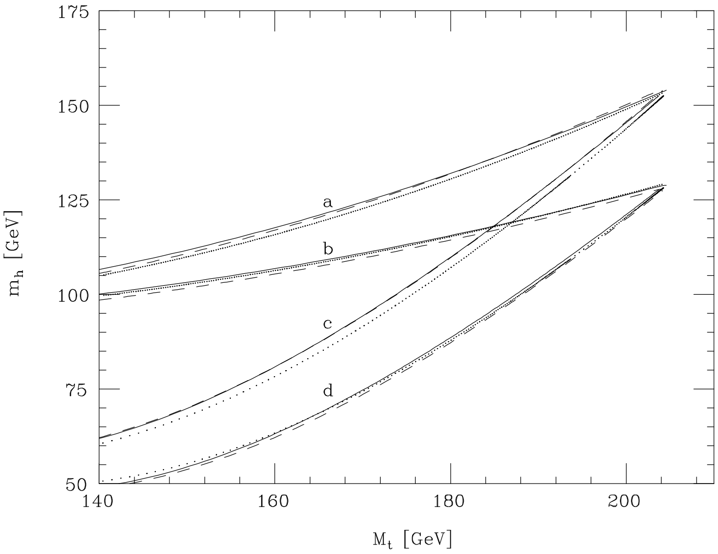


Figure 1.11: Évolution de la masse du boson de Higgs le plus léger dans le MSSM en fonction de la masse du top, en supposant M_{SUSY}=1 TeV. Les différentes courbes correspondent à différentes hypothèses sur le mélange des stops et sur $\tan\beta$. (a) $\tan\beta$=15 et mélange maximal, (b) $\tan\beta$=15 et mélange nul, (c) $\tan\beta$=1,6 et mélange maximal, (d) $\tan\beta$=1,6 et mélange nul [27].

1.3.2.3 Conclusion

Nous avons vu que le potentiel scalaire du MSSM ne fait pas intervenir de couplage λ indéfini mais qu'au contraire ce couplage est exprimé en fonction des couplages de jauge assurant à l'ordre le plus bas la relation (1.17) qui contraint fortement la masse du boson de Higgs. Les corrections radiatives introduisent une dépendance logarithmique vis à vis des termes de masse de brisure douce qui maintiennent la masse du boson de Higgs le plus léger en dessous de 125 GeV/c^2 pour $\mathrm{m_t}$=175 GeV/c^2. Ces contraintes assez fortes sont essentiellement dues au contenu minimal en champs de matière introduits dans le MSSM. Les modèles MSSM non minimaux dans lesquels on introduit, par exemple, des singlets de boson de Higgs prédisent encore une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs le plus léger, mais celle-ci dépend d'un paramètre λ_N de couplage. Quand on demande que le couplage reste perturbatif jusqu'à $\mathrm{M_{Planck}}$ la masse du boson de Higgs h^0 est bornée à 150 GeV/c^2 [35].
Un tel modèle présente l'avantage de résoudre le “problème du μ” dû au terme $\mu\mathrm{H_u H_d}$ qui est nécessaire pour fixer la phase relative entre les deux doublets. Ce problème provient du fait que l'échelle de masse naturelle est la masse de Planck, or la masse des bosons de Higgs est de l'ordre de l'échelle d'énergie électro-faible. Dans le modèle MSSM non contraint dans lequel on introduit un singlet de champ scalaire S le terme $\mu\mathrm{H_u H_d}$ est remplacé par un terme $\lambda\mathrm{S H_u H_d}$.

1.3.3 Modèle de grande unification : mSUGRA

L'une des raisons de l'introduction de la supersymétrie réside dans le fait qu'elle fournit un cadre théorique à l'unification des constantes de couplages de jauge.
Le modèle mSUGRA (minimal SUperGRAvity) est l'un des modèles dérivé du MSSM qui postule des relations d'unification entre les paramètres supersymétriques à l'échelle d'unification (M_{GUT}). Il suppose qu'il n'existe aucune interaction supplémentaire entre M_{GUT} et M_{SUSY} de sorte que l'on peut en déduire des relations à basse énergie en utilisant les équations du groupe de renormalisation pour tous les paramètres qui dépendent de l'énergie tels que les constantes de couplage et les masses.
La brisure de la supersymétrie a lieu dans un secteur caché qui contient des champs qui ne se transforment pas sous une rotation du groupe de jauge $\mathrm{SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y}$. La supersymétrie est alors transmise aux champs du MSSM par l'intermédiaire du graviton. De ce fait la gravité est associée aux trois autres forces.
À l'échelle d'unification on impose les relations suivantes :

- masse des jauginos : $M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2}$
- masse des scalaires : $m^2_{H_u} = m^2_{H_d} = m^2_{\tilde{Q}} = m^2_{\tilde{U}} = m^2_{\tilde{D}} = m^2_{\tilde{L}} = m^2_{\tilde{e}} = m^2_o$
- couplages de jauge : $\alpha_i(M_{GUT}) = \alpha_{GUT}$ i=1,2,3
- couplages trilinéaires : $A_t = A_b = A_c = ... = A_o$

On a en outre les deux paramètres définis précédemment :

- paramètre de mélange des bosons de Higgs : $\mathrm{B=B_o}$
- terme de masse des bosons de Higgs : $\mu = \mu_o$

On montre [11] que la supersymétrie doit être brisée à une échelle d'énergie voisine de 10^{16} GeV afin de maintenir l'échelle caractéristique des termes de brisure douce aux environs de 1 TeV/c^2 (voir l'équation (1.12)).
Dans mSUGRA la brisure de la symétrie électrofaible est automatiquement assurée du fait du couplage entre le top et le doublet de bosons de Higgs ($\mathbf{H_u}$). L'évolution de la masse de ce champs de Higgs fait intervenir le couplage de Yukawa du top qui rend négative, en dessous d'une certaine énergie, la masse du boson de Higgs à condition que la masse de toutes les particules scalaires restent positives, et surtout que le couplage de Yukawa du top soit suffisamment grand[14]. La supersymétrie fournit ainsi une explication dynamique à la valeur négative de $\mathrm{m^2_{H_u}}$ que l'on introduit à la main dans le modèle standard.
Après brisure de la symétrie électro-faible on a la relation suivante (à l'ordre le plus bas) :

$$\frac{m^2_{Z^0}}{2} = -\mu^2 + \frac{m^2_{H_d} - m^2_{H_u} tan^2\beta}{tan^2\beta - 1} \tag{1.19}$$

On peut réécrire cette relation en fonction de m_o et $m_{1/2}$ en utilisant les équations du groupe de renormalisation des masses. On obtient la relation approximative suivante pour $\tan\beta$ petit [38] :

$$\frac{m^2_{Z^0}}{2} \sim -\mu^2 + m^2_o + 5m^2_{1/2} \tag{1.20}$$

qui fixe l'amplitude de μ mais pas son signe. Finalement dans ce modèle on a cinq paramètres indépendants : $m^2_o,\ m_{1/2},\ signe(\mu),\ A_o,\ tan\beta.$

Quand on fait évoluer le couplage de Yukawa du top depuis M_{GUT} jusqu'à l'échelle électro-faible on obtient une relation simple entre la masse du top et $\tan\beta$ (solution du quasi point fixe infrarouge pour $\mathrm{m_t^{pole}}$) à condition que Y_t ne soit pas trop petit à M_{GUT} :

$$m_t^{pole} \sim 200\ GeV\ sin\beta \tag{1.21}$$

[14] $\mathrm{m^2_h(Q) = m^2_h(M_{GUT}) - \frac{3}{8\pi^2}\lambda^2_t(m^2_{\tilde{Q}^3_L} + m^2_{\tilde{t}_R} + m^2_h + A^2_t)\log(\frac{M_{GUT}}{Q})}$ où $\mathrm{m^2_h = m^2_{H_u} + \mu^2}$

Le couplage de Yukawa du top à basse énergie est pratiquement indépendant de sa valeur à M_{GUT}. Ainsi, si on suppose que cette condition est remplie et connaissant la masse du top, les scénarii à petit tanβ (tanβ $\sim$ 1,5-2) sont favorisés. En toute rigueur le couplage de Yukawa du quark b doit être pris en compte dans la résolution des équations du groupe de renormalisation, conduisant à une autre solution de point fixe infrarouge à grand tanβ[15] ($\sim \frac{m_t}{m_b}$). Un comportement similaire de point fixe infrarouge est obtenu pour le couplage trilinéaire A_t.
Le modèle mSUGRA suppose une structure de groupe (SU(5) ou SO(10)) qui englobe $\mathrm{SU(3)} \times \mathrm{SU(2)_L} \times \mathrm{U(1)_Y}$ dans laquelle on peut également supposer[16] l'unification, à M_{GUT}, des couplages de Yukawa du quark bottom et du lepton τ [37]. Le domaine de variation de tanβ est alors réduit à deux régions :

$$\begin{aligned} tan\beta &\sim \quad 1-2 \\ tan\beta &\sim \quad \frac{m_t}{m_b} \end{aligned}$$

Notons que ces deux régions correspondent aux solutions point fixe infrarouge.
L'unification des couplages de Yukawa du b et du τ n'est cependant pas une hypothèse indispensable au modèle, d'autant plus que cette unification n'est pas réalisée pour les fermions des deux autres familles.
La première solution du point fixe infrarouge privilégie les petites valeurs de tanβ. La masse du boson h^0 est alors inférieure à la valeur trouvée dans le cadre du MSSM le plus général, car la prédiction de la valeur supérieure à l'ordre des arbres est proportionnelle à $cos2\beta$. Typiquement pour $\mathrm{m_t}$=175 GeV, on a $\mathrm{m_{h^0}}$<105 GeV/c^2 [36][56] (110 GeV/c^2 si $\mathrm{m_t}$=180 GeV/c^2).
Une récente réévaluation de la limite supérieure sur $\mathrm{m_{h^0}}$ prédit une borne supérieure de 100 GeV/c^2 pour $\mathrm{m_t}$=175 GeV/c^2 [33]. Ce calcul inclut diverses corrections jusqu'à présent négligées comme le seuil des partenaires supersymétriques considérés dans la détermination des équations du groupe de renormalisation.

Dans le cadre des relations du modèle mSUGRA (unification des constantes de couplage de jauge, brisure de la symétrie électro-faible) et en supposant l'unification des couplages de Yukawa $Y_b(M_{GUT}) = Y_\tau(M_{GUT})$ on peut aboutir à des contraintes supplémentaires sur les paramètres libres (m_0 et $m_{1/2}$, signe(μ)) par un ajustement de la valeur la plus probable de ces paramètres en tenant compte de la mesure du rapport de branchement b $\rightarrow$ sγ[17] et de l'abondance cosmologique de la particule supersymétrique la plus légère[18] candidat naturel à la matière noire.
On peut par exemple montrer que la solution tan$\beta$$\sim \frac{m_t}{m_b}$ est défavorisée par les mesures d'ALEPH et de CLEO [39] du rapport d'embranchement b $\rightarrow$ sγ si on maintient l'unification $Y_b(M_{GUT}) = Y_\tau(M_{GUT})$. De plus la solution $\mu > 0$ (mélange faible des stops) est maintenant exclue par les limites obtenues dans la recherche directe des bosons de Higgs à LEP200 car elle prédit un boson de Higgs trop léger de l'ordre de 75 GeV/c^2. La solution préférée prédit une masse pour le boson de Higgs le plus léger inférieure à 100 GeV/c^2 [40].

Le modèle mSUGRA tend à favoriser un scénario dans lequel tanβ est petit et prédit un boson de Higgs léger (<100 GeV/c^2 pour $\mathrm{m_t}$=175 GeV/c^2) accessible à LEP200 à condition que l'énergie dans le centre de masse atteigne 200 GeV en l'an 2000 [42]. Ce modèle prédit aussi une masse du boson A^0 élevée de sorte que la production du h^0 sera très similaire à celle du boson de Higgs standard.
Pour une discussion exhaustive des différents scenarii dans les modèles MSSM contraints on se reportera à la référence [43].

[15] mais cette solution requiert un ajustement fin des paramètres supersymétriques à haute énergie qui n'est pas naturel. Cet ajustement fin est rendu plus naturel quand on n'impose plus l'universalité des masses des scalaires [34].
[16] ceci est justifié par le fait que dans les modèles de grande unification le quarb b et le lepton τ appartiennent au même multiplet.
[17] des diagrammes faisant intervenir l'échange de boson de Higgs chargés, de charginos et de neutralinos viennent s'ajouter aux contributions à b $\rightarrow$ sγ du modèle standard.
[18] nous avons supposé jusqu'à présent la conservation de la R parité ce qui interdit à la particule supersymétrique la plus légère (le neutralino dans mSUGRA) de se désintégrer.

1.3.4 Désintégrations des bosons de Higgs neutres dans le cadre du MSSM

Les couplages aux fermions et aux bosons de jauge des bosons de Higgs neutres dans le cadre du MSSM sont semblables à ceux prévus dans le modèle standard à un facteur près qui dépend des angles α et β. On a reporté dans le tableau 1.2 ces coefficients. Les rapports d'embranchement sont proportionnels au carré de ces facteurs.
On peut noter que le couplage A^0VV où V symbolise un boson de jauge Z^0 ou $W^{\pm}$ est interdit à l'ordre des arbres.

Φ	$g_{\Phi uu}$	$g_{\Phi dd}$	$g_{\Phi VV}$
h^0	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\sin(\beta-\alpha)$
H^0	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\cos(\beta-\alpha)$
A^0	$1/\tan\beta$	$\tan\beta$	0

Tableau 1.2: Rapports entre les valeurs des constantes de couplage des bosons de Higgs neutres (Φ) aux paires de fermions de type "up" et "down", ainsi qu'aux bosons de jauge symbolisés par la lettre V, évalués dans le cadre du MSSM et du modèle standard.

Dans le paragraphe 1.3.2.2 nous avons vu l'importance des corrections radiatives dans l'évaluation de la masse du boson de Higgs le plus léger du MSSM. Pour tenir compte de l'effet des corrections radiatives aux couplages des bosons de Higgs, il suffit d'utiliser les expressions à l'approximation des arbres dans lesquelles les paramètres incorporent les corrections radiatives. D'un point de vue pratique l'ensemble de ces corrections sont incluses dans la valeur de α. m_{A^0}, α et $\tan\beta$ sont reliés par la relation :

$$tan2\alpha = tan2\beta \frac{m^2_{A^0} + m^2_{Z^0}}{m^2_{A^0} - m^2_{Z^0} + \epsilon/cos2\beta} \qquad -\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq 0 \quad \text{et} \quad 0 \leq \beta \leq \frac{\pi}{2} \tag{1.22}$$

où ϵ prend en compte les corrections radiatives :

$$\epsilon = \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2 sin^2\beta} m_t^4 ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2}\right) \tag{1.23}$$

Quand m_{A^0} est grand, les constantes de couplage du boson de Higgs le plus léger aux bosons de jauge et aux fermions deviennent identiques à celles du modèle standard (on a $\beta - \alpha = \frac{\pi}{2}$).
Les rapports d'embranchement des bosons de Higgs neutres dépendent de leur masse. Pour des masses de boson de Higgs inférieures à 130 GeV/c^2, les désintégrations ont lieu principalement en paires de fermions. Cela est le cas du boson de Higgs le plus léger[19]. On peut aussi noter que le taux de désintégrations du boson de Higgs h^0 en paires de fermions du type "down" est plus élevé en moyenne dans le MSSM que dans le modèle standard ($\sim$90 % en $b\bar{b}$ pour $\tan\beta\sim 1$ au lieu de 84 % dans le modèle standard). Les désintégrations en $c\bar{c}$ et en gg sont dépréciées.

Le boson de Higgs pseudo-scalaire A^0 se désintègre lui aussi majoritairement en $b\bar{b}$ ($\sim$90 %) et $\tau^+\tau^-$ ($\sim$ 10 %) quelle que soit la valeur de m_{A^0}, quand $\tan\beta$ est grand. En revanche si $\tan\beta$ est petit les désintégrations du A^0 en $t\bar{t}$ dominent quand m_{A^0} dépasse $2\,m_t$. Quand m_{A^0} est en dessous du seuil de production des paires de top mais est supérieure à 130 GeV/c^2 le boson A^0 peut se désintégrer en h^0Z^0. La désintégration du boson $h^0 \rightarrow A^0A^0$ peut être autorisée dans la région à petit $\tan\beta$ et pour des valeurs faibles de m_{A^0}. Cependant un tel mécanisme paraît être en contradiction avec certaines contraintes du modèle mSUGRA. En effet, pour les faibles valeurs de $\tan\beta$, la brisure de la symétrie électro-faible (équation (1.19)) implique que μ^2 soit grand or la masse carrée du boson A^0 est proportionnelle à $|\mu B|$ qui est supérieur à μ^2 pour des raisons de stabilité du potentiel [11] entrainant par là même une masse m_{A^0} élevée et de ce fait, la suppression du mécanisme $h^0 \rightarrow A^0A^0$.
Dans nos analyses de recherche des bosons de Higgs neutres h^0 et A^0 nous avons négligé ce cas.

[19] le domaine de masse du boson h^0 considéré dans cette thèse se situe entre 50 et 100 GeV/c^2 ce qui lui permet de se désintégrer en n'importe quelle paire de fermions sauf en $t\bar{t}$

Les rapports d'embranchement des deux bosons de Higgs h^0 et A^0 sont représentés sur la figure 1.12 en fonction de leur masse pour deux valeurs extrêmes de $\tan\beta$.
Notons aussi que les bosons de Higgs du MSSM peuvent se désintégrer en particules supersymétriques telles que les neutralinos, les charginos et les sfermions si cela est cinématiquement possible. La désintégration en neutralinos légers n'est pas exclue par les limites actuelles sur leur masse[44]. On n'envisagera cependant pas ce cas dans nos analyses.
Notons finalement que la largeur des bosons de Higgs supersymétriques est nettement plus étroite que celle du boson de Higgs standard à cause de la quasi absence des désintégrations en bosons de jauge (voir figure 1.2). Cette différence est toutefois négligeable pour les zones de masse que nous considérerons (m_{h^0}<100 GeV/c^2) [45].

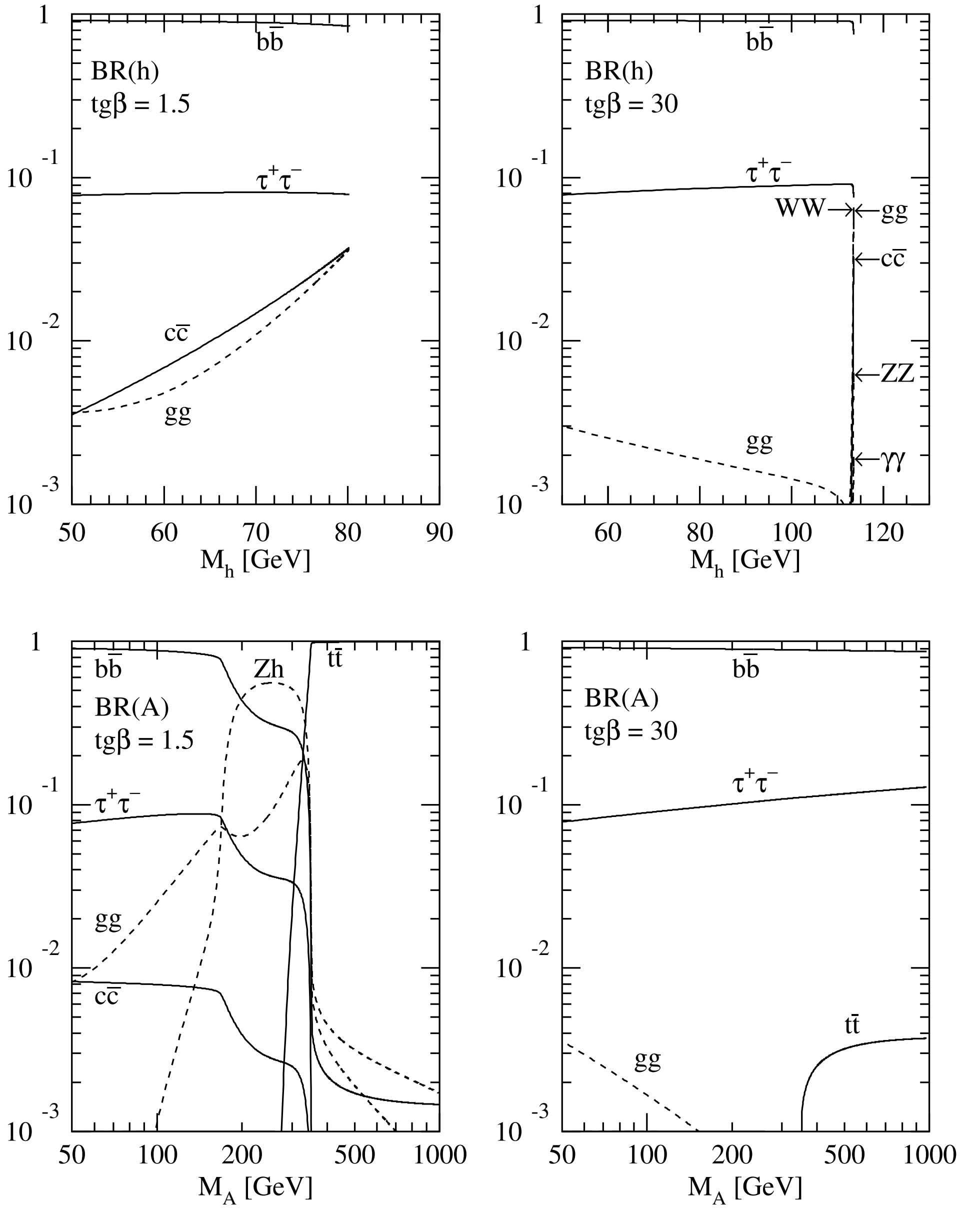


Figure 1.12: Rapports d'embranchement des bosons de Higgs h^0 et A^0 en fonction de leur masse et pour deux valeurs de $\tan\beta$ en considérant le mélange des stops nul. Les calculs tiennent compte des corrections QCD à deux boucles et des boucles de particules supersymétriques [6].

1.4 Production des bosons de Higgs neutres à LEP200

Les deux principaux canaux de production des bosons de Higgs neutres h^0, H^0 et A^0 dans les collisions $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ sont schématisés par les graphes de Feynman de la figure 1.13. Il s'agit de la production du boson de Higgs scalaire h^0 (ou H^0) en association avec un Z^0 sur sa couche de masse via un boson Z^0 hors couche de masse ($\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{Z}^{0*} \rightarrow \mathrm{Z}^0\mathrm{h}^0$) et de la production des bosons de Higgs h^0 (ou H^0) et A^0 par paire ($\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{Z}^{0*} \rightarrow \mathrm{A}^0\mathrm{h}^0$)[20]. On peut oublier le boson de Higgs H^0 puisqu'il est toujours plus lourd que h^0.

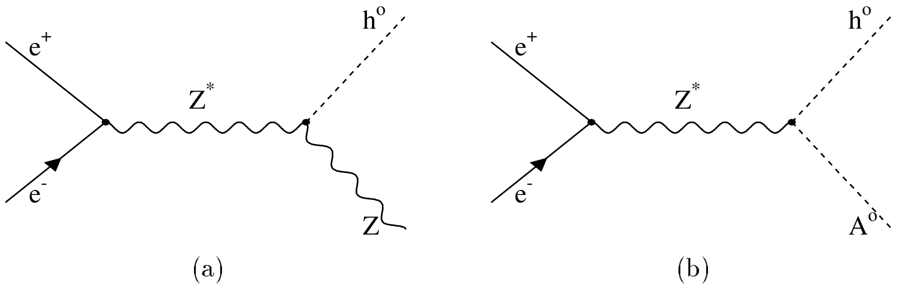


Figure 1.13: Diagrammes de production des bosons de Higgs à LEP200.

Le boson de Higgs standard est produit selon le diagramme de la figure 1.13(a).
La section efficace du processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{Z}^{0*} \rightarrow \mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ calculée dans le cadre du modèle standard, à l'approximation des arbres est donnée par [56] :

$$\begin{aligned}\sigma^{MS} &= \frac{G_F^2 m_{\mathrm{Z}^0}^4}{96\pi s}(2 - 4sin^2\theta_W + 16sin^4\theta_W)\lambda^{1/2}(m_{\mathrm{h}^0})\frac{\lambda(m_{\mathrm{h}^0}) + 12m_{\mathrm{Z}^0}^2/s}{1 - m_{\mathrm{Z}^0}^2/s} \\ \lambda(m) &= (1 - m^2/s - m_{\mathrm{Z}^0}^2/s)^2 - 4m^2 m_{\mathrm{Z}^0}^2/s^2\end{aligned} \tag{1.24}$$

La figure 1.14 représente l'évolution de la section efficace de ce processus en fonction de la masse du boson h^0 et pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse des collisions, $\sqrt{\mathrm{s}}$=161, 172 et 183 GeV, qui correspondent aux énergies atteintes par l'anneau de collision LEP depuis 1995. Les corrections radiatives sont prises en compte selon la référence [46].

Les sections efficaces des deux processus de production des bosons de Higgs dans le cadre du MSSM s'expriment à partir de la section efficace σ^{MS} du processus standard par :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mathrm{Z}^{0*} \rightarrow \mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0) = sin^2(\beta - \alpha)\sigma^{MS}$$
$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mathrm{Z}^{0*} \rightarrow \mathrm{A}^0\mathrm{h}^0) = cos^2(\beta - \alpha)\overline{\lambda}\sigma^{MS}$$

$$\overline{\lambda} = \frac{\lambda_{\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0}^{3/2}}{\lambda_{\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0}^{1/2}(12m_{\mathrm{Z}^0}^2/s + \lambda_{\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0})} \qquad \lambda_{ij} = (1 - (m_i + m_j)^2/s)(1 - (m_i - m_j)^2/s) \tag{1.25}$$

Les deux processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ / $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ sont complémentaires puisque gouvernés l'un par $sin^2(\beta - \alpha)$ et l'autre par $cos^2(\beta - \alpha)$.
Le facteur $\overline{\lambda}$ qui apparaît dans la section efficace de production $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ contient le facteur de suppression de l'espace de phase de la production au seuil de deux particules scalaires par une particule de spin 1.

[20] Nous avons volontairement omis la production des bosons h^0 et H^0 par fusion en voie t de paires de $\mathrm{W}^\pm$ ou de Z^0 car ce mécanisme ne concerne pas les états finals que l'on considérera dans cette thèse

Quand la valeur de m_{A^0} est grande, d'après l'équation (1.22) on a $\beta - \alpha \sim \frac{\pi}{2}$. En conséquence seul le processus de production h^0Z^0 contribue. Dans cette limite le secteur des bosons de Higgs du MSSM ressemble au secteur du boson de Higgs du modèle standard tant du point de vue des sections efficaces que des rapports d'embranchement (voir tableau 1.2).
Par ailleurs nous avons vu que les petites valeurs de $\tan\beta$ conduisent à un boson A^0 assez lourd, donc seul le processus h^0Z^0 contribue à petit $\tan\beta$. En revanche à grand $\tan\beta$, quand m_{A^0} prend des valeurs faibles (<100 GeV/c^2), d'après l'équation (1.19) on a $\beta - \alpha \to 0$ ce qui signifie que le processus h^0A^0 domine. On a, de plus, la relation $m_{h^0} \sim m_{A^0}$. Cependant le facteur $\overline{\lambda}$ fait chuter la section efficace de production du h^0A^0 avant que la valeur maximale de h^0 cinématiquement accessible soit atteinte. Cet effet, combiné au fait que pour $\tan\beta$ grand la borne supérieure sur m_{h^0} est maximum (voir figure 1.10), implique qu'il est difficile d'explorer cette région des paramètres à LEP200 (grand $\tan\beta$ et m_{A^0} grande). En revanche si $\tan\beta$ est petit, comme la section efficace du processus h^0Z^0 ne comporte pas de terme de réduction d'espace des phases, et puisque la borne supérieure sur la masse du h^0 est de l'ordre de 90 GeV/c^2, LEP200 est en mesure de mettre en évidence un signal ou d'exclure la zone des paramètres supersymétriques [56].

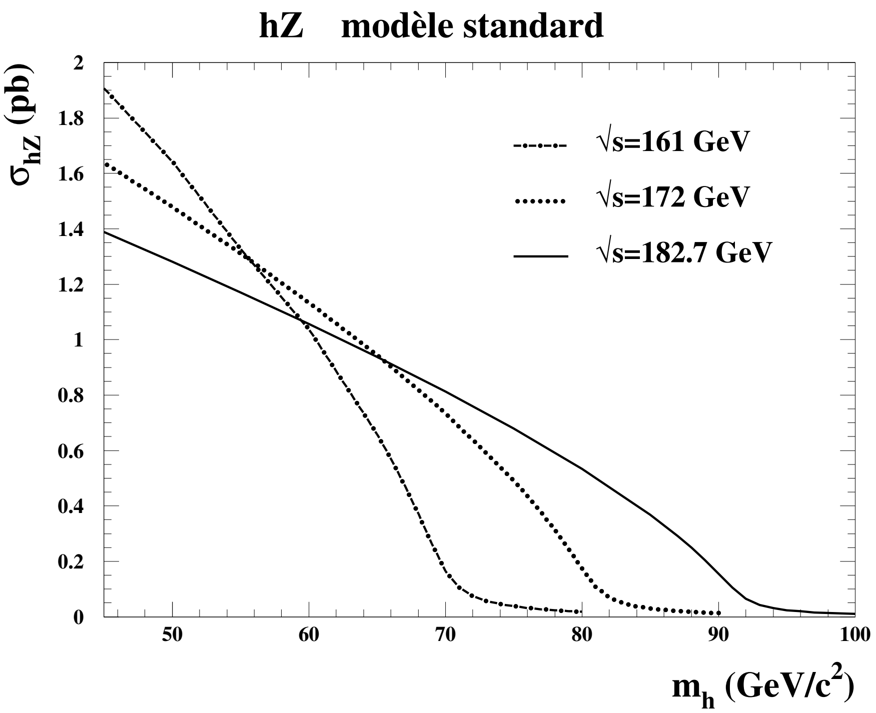


Figure 1.14: Variation de la section efficace, dans le modèle standard, du processus $e^+e^- \to Z^{0*} \to h^0Z^0$ en fonction de m_{h^0} et pour trois valeurs de l'énergie disponible [46]. Cette évaluation de la section efficace ne tient pas compte des diagrammes de fusion.

1.5 Canaux étudiés dans cette thèse

Nous avons vu que les bosons de Higgs se désintègrent majoritairement en paire de quarks b (entre 84 % dans le modèle standard et 91 % dans le MSSM) quand leur masse est inférieure à 130 GeV/c^2. Par ailleurs le boson Z^0 se désintègre dans près de 70 % des cas en paire de quarks, 20 % en $\nu\overline{\nu}$ et le reste en leptons chargés. L'état final à quatre quarks étudié dans cette thèse est donc largement majoritaire ($\sim$ 64 % des états finals pour le canal h^0Z^0 et 84 % des états finals pour le canal h^0A^0). Le tableau 1.3 résume l'ensemble des états finals envisageables pour les deux canaux de production h^0Z^0 et h^0A^0 ainsi que leur topologie.

canal	état final	proportion	topologie
h^0Z^0	$h^0 \rightarrow$ hadrons, $Z^0 \rightarrow q\overline{q}$	64 %	4 jets
h^0Z^0	$h^0 \rightarrow$ tout, $Z^0 \rightarrow \nu\overline{\nu}$	20 %	2 jets, énergie manquante
h^0Z^0	$h^0 \rightarrow$ tout, $Z^0 \rightarrow \mu\overline{\mu}$	$\sim$ 3 %	2 jets et 2 leptons
h^0Z^0	$h^0 \rightarrow$ tout, $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	$\sim$ 3 %	2 jets et 2 leptons
h^0Z^0	$h^0 \rightarrow$ tout, $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\sim$ 3 %	2 jets et 2 leptons
h^0Z^0	$h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, $Z^0 \rightarrow q\overline{q}$	$\sim$ 5 %	2 jets et 2 leptons
A^0h^0	$A^0 \rightarrow b\overline{b}$, $Z^0 \rightarrow b\overline{b}$	84 %	4 jets
A^0h^0	$A^0 \rightarrow b\overline{b}$, $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ $A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, $Z^0 \rightarrow b\overline{b}$	$\sim$ 13 %	2 jets et 2 leptons

Tableau 1.3: Résumé des différents états finals étudiés à LEP200 dans les canaux de production h^0Z^0 et h^0A^0. Les proportions indiquées tiennent compte des rapports d'embranchement des bosons h^0, A^0 et Z^0. Pour le canal h^0Z^0 ces taux sont calculés à partir des rapports d'embranchement prévus dans le modèle standard.

La signature des états finals étudiés dans cette thèse dans les deux canaux de production est simple :

- présence de quatre jets de particules issus des quatre quarks,
- présence d'au moins deux jets issus de quarks b,
- absence d'énergie manquante

Le but de cette thèse sera de montrer, qu'en dépit d'une signature *a priori* plus difficile à mettre en oeuvre que dans les canaux leptoniques, la topologie à quatre jets conserve l'avantage que lui procure sa section efficace élevée et détermine complètement la visibilité d'un signal de boson de Higgs. On a effectué l'étude du canal $h^0Z^0 \rightarrow$ 4 jets dans le cadre du modèle standard, puis on l'a réinterprétée dans le cadre du MSSM en tenant compte des différences dans les taux de production et les rapports d'embranchement et en lui adjoignant le canal $e^+e^- \rightarrow Z^{0^*} \rightarrow h^0A^0$.
Dans le paragraphe suivant nous donnons les limites obtenues par les expériences auprès du LEP, et indiquons le domaine de masse des bosons de Higgs accessibles à LEP200.

1.6 État des lieux avant 1997

L'anneau de collisions e^+e^- LEP est à l'heure actuelle l'accélérateur qui permet de rechercher de manière directe les bosons de Higgs neutres. L'analyse des données enregistrées par les quatre Collaborations auprès du LEP au pic du Z^0 (LEP1) a permis d'exclure à 95 % de niveau de confiance l'existence de bosons de Higgs légers (dans le cadre du modèle standard et du MSSM). On a résumé les limites obtenues dans le tableau 1.4 [47].

	$m_{h^0}^{95\ \%}$ (MS)	$m_{h^0}^{95\ \%}$ (MSSM $\forall$ $\tan\beta$)
ALEPH	63,9 GeV/c^2	45 GeV/c^2
DELPHI	55,7 GeV/c^2	44 GeV/c^2
L3	60,2 GeV/c^2	44 GeV/c^2
OPAL	59,1 GeV/c^2	44 GeV/c^2

Tableau 1.4: Limites à 95 % de niveau de confiance obtenues par les quatre expériences LEP sur la masse du boson de Higgs h^0 par l'étude des données enregistrées au pic du Z^0. En ce qui concerne les limites obtenues dans le cadre du MSSM, les quatre Collaborations n'ont pas toujours utilisé les même valeurs des paramètres supersymétriques et la même valeur de la masse du quark top rendant difficilement comparables les limites attendues sur m_{A^0}.

L'analyse des données enregistrées en 1996 à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV ($\sim$ 20 pb^{-1} par expérience) a permis d'améliorer sensiblement ces limites. Les quatre Collaborations ont pu exclure un boson de Higgs standard h^0 d'une masse inférieure à 77 GeV/c^2 [111]. Nous détaillerons le résultat obtenu avec les données enregistrées en 1997 dans les chapitres 8 et 7.
Il est important de noter que l'énergie disponible dans le centre de masse, $\sqrt{s}$, joue un rôle capital dans la découverte d'un boson de Higgs de type standard, puisqu'au delà d'une certaine luminosité intégrée on atteint la limite cinématique. Il est alors vain d'augmenter la luminosité à cette énergie [56].
Si on utilise la relation $\sqrt{s} - 100$ GeV/c^2 [41] pour obtenir une estimation de la masse du boson de Higgs standard accessible à une énergie $\sqrt{s}$ donnée (en supposant que la luminosité délivrée n'est pas trop faible) on voit que LEP200 peut couvrir un large domaine de masse et explorer la plupart des valeurs prévues par la théorie dans le MSSM, si l'énergie dans le centre de masse avoisine 200 GeV.
La figure 1.15 indique les courbes d'iso-masse exclues à 95 % de niveau de confiance en combinant le résultat des quatre expériences en fonction de la luminosité par expérience et de l'énergie dans le centre de masse, pour un boson de Higgs standard [42].

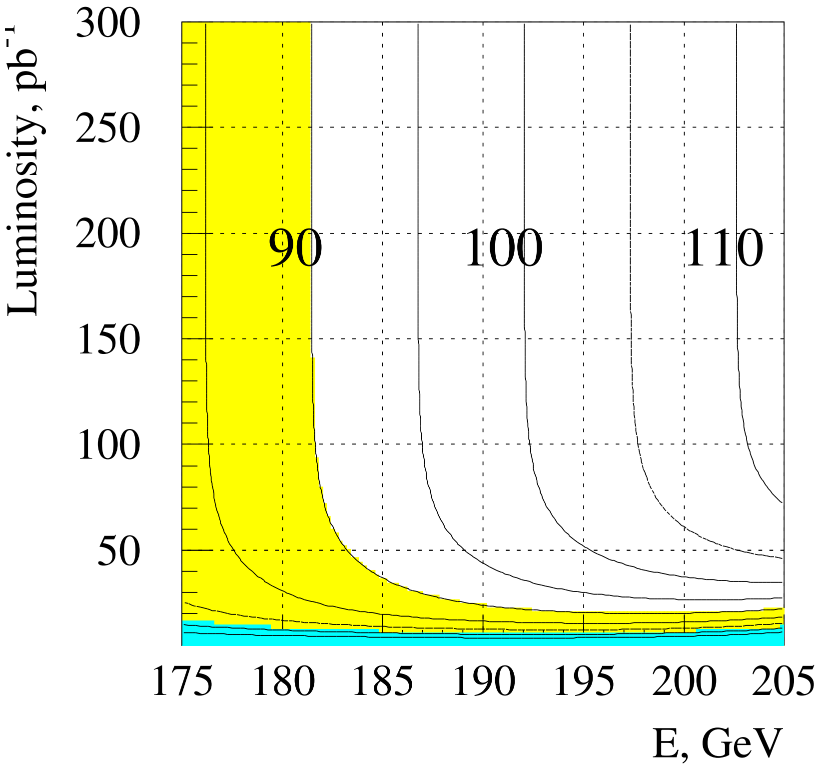


Figure 1.15: Courbes d'iso-masse d'un boson de Higgs standard exclues à 95 % de niveau de confiance en fonction de la luminosité par expérience et de l'énergie dans le centre de masse, obtenues en combinant le résultat des quatre expériences LEP [42]. Les régions grisées indiquent approximativement le domaine de masse d'un boson de higgs standard exclu après l'analyse des données enregistrées en 1996 et 1997 par les quatre Collaborations auprès du LEP.

Typiquement, pour une luminosité enregistrée par expérience égale à 50 pb^{-1}, la limite à 95 % de niveau de confiance attendue en combinant les résultats des quatre Collaborations correspond à une section efficace $\sigma(e^+e^- \to h^0Z^0) \sim 0,2$ pb.

Chapitre 2

Le détecteur DELPHI et la reconstruction des événements

Dans ce chapitre, nous décrivons brièvement le détecteur DELPHI en insistant sur les sous-détecteurs importants pour nos analyses. Dans une deuxième partie nous résumerons le principe du traitement des données dans DELPHI.

2.1 LEP et LEP200

Le LEP (Large Electron Positron) est un anneau de collisions e^+e^- de 27 km de circonférence situé auprès du complexe d'accélérateurs du CERN représentés sur la figure 2.1. De 1989 à 1995 l'énergie dans le centre de masse des collisions était située à la résonance du Z^0 ce qui a permis à DELPHI d'enregistrer plus de 4 millions de désintégrations hadroniques de cette particule.
Depuis 1995 l'énergie dans le centre de masse augmente progressivement d'année en année, ainsi que la luminosité instantanée délivrée par l'anneau. Il est prévu que le programme se poursuive jusqu'en 1999, voire 2000. Le tableau 2.1 indique les énergies délivrées par la machine depuis le début de LEP200.

année	1995	1996	1997	1998	1999	2000 ?
$\sqrt{s}$ (GeV)	130, 136	161, 172	183, 130, 136	188	192	200

Tableau 2.1: Énergies délivrées de 1995 à 1997 et prévues jusqu'à l'an 2000.

L'énergie maximum que peut délivrer le LEP est limitée par le champ électrique imposé aux cavités accélératrices (supraconductrices) installées dans les parties linéaires de l'anneau. En 1998 la limitation en énergie ($\sqrt{s}$=188 GeV) est liée au système de refroidissement des cavités supraconductrices [49]. L'objectif de cette année est d'accumuler le maximum de luminosité ($150\,\mathrm{pb}^{-1}$). Pour 1999 et 2000, l'objectif du LEP est d'atteindre l'énergie maximum (200 GeV sont envisagées [49]).
Les faisceaux d'électrons et de positons circulent en sens inverse dans l'anneau et entrent en collision à quatre endroits où sont disposés les détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.
La figure 2.2 représente la luminosité intégrée fournie par le LEP à chacune des quatre expériences depuis 1993. On peut remarquer que 1997 est la première année de prise de données à haute luminosité.

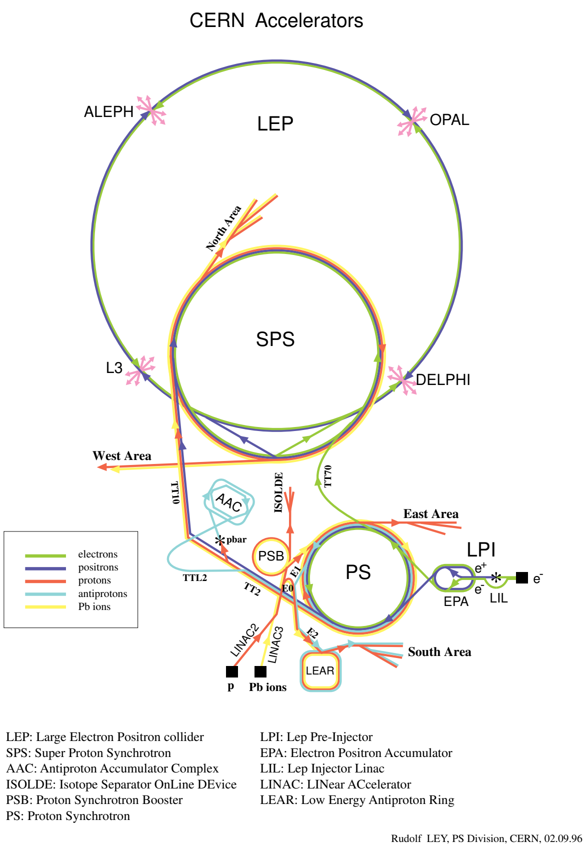


Figure 2.1: Représentation schématique des accélérateurs du CERN.

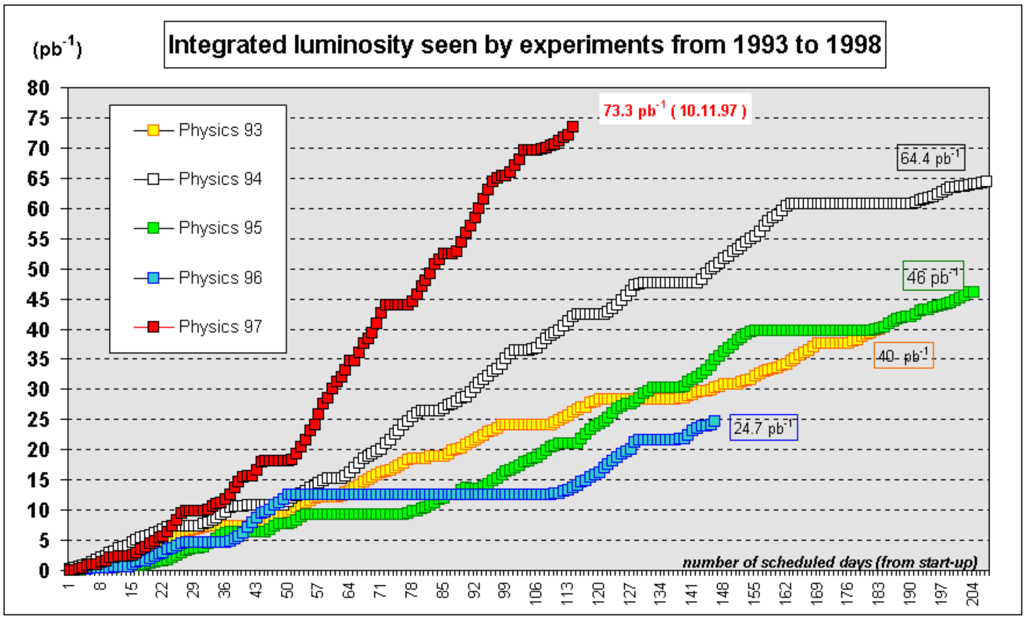


Figure 2.2: Luminosité intégrée délivrée par le LEP à chacune des expériences.

2.2 Le détecteur DELPHI

2.2.1 Généralités

Le détecteur DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) a été conçu pour mesurer les paramètres et identifier la nature des particules émises lors de l'interaction des faisceaux.
Il est formé de deux parties : l'une (le tonneau) de forme cylindrique qui couvre 70 % de l'angle solide est constituée de couches de sous détecteurs. L'autre (les bouchons) est constituée de deux roues circulaires

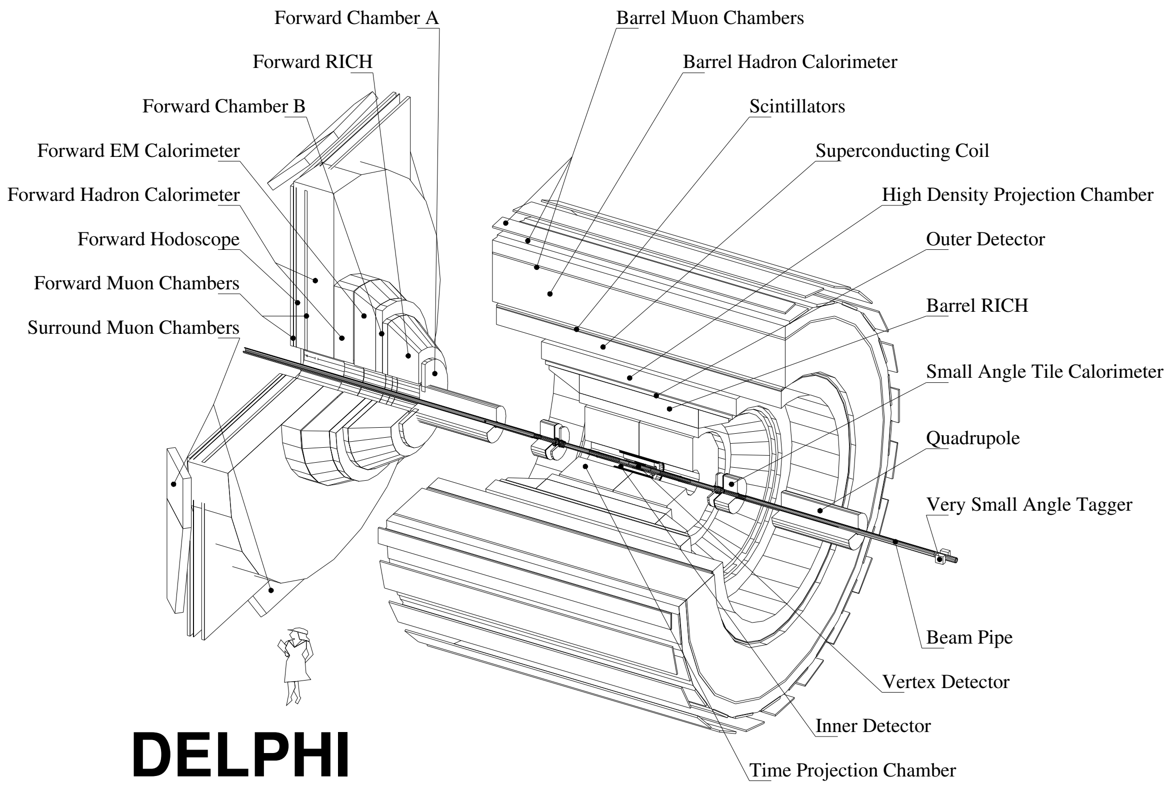


Figure 2.3: Vue schématique du détecteur DELPHI.

comportant une alternance similaire de sous détecteurs qui s'encastrent dans les extrémités du tonneau (voir figure 2.3) ce qui permet de couvrir un angle solide voisin de 4π.
Tous les sous-détecteurs fournissent une information tridimensionnelle des points d'impact ou des dépôts d'énergie laissés par le passage d'une particule.
Le système de coordonnées utilisé dans DELPHI, pour repérer un point M dans l'espace, est (R,θ,ϕ) ou (R,θ,z). On définit un système d'axes cartésien (O,x,y,z) de la façon suivante : l'origine O est située au centre du détecteur, l'axe (Oz) est donné par la direction du faisceau orienté dans le sens du faisceau de positons, l'axe (Ox) est dans le plan de l'anneau pointant vers son centre et l'axe (Oy) est vertical de telle sorte que (O,x,y,z) soit un trièdre direct. R est la distance entre l'origine O et la projection du point M considéré dans un plan perpendiculaire au faisceau, θ est l'angle formé par l'axe du faisceau et la droite (OM), enfin ϕ défini dans un plan perpendiculaire à l'axe (Oz), est l'angle entre l'axe (Ox) et la projection de (OM) dans le plan (Ox,Oy).

Pour nos analyses il est nécessaire d'avoir une bonne reconstruction des paramètres des traces chargées et une bonne évaluation de l'énergie des particules neutres. La reconstruction des traces chargées est réalisée dans DELPHI par un programme (DELANA) qui cherche à associer les "éléments de traces" fournis par

les différents sous-détecteurs. Nous donnerons les principales caractéristiques de ce programme dans la suite. L'énergie des particules neutres est déterminée à l'aide des calorimètres.
Les premiers sous-détecteurs que l'on rencontre en partant du point d'interaction sont ceux qui servent à la reconstruction des traces chargées.

- Micro-vertex (VD)[50]
  Le détecteur de micro-vertex représenté sur la figure 2.4 est constitué de trois couches de silicium situées respectivement à des distances de 6,6, 9,2 et 10,6 cm du point d'interaction. En 1995 ces trois couches ont été sensiblement allongées. Elles sont constituées de 24 secteurs (20 secteurs pour la couche interne) qui se chevauchent légèrement assurant une couverture azimuthale complète. Les secteurs des deux couches les plus éloignées du point d'interaction sont formés de huit détecteurs mis bout à bout, ceux de la première couche n'en comportent que quatre. Les pistes électroniques des secteurs assurant la mesure en Rϕ sont d'une largeur de 50μm. L'acceptance angulaire des trois couches, en partant de la plus externe, recouvre les angles polaires supérieurs, respectivement, à 24^o, $21,5^o$ et 25^o. La première et la dernière couches comportent des pistes de lecture sur les deux faces du silicium qui sont perpendiculaires permettant de mesurer à la fois les coordonnées Rϕ et z. Cette technique minimise la quantité de matière traversée par les particules afin de réduire l'effet de la diffusion multiple. Les pistes de lecture de la coordonnée z ont une largeur qui varie de 50μm à 150 μm à mesure que l'on s'éloigne du centre du détecteur. La résolution sur la mesure de la position Rϕ d'un impact laissé par une trace chargée dans un détecteur est de 8 μm. Celle sur la coordonnée z, pour une trace traversant les couches à 90^o, est de 10 μm [53]. Les coordonnées sont obtenues en calculant le barycentre de l'information issue des pistes adjacentes grâce au couplage capacitif entre les pistes.

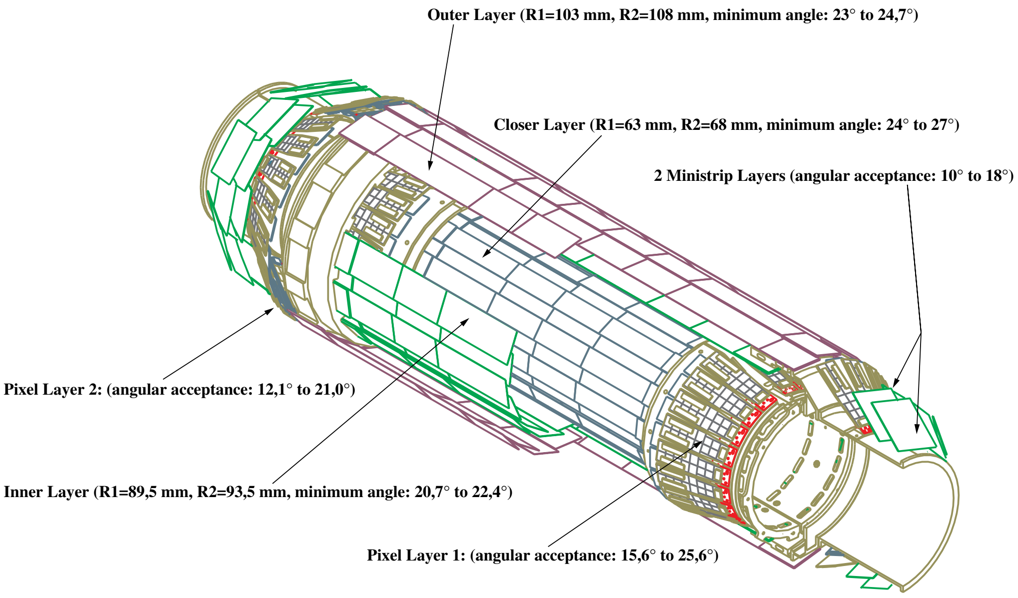


Figure 2.4: Le détecteur de micro-vertex de DELPHI et les détecteurs à pixels et à ministrips situés aux extrémités.

  Quant à la résolution sur les paramètres des traces, elle est d'autant meilleure que le nombre d'impacts dans les couches du VD associés à la trace est grand (jusqu'à 6 coups en Rϕ et 4 en z). Par ailleurs en 1995 un nouvel ensemble de détecteurs au silicium a commencé à être installé pour être pleinement opérationnel lors de la prise de données en 1997. Il s'agit de deux couches de détecteurs à pixels (chaque pixel couvre une surface de 330×330 μm^2) et de trois couches de détecteurs de type ministrips. Ils permettent de couvrir l'acceptance angulaire jusqu'à un angle θ de 11^o améliorant sensiblement la reconstruction des traces émises à l'avant et à l'arrière du détecteur (en dessous de 20^o le nombre de traces reconstruites dans les données enregistrées en 1997, a doublé en utilisant ces détecteurs [52]). Cependant la version du programme de reconstruction des données que nous avons utilisée pour nos études ne contient pas l'information de ces détecteurs, car une version réaliste correspondante de la simulation n'était pas encore prête.

- Détecteur interne (ID)
  Le détecteur interne est formé de deux parties. La partie la plus interne (12 cm < R < 23 cm) est une chambre à dérive constituée de 24 secteurs qui donnent jusqu'à 24 points de coordonnées Rϕ. La seconde partie est constituée de cinq couches de chambres dites à pailles (straw chambers) qui donnent également une information sur les coordonnées Rϕ. En 1995 le détecteur interne a été allongé. L'acceptance angulaire de la partie interne est $15^o < \theta < 165^o$ [48]. La résolution de ce détecteur est $\sigma_{R\phi} = 40\mu$m. Il est utilisé dans le déclenchement de l'acquisition et pour lever les ambiguïtés liées à l'indétermination du sens de la dérive pour sa partie interne.

- Chambre à projection temporelle (TPC)
  La TPC est le principal détecteur de traces chargées dans DELPHI. Il s'agit d'un cylindre divisé en deux parties par une électrode verticale, rempli de gaz (Méthane et Argon) et générant un champ électrique parallèle au champ magnétique de DELPHI. Les électrons arrachés aux molécules de gaz par le passage d'une particule chargée dérivent jusqu'aux extrémités où sont situées des chambres multifils réparties en six secteurs. Ces chambres contiennent 192 fils situés en vis à vis de 16 rangées circulaires de pavés de cathodes dont les dimensions sont de l'ordre du centimètre. La lecture des cathodes fournit jusqu'à 16 points de mesure sur une trace. La précision en chaque point atteint 250 μm (barycentre des charges récoltées sur les cathodes) en Rϕ. L'information sur la coordonnée z est déterminée par le temps de dérive des électrons puisqu'on connait la vitesse de dérive qui est mesurée en permanence pendant la prise de données grâce à des traces induites par des lasers. On atteint une précision de 600 μm sur la mesure de cette coordonnée [48].

- Détecteur externe (OD)
  Le détecteur externe, situé derrière le détecteur à effet Cherenkov (RICH) destiné à identifier la nature des particules, est le dernier détecteur utilisé dans la reconstruction des traces. Il est constitué de cinq couches de tubes à dérive. Son acceptance angulaire correspond aux angles θ situés entre $42^o < \theta < 138^o$. La précision sur la mesure des points est $\sigma_{R\phi} = 110\mu$m et $\sigma_z = 3,5$cm [48].

Dans les bouchons, les détecteurs de traces chargées sont constitués de deux ensembles de chambres à dérive situées de part et d'autre du détecteur à effet cherenkov. Le premier ensemble (FCA), situé à 160 cm du point d'interaction et solidaire de la TPC, est constitué de trois modules de deux rangées de tubes à dérive. Les deux plans de tubes font un angle de 120^o permettant d'avoir une lecture tri-dimentionnelle. Les chambres FCA couvrent les angles polaires $11^o < \theta < 32^o$ et $148^o < \theta < 169^o$. La précision sur la mesure de la position des traces est : $\sigma_x = 290$ μm et $\sigma_y = 240$ μm [48].
Un deuxième détecteur constitué d'une chambre à dérive (FCB) est installé à ~275 cm du point d'interaction. Cette chambre couvre les angles polaires $11^o < \theta < 36^o$ et $144^o < \theta < 169^o$. La précision sur la mesure de la position des traces est : $\sigma_{x,y} = 150\mu$m.

Viennent ensuite les calorimètres à haute granularité destinés à mesurer l'énergie des photons et des hadrons neutres.

- calorimètres électromagnétiques (HPC, FEMC et STIC)
  Les particules qui développent une gerbe électromagnétique (électrons, photons) vont être absorbées par les calorimètres électromagnétiques. Un ensemble de trois calorimètres assurent une bonne couverture de l'angle solide.
  La High density Projection Chamber (HPC) est constituée de 144 modules regroupés dans 6 anneaux situés entre 2,08 et 2,60 m du point d'interaction. Chaque module est une petite TPC remplie de gaz dans laquelle on a disposé des couches de matériau dense (plomb) destinées à développer les gerbes

électromagnétiques (absorbeur) et à maintenir un champ électrique qui fait dériver les électrons. L'épaisseur totale de chaque module, traversé perpendiculairement à la face d'entrée, est de $18X_o$. La granularité est de 4 mm en z et de 1^o en azimut. Des zones mortes existent à $\theta = 90^o$ ($\Delta\theta \sim 2^o$) et selon l'angle ϕ ($\Delta\phi \sim 2^o$) périodiquement tous les 15^o, correspondant à la jonction entre les modules. La résolution spatiale est de 0,6 mrad en θ. Ces calorimètres ont une résolution en énergie donnée par la formule :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,043 \oplus \frac{0,32}{\sqrt{E}} \qquad \text{(E en GeV)} \tag{2.1}$$

Dans les bouchons sont situés des calorimètres constitués de blocs de verre au plomb (FEMC). La lumière Cherenkov produite par les électrons des gerbes initiées dans le matériau est lue par des triodes. La résolution en énergie de ces calorimètres est donnée par la formule :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,03 \oplus \frac{0,12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,11}{E} \qquad \text{(E en GeV)} \tag{2.2}$$

et ils couvrent une zone du détecteur située entre les angles $8^o < \theta < 35^o$ et $145^o < \theta < 172^o$.

La zone angulaire proche du faisceau ($\theta < 10^o$) est couverte par un calorimètre (Small angle TIle Calorimeter ou STIC) constitué d'une alternance de couches de plomb et de scintillateur selon la technique du "Shashlik". La lumière est collectée par des fibres optiques traversant perpendiculairement les plans de scintillateurs. Le STIC est constitué de deux parties cylindriques placées de part et d'autre de la zone d'interaction de DELPHI à environ 2,20 m du point d'interaction autour du tube à vide. Il couvre une région en θ entre $1,66^o$ et $10,6^o$ assurant une continuité optimum avec le FEMC. L'épaisseur totale de ce calorimètre est de 27 X_o. Il est utilisé pour la mesure de la luminosité. Deux disques de silicium disposés à une profondeur correspondant à $4X_o$ et 7,4 X_o donnent une mesure très précise de la position des gerbes, nécessaire pour la mesure de la luminosité [54]. La résolution sur l'énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,0152 \oplus \frac{0,135}{\sqrt{E}} \qquad \text{(E en GeV)} \tag{2.3}$$

Il existe une zone angulaire de 5^o en θ entre la HPC et le FEMC qui n'est pas couverte par un calorimètre (jonction entre les bouchons et le tonneau). En 1994 des compteurs (formés d'un absorbeur en plomb et d'un scintillateur) ont été installés. Ils permettent de détecter la présence d'un photon énergétique avec une très bonne efficacité (> 99 % pour un photon de plus de 10 GeV) [51].

- calorimètres hadroniques (HAC)
  Le calorimètre hadronique (HAdron Calorimeter) est installé dans le retour de fer de la bobine et couvre une très grande partie de l'angle solide ($11^o < \theta < 169^o$). Il est constitué de tubes fonctionnant en mode "streamer" limité, situés dans des espaces de 18 mm insérés entre des couches de fer de 5 cm d'épaisseur. Les tubes sont fixés sur des circuits imprimés ("pads") qui couvrent une région angulaire fixe ($\Delta\phi = 3,75^o$, $\Delta\theta = 2,96^o$). Les "pads" sont connectés électriquement par groupe de cinq ou sept dans la direction radiale formant une tour. Pour la mesure de l'énergie des gerbes on lit les signaux collectés dans les tours. La résolution en énergie est donnée par [48] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,21 \oplus \frac{1,12}{\sqrt{E}} \qquad \text{(E en GeV)} \tag{2.4}$$

2.3 Reconstruction des événements dans DELPHI

2.3.1 Reconstruction des événements

Les données brutes d'un événement sont traitées par un programme (DELANA) qui reconstruit des "éléments de trace" (TE) pour chaque sous-détecteur. Les informations de calibrage des détecteurs,

stockées dans une base de données sont utilisées pour corriger les informations brutes. Ces "éléments de trace" peuvent être des points, des dépôts d'énergie ou encore des segments de trace reconstruits comme par exemple dans la TPC. DELANA fait ensuite l'association des "éléments de trace" en essayant différentes combinaisons possibles. Notons qu'en 1995 une nouvelle façon d'associer les TE a permis d'améliorer notablement l'efficacité de reconstruction des traces (gain de 1 trace en moyenne pour des événements hadroniques).
Auparavant il est nécessaire d'aligner les différents sous-détecteurs. Pour cela on utilise des désintégrations du Z^0 enregistrées à chaque début de période de prises de données. Le Z^0 permet en effet de collecter un nombre suffisant d'événements hadroniques dans un temps relativement court correspondant à un fonctionnement stable du détecteur. Cette procédure est essentielle pour obtenir de bonnes résolutions sur les paramètres des traces mesurées en partie par le micro-vertex. Nous donnerons les précisions obtenues dans le chapitre 5.
Les dépôts d'énergie calorimètrique qui n'ont pas été associés à un TE d'un sous-détecteur de particule chargée, sont appelés "traces neutres".

La seconde étape de reconstruction des événements est effectuée par un programme (DSTANA) qui réalise l'identification des particules, corrige les distorsions résiduelles et détermine l'ensemble des paramètres des traces chargées et neutres. Des banques de données sont écrites (DST) dans un format spécial que l'on utilisera par la suite dans nos analyses.

En ce qui concerne les événements de simulation, un programme DELSIM simule la réponse du détecteur au passage des traces (neutres et chargées) générées. Ce programme produit des données brutes dans un format similaire à celui des données réelles. Le programme DELANA est ensuite appliqué mais il faut s'assurer que la précision sur la mesure des paramètres des traces et l'efficacité de reconstruction sont identiques dans les données et dans la simulation. On incorpore pour cela des tables d'efficacités au niveau de la simulation de chaque sous-détecteur dont la réponse n'est pas identique à celle des données.

2.3.2 Sélection des événements

Lors des prises de données, des filtres de sélection sont appliqués afin de rejeter une grande partie des événements qui ont passé les niveaux de déclenchement de l'acquisition de DELPHI, mais qui sont inintéressants du point de vue de la physique envisagée. Le dernier filtre qui nous concerne est celui appliqué par le programme DELANA qui sélectionne un événement s'il respecte au moins un des critères "hadroniques" suivants :

- au moins 5 traces chargées d'impulsion supérieure à 100 MeV,
- l'énergie totale associée aux particules chargées est plus grande que 10 % $\sqrt{s}$,
- l'énergie totale de l'événement est plus grande que 30 % $\sqrt{s}$.

Ces critères sont respectés aisément par les événements recherchés dans cette thèse ($\epsilon > 99$ %).

2.3.3 Données enregistrées par DELPHI étudiées dans cette thèse

Le tableau 2.2 résume les luminosités enregistrées entre 1995 et 1997 par le détecteur DELPHI aux différentes énergies qui ont fait l'objet d'analyses dans cette thèse.

1995	Valeur moyenne de $\sqrt{s}$ (GeV)	130,2	136,2	140,1
	$\mathcal{L}$uminosité	2,9 pb^{-1}	2,9 pb^{-1}	0,03 pb^{-1}

1996	Valeur moyenne de $\sqrt{s}$ (GeV)	161,3	172,0
	$\mathcal{L}$uminosité	10,03 pb^{-1}	10,02 pb^{-1}

1997	Valeur moyenne de $\sqrt{s}$ (GeV)	130,2	136,2	182,7
	$\mathcal{L}$uminosité	2,9 pb^{-1}	3,1 pb^{-1}	53,95 pb^{-1}

Tableau 2.2: Luminosités intégrées enregistrées par DELPHI depuis 1995, pour les différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse.

2.3.4 Sélection des traces (chargées et neutres)

La sélection des traces est standard. Elle a pour but d'éliminer les traces mal mesurées qui pourraient nuire à la bonne détermination de la direction des jets.
Nous avons appliqué la sélection suivante :

- Traces chargées :
  $p \geq 100$ MeV$/c^2$ (p est l'impulsion)
  $IP_z < 10$ cm (paramètre d'impact selon l'axe z)
  $IP_{R\phi} < 5$ cm (paramètre d'impact dans le plan $R\phi$)
  $dp/p \leq 1$ si $p \geq 5$ GeV (dp est l'erreur de mesure de l'impulsion)
  L'énergie des traces chargées est déterminée par : $E^2 = p^2 + m^2$ où m est la masse des π.

- Traces neutres :
  $E \geq 200$MeV
  On a la relation p=E.

Auparavant nous essayons de voir s'il est possible de “réévaluer” l'impulsion des traces chargées qui ne satisfont pas au critère $dp/p \geq 1$ et celles dont l'impulsion dépasse l'énergie du faisceau E_{beam}. Ces traces peuvent dégrader la reconstruction des jets et sont généralement rejetées, mais cela représente une perte d'information. Nous avons également essayé de récupérer les dépôts calorimètriques faussement associés à une trace chargée de faible impulsion. Nous résumons dans le paragraphe suivant les différentes procédures.

2.3.5 Récupération de traces mal mesurées et des dépôts calorimètriques neutres

Tout d'abord il faut mentionner que cette récupération concerne surtout les traces reconstruites dans les zones avant et arrière du détecteur ($\theta < 40^o$), que le taux de traces mal mesurées est, en moyenne, deux fois plus important dans les données que dans la simulation et qu'il ne représente que 2 à 3 % des traces.

- $p > E_{beam}$ et $dp/p > 1$:
  La stratégie adoptée dépend des détecteurs utilisés pour reconstruire la trace. Nous donnons un aperçu des possibilités envisagées [55] :

1. impulsion donnée par le TE de la TPC si la TPC est utilisée
2. réajustement de la trace sans les TE des FCA et FCB. Ceci est motivé par le fait que l'algorithme de reconstruction des traces à l'avant/arrière du détecteur cherche à associer des TE des chambres à l'avant (FCA et FCB) qui parfois n'ont aucune relation avec les TE d'une trace faite avec les détecteurs VD, ID, et/ou TPC. En effet, à cause de la présence importante de matière située avant les chambres (bord de la TPC, RICH entre les deux chambres FCA et FCB ...) il arrive fréquemment qu'un électron déclenche une gerbe électromagnétique avant de traverser les deux chambres. Il en résulte un faisceau de "traces" parallèles constituées uniquement avec les TE des chambres, dont l'impulsion est bien souvent très grande ($> \mathrm{E_{beam}}$) et mal mesurée. On supprime ces traces, mais tous les dépôts calorimètriques associés (quand il y en a) seront récupérés pour former des traces neutres.
3. On peut aussi estimer l'impulsion d'une trace dont l'impulsion dépasse $\mathrm{E_{beam}}$ en considérant l'information des calorimètres. Cette dernière méthode exige que l'on tienne compte de la présence des gerbes électromagnétiques qui donnent parfois lieu à des traces faites avec FCA et FCB seulement (point précédent). Ces traces sont éliminées quand leur impulsion est mal mesurée $\mathrm{p} > \mathrm{E_{beam}}$ ou $\mathrm{dp/p} > 1$). On compare alors la somme des énergies électromagnétiques associées à des traces chargées et l'impulsion de ces traces situées dans un cône de 20^o.

- Récupération des traces neutres à l'avant :
  Dans les régions avant et arrière du détecteur, il est possible de "récupérer" des particules neutres dont l'énergie a été associée à une trace de faible impulsion, courbée par le champ magnétique. Pour chaque trace d'impulsion p_{trk} on évalue la quantité suivante :

$$E = E_{elm+had\ associé} - p_{trk} - \sum_{traces} p \tag{2.5}$$

  où la somme est évaluée sur toutes les traces dont le vecteur impulsion pointe en direction des dépôts calorimètriques associés à la trace considérée, en tenant compte de la granularité des calorimètres. Si E est plus grand que deux fois son erreur (calculée en tenant compte de la résolution des calorimètres), on crée une trace neutre dont les caractéristiques géométriques sont celles du dépôt calorimétrique. L'effet de cette correction est important dans le cas des événements de diffusion Bhabha, pour lesquels un des électrons déclenche de temps en temps une gerbe électromagnétique avant la TPC, mais est relativement négligeable dans le cas d'événements hadroniques.

Nous avons mis au point cet algorithme sur des événements Monte-Carlo et vérifié dans les données que l'on obtenait un bon accord. Cependant, l'influence de ces corrections sur les performances de nos analyses qui concernent les états finals à 4 jets s'est révélée être marginale. Ces corrections se sont révélées être utiles dans l'analyse du canal $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{h^0Z^0}, \mathrm{Z^0} \to \nu\overline{\nu}$.

Chapitre 3

Étude des bruits de fond, topologie des événements du signal et coupures de présélection

Dans ce chapitre, nous présentons les bruits de fond présents lors de la recherche des bosons de Higgs produits dans les canaux $e^+e^- \to h^0Z^0$ et $e^+e^- \to h^0A^0$ où les bosons h^0, A^0 et Z^0 se désintègrent en hadrons. Nous désignerons cet état final par l'appellation "4-jets". Nous insistons sur les bruits de fond dont les caractéristiques sont les plus proches de celles des événements du signal. Nous rappelons les principales propriétés du mécanisme d'hadronisation des quarks en jets de particules, et décrivons les moyens mis en oeuvre pour reconstruire ces derniers (algorithmes de jets). Enfin, en tenant compte des caractéristiques cinématiques et de l'abondance relative des différents bruits de fond, nous décrivons la sélection des événements qui servira de point de départ aux analyses de recherche des bosons de Higgs.

3.1 Bruits de fond à LEP200

Le nombre d'événements qui satisfont aux conditions du filtre "hadronique" du programme DELANA de reconstruction des événements dans le détecteur DELPHI est élevé (voir le chapitre 2).
Il s'agit principalement d'événements de bruit de fond dont la section efficace est très grande comparée à celle des signaux recherchés (environ trois ordres de grandeur) et dont les caractéristiques sont également très différentes de celles attendues pour les événements de signal qui contiennent au moins quatre jets de particules dans l'état final.

3.1.1 Quelques généralités

Quand l'énergie dans le centre de masse des collisions e^+e^- augmente progressivement de m_{Z^0} jusqu'à 200 GeV , la section efficace du processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\overline{q}$ diminue fortement (de 30000 ? pb à environ 100 pb). En contrepartie, l'énergie devenant suffisante, il apparaît une pléthore de processus dont les sections efficaces sont représentées sur la figure 3.1 en fonction de $\sqrt{s}$. Les valeurs numériques de ces sections efficaces sont données dans le tableau 3.1 pour différentes énergies dans le centre de masse.
On peut classer les bruits de fond rencontrés en deux catégories suivant le contenu de l'état final : bruits de fond à deux fermions et bruits de fond à quatre fermions.
Notons que le processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\overline{q}$ est particulier, car le rayonnement électromagnétique dans l'état initial et celui de gluons "durs" dans l'état final, peuvent conduire à des événements multi-jets. Nous insisterons, à la fin de ce chapitre, sur l'état final contenant réellement quatre partons colorés qui constitue le bruit de fond le plus gênant pour les analyses présentées ici.

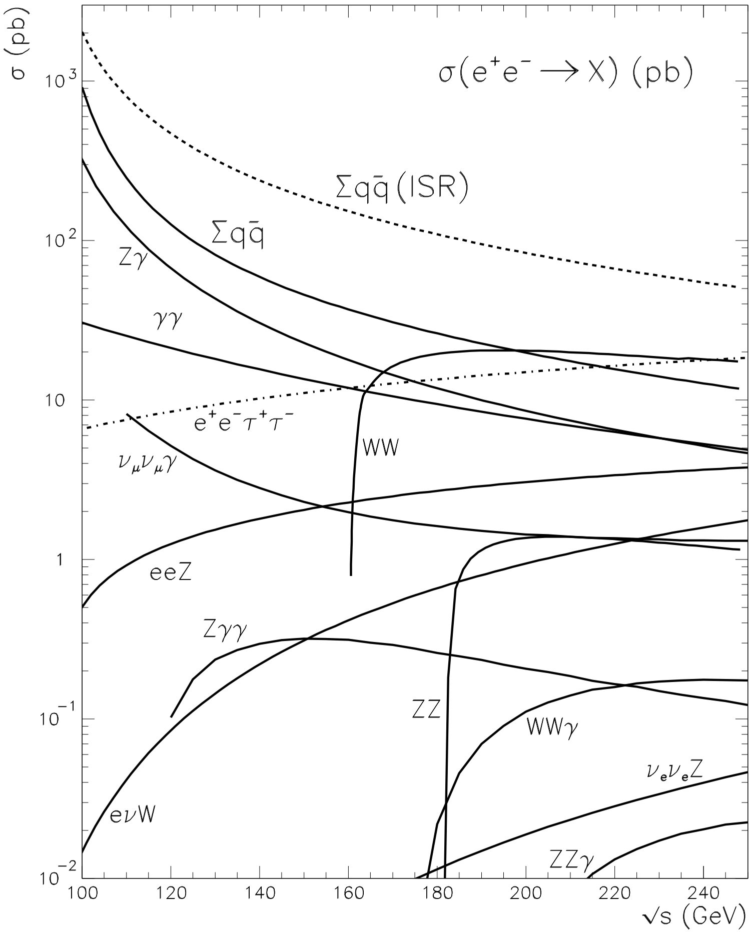


Figure 3.1: Dépendance en énergie des sections efficaces pour les bruits de fond attendus à LEP2 [56].

3.1.2 Bruits de fond à "deux fermions"

Il s'agit du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\overline{q}$ pour lequel les corrections radiatives (radiation dans l'état initial d'un ou de plusieurs photons énergiques) augmentent de manière importante la section efficace (cas contraire à LEP100). Le diagramme de Feynman correspondant est représenté dans la figure 3.2. Par exemple, à $\sqrt{s}$=172 GeV, 70 % des annihilations e^+e^- sont produites avec émission par l'électron ou par le positon d'au moins un photon réel d'énergie supérieure à 30 GeV. Le spectre de l'énergie du photon le plus dur présente deux composantes (figure 3.3) : l'une, variant approximativement en dk^o/k^o (où k^o est l'énergie du photon) est caractéristique du processus de bremsstrahlung, l'autre correspond à l'émission d'un photon dur dont l'énergie est centrée autour de :

$$E_\gamma = \frac{s - M_{Z^0}^2}{2\sqrt{s}}. \tag{3.1}$$

Dans ce dernier cas l'énergie effective ($\sqrt{s'}$), dans le centre de masse, est voisine de m_{Z^0}(pôle du propagateur du Z^0). Il peut arriver que deux (ou plus) photons durs soient émis de telle sorte que l'énergie effective soit encore voisine de m_{Z^0}. Les photons sont majoritairement émis à petit angle par rapport aux faisceaux (figure 3.3), et échappent à la détection. Ils conduisent à des événements ayant de l'énergie manquante. Dans le cas contraire, le photon est le plus souvent isolé du système hadronique et est donc détectable.

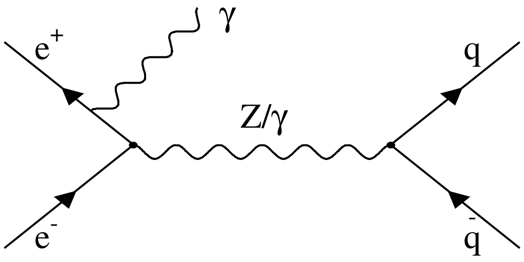


Figure 3.2: Diagramme de Feynman du processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\overline{q}$ avec rayonnement d'un photon dans l'état initial.

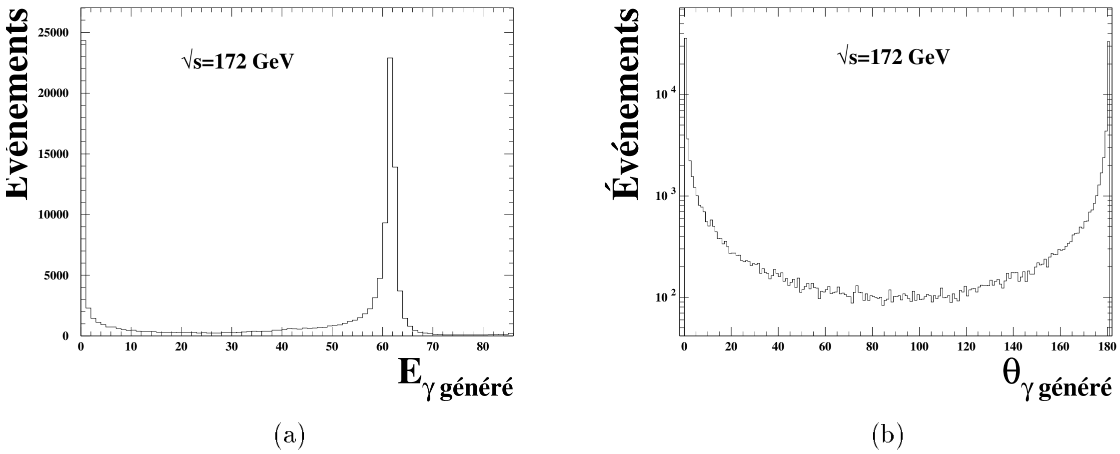


Figure 3.3: Spectre en énergie (a) et distribution angulaire (b) du photon émis par bremsstrahlung.

DELPHI a utilisé le générateur PYTHIA [66] pour produire les simulations Monte-Carlo. PYTHIA simule l'émission de photons durs dans les états initial et final à partir du processus "dur" en utilisant un formalisme copié sur celui de "Parton Shower" (voir le paragraphe 3.1.4.3). La section efficace totale obtenue avec PYTHIA est en bon accord avec celle calculée en utilisant d'autres générateurs (KORALZ [67], CompHEP [68] ou GRACE [69]) [70] [71]. Cependant, la distribution angulaire des photons durs générés par le processus de Parton Shower est légèrement moins bien simulée si on la compare avec celle issue du calcul exact [70]. Pour ce qui nous concerne, cet effet est sans conséquence.

Pour les événements hadroniques, d'autres corrections radiatives sont à considérer, à savoir le rayonnement de gluons dans l'état final conduisant à plus de deux partons colorés. Nous reviendrons sur ce bruit de fond, important pour les canaux à quatre jets, dans le paragraphe 3.1.4.
Un autre processus, important de par sa section efficace à LEP200, mais peu gênant pour les topologies à quatre jets, est la diffusion élastique $e^+e^- \to e^+e^-$ (diffusion Bhabha). L'état final étant leptonique, ces événements sont très rapidement éliminés au cours de la sélection.

3.1.3 Bruits de fond à "quatre fermions"

- $\gamma\gamma$ (processus non résonnant) :
  Il s'agit de l'interaction dans la voie t de deux photons virtuels émis par le positon et par l'électron

qui, étant peu déviés de leur direction initiale, ne sont bien souvent pas détectés. On assimile souvent ces événements à des bruits de fond à deux fermions. Dans le cas de la production de quarks, et en particulier pour la production de systèmes hadroniques de haute masse, l'interaction entre les deux γ^* se fait via une ligne de quarks (processus appelé Quark Parton Model). Des échanges de gluons entre les quarks peuvent avoir lieu. Pour ce qui nous concerne, ces processus hadroniques sont caractérisés par une forte énergie manquante, peu d'énergie transversale et une relativement faible multiplicité en traces chargées reconstruites. En effet la production de hadrons se fait à partir de systèmes hadroniques ayant le plus souvent une faible masse et les hadrons sont émis vers les régions avant et arrière du détecteur où l'efficacité de reconstruction des traces n'est pas optimum. Le générateur utilisé par la collaboration DELPHI est TWOGAM [57]. La présélection des événements décrite dans le paragraphe 3.4 élimine facilement les événements $\gamma\gamma$.

- Weν et Zee (processus simplement résonnant) :
  Il s'agit de réactions où un boson de jauge massif est produit sur sa couche de masse. Les désintégrations hadroniques du $W^{\pm}$ et du Z^0 peuvent simuler des événements multi-jets en cas de rayonnement de gluons dans l'état final. Le canal Weν peut être aisément distingué du signal car le neutrino emporte pratiquement la moitié de l'énergie disponible dans le centre de masse et le lepton chargé est souvent émis à petit angle par rapport à la direction des faisceaux. De plus la section efficace de production est relativement faible (de l'ordre du picobarn).
  Pour les processus Zee la section efficace est plus importante (voir le tableau 3.1). Un des électrons est émis à très petit angle par rapport à la direction des faisceaux et n'est bien souvent pas détecté, provoquant de l'énergie manquante dans l'événement. Les désintégrations hadroniques du Z^0 peuvent conduire à des événements multi-jets au même titre que ceux du bruit de fond QCD. La stratégie pour les éliminer est la même que celle décrite dans le paragraphe 3.4 pour supprimer ce dernier.

- Production de paires de $W^{\pm}$ et de Z (processus doublement résonnant) :
  Il s'agit de la production, quand l'énergie dans le centre de masse dépasse le seuil de production, de paires de bosons de jauge sur leur couche de masse. Ils constituent donc un bruit de fond important dans nos analyses quand les bosons massifs produits se désintègrent en hadrons.

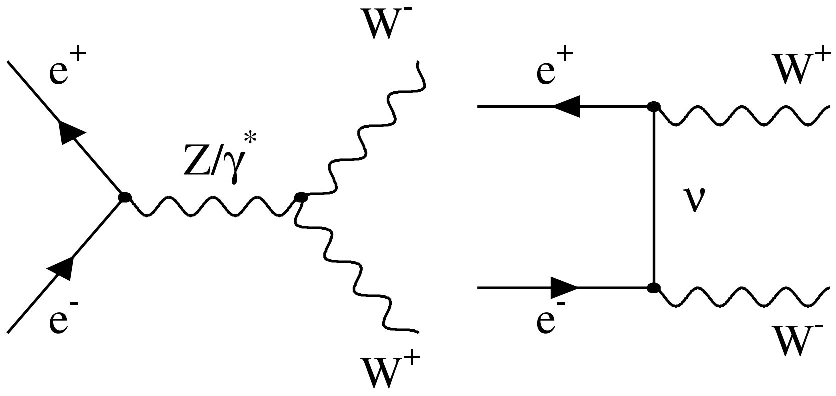


Figure 3.4: Diagrammes de production de paires de $W^{\pm}$ dans les collisions e^+e^-.

W^+W^- : La production de paires de $W^{\pm}$ (figure 3.4) fait l'objet d'études détaillées à LEP200 [59]. Citons en particulier celles sur les mesures de la section efficace, de la masse du boson $W^{\pm}$, et des couplages à trois bosons. Une mesure précise et directe de la masse du $W^{\pm}$ est intéressante car cette valeur pourrait être comparée à celle que l'on déduit de l'expression 3.2. Cette dernière est obtenue dans le cadre du modèle standard et les mesures précises de α, m_{Z^0} et de G_F

permettent de calculer une valeur de $m_{\mathrm{W}^\pm}$ qui dépend également, via des corrections d'ordre supérieur, de la masse du quark top, de celle du boson de Higgs et de la valeur de α_s.

$$G_F = \frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}m^2_{\mathrm{W}^\pm}(1-\frac{m^2_{\mathrm{W}^\pm}}{m^2_{\mathrm{Z}^0}})(1-\Delta r(m_t, m_{\mathrm{h}^0}, \alpha_s))} \tag{3.2}$$

Les comparaisons entre les derniers résultats sur les mesures directe et indirecte de la masse du $\mathrm{W}^\pm$ et leur intérêt dans l'évaluation de la masse du Higgs du modèle standard ont été discutées dans le chapitre 1. Au delà du seuil de production des paires de $\mathrm{W}^\pm$, une mesure directe des couplages à trois bosons $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-\gamma$ et $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-\mathrm{Z}^0$ de la théorie électro-faible est possible pour la première fois et, bien qu'il soit peu probable que des déviations aux prédictions du modèle standard soient visibles, compte tenu de la faible statistique et de l'énergie disponibles à LEP2, cette mesure constitue un test supplémentaire de la théorie.
À l'approximation de Born, deux diagrammes (représentés sur la figure 3.4) contribuent à la production de paires de $\mathrm{W}^\pm$. La section efficace différentielle est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} \sim \frac{\alpha^2_{em}}{s}\frac{1}{4sin^4\theta_W}\beta\left(1+4\beta cos\theta\ \frac{3cos^2\theta_W-1}{4cos^2\theta_W-1}\right) \tag{3.3}$$

où β est la vélocité des $\mathrm{W}^\pm$: $\beta = \sqrt{1-\frac{m^2_{\mathrm{W}^\pm}}{E^2_{\mathrm{W}^\pm}}}$.
Au seuil de production ($\sim$ 161 GeV) le diagramme en voie t (terme proportionnel à β) domine. Cette forte dépendance en β, donc en $\mathrm{m}_{\mathrm{W}^\pm}$, a été utilisée dans une des méthodes de mesure de la masse des $\mathrm{W}^\pm$ à LEP200. Cela suppose de connaître très précisément les corrections radiatives à l'expression de la section efficace : corrections électromagnétiques (rayonnement de photons durs et mous dans les états initial et final) et faibles (corrections de vertex et de propagateur faisant intervenir notamment des boucles de quarks top) dans une moindre mesure (des détails peuvent être trouvés dans [56] [58]). Il est également nécessaire d'inclure, dans l'expression de la section efficace de production, les effets dus à la largeur finie des bosons $\mathrm{W}^\pm$. Ajoutons enfin que la correction Coulombienne (échange de photon entre les deux $\mathrm{W}^\pm$) a également des effets non négligeables au seuil.
L'autre méthode consiste à reconstruire $\mathrm{m}_{\mathrm{W}^\pm}$ à partir des produits de désintégration de chaque W. Notons qu'en première approximation la production des $\mathrm{W}^\pm$ n'est isotrope qu'au seuil de production.

Le mode de désintégration des paires de $\mathrm{W}^\pm$ en quarks représente 49 % des états finals possibles (*jjjj, jjlν* ou *lνlν*). En négligeant les masses des fermions, la largeur partielle de désintégration des $\mathrm{W}^\pm$ en quarks, à l'approximation de Born, est donnée par :

$$\Gamma^{Born}_{\mathrm{W}^\pm\to q_i\overline{q_j}} = N^q_c\frac{\alpha_{em}m_{\mathrm{W}^\pm}}{12sin^2\theta_W}|V_{ij}|^2 \tag{3.4}$$

où V_{ij} est l'élément de la matrice de CKM (Cabibbo, Kobayashi et Maskawa) correspondant. Les désintégrations hadroniques des $\mathrm{W}^\pm$ sont donc dominées par $\mathrm{W}^+ \to \mathrm{u}\overline{\mathrm{d}}$ et $\mathrm{W}^+ \to \mathrm{c}\overline{\mathrm{s}}$. L'absence de désintégration en $\mathrm{t}\overline{\mathrm{b}}$ à LEP200 et la faiblesse de l'élément de matrice $|\mathrm{V_{cb}}| = 0,040 \pm 0,002$ font que seuls $3\,10^{-3}$ de ces événements contiendront de la beauté. Ce sera la caractéristique principale permettant d'éliminer le fond issu des paires de $\mathrm{W}^\pm$.

Le générateur PYTHIA a été utilisé pour simuler le canal $e^+e^- \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$.

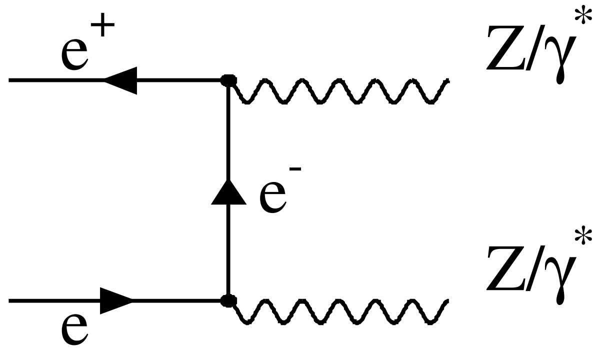


Figure 3.5: Diagramme de Feynman du processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma^* Z^0/\gamma^*$.

Z^0Z^0 : La production d'une paire de Z^0 ne constitue qu'une fraction de l'ensemble des diagrammes où quatre quarks sont émis dans l'état final par l'intermédiaire de γ^* ou de Z^0. On distingue les bosons Z^0 produits sur couche de masse (Z^0) des bosons virtuels (γ^*) L'importance relative de la production de Z^0Z^0 dépend de l'énergie totale disponible dans le centre de masse, ainsi que de la topologie sélectionnée pour l'état final. On peut distinguer deux composantes. Dans la première, l'un des Z^0 est créé sur sa couche de masse (soit, en tenant compte de la largeur du Z^0, $M_{Z^0} \in [M^0_{Z^0} \pm 3\Gamma_{Z^0}]$) et l'autre est plus virtuel (en dehors de l'intervalle précédent). Dans la seconde, quand cela est cinématiquement possible, les deux Z^0 sont créés sur leur couche de masse. Ce dernier processus est *a priori* le plus gênant, puisqu'il conduit à des événements qui ont une topologie semblable à celle du signal $e^+e^- \to h^0Z^0$. Si $m_{h^0} = m_{Z^0}$, la seule différence (hormis les rapports d'embranchement en $b\bar{b}$) entre $e^+e^- \to h^0Z^0$ et $e^+e^- \to Z^0Z^0$ est attendue dans les distributions angulaires qui dépendent du spin des particules produites.

Pour $\sqrt{s}$=183 GeV, c'est à dire juste au delà du seuil de production des paires de Z^0, la distribution angulaire de production de bosons Z^0 en fonction de $\cos\theta$ (où θ est l'angle de production) est plate. Elle est au contraire piquée vers l'avant pour les γ^* comme illustré sur la figure 3.7.

Au seuil, les Z^0 produits sont polarisés longitudinalement, et donc leurs produits de désintégration sont émis de manière isotrope.

Le passage entre la production d'un Z^0 sur sa couche de masse à celle d'un γ^* est continu. La figure 3.6 montre la distribution de la masse du Z^0/γ^* générée par PYTHIA, ainsi que la corrélation entre les masses des deux systèmes. Une coupure sur la masse minimale du γ^* à 2 GeV/c^2 a été imposée dans PYTHIA. En deçà de cette valeur, les désintégrations du γ^* font intervenir le domaine des résonances vecteurs ρ, ω, ϕ...., qui ne sont pas prises en compte dans la simulation. Dans la pratique, une coupure sur la masse reconstruite des jets, à 1,5 GeV/c^2, appliquée au niveau de la présélection des événements ayant 4 jets, nous protège contre les événements où $m^*_\gamma \leq 2$ GeV/c^2.

À $\sqrt{s}$=183,3 GeV, environ 20 % des événements $Z/\gamma^* Z/\gamma^*$ générés par PYTHIA vérifient $M_Z \geq M_{Z^0} - 3\Gamma_{Z^0}$ pour les deux bosons, ce qui, compte tenu des rapports d'embranchement, correspond à une section efficace de production de quatre quarks égale à 0,13 pb. Le mécanisme d'émission d'un photon réel, correspondant au retour radiatif sur le Z^0, a déjà été abordé dans le paragraphe 3.1.2.

D'autres diagrammes électro-faibles interviennent dans la production de quatre quarks par l'intermédiaire de Z^0 ou de γ^*, comme par exemple celui de la figure 3.8(e). Des calculs qui tiennent compte des interférences entre les différents diagrammes électro-faibles menant au même état final à quatre quarks, ont montré que la contribution de ces différents processus était négligeable devant celle du mécanisme de production de paire de Z^0 envisagé précédemment [62].

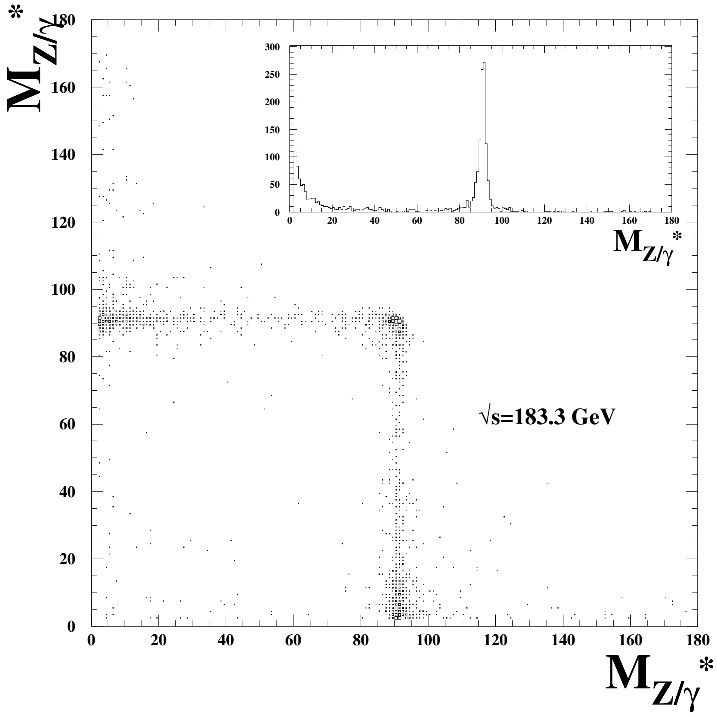


Figure 3.6: Distribution de la masse des bosons (Z^0 ou γ^*) produits dans le processus $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma^*\ Z^0/\gamma^*$ à $\sqrt{s}$=183 GeV.

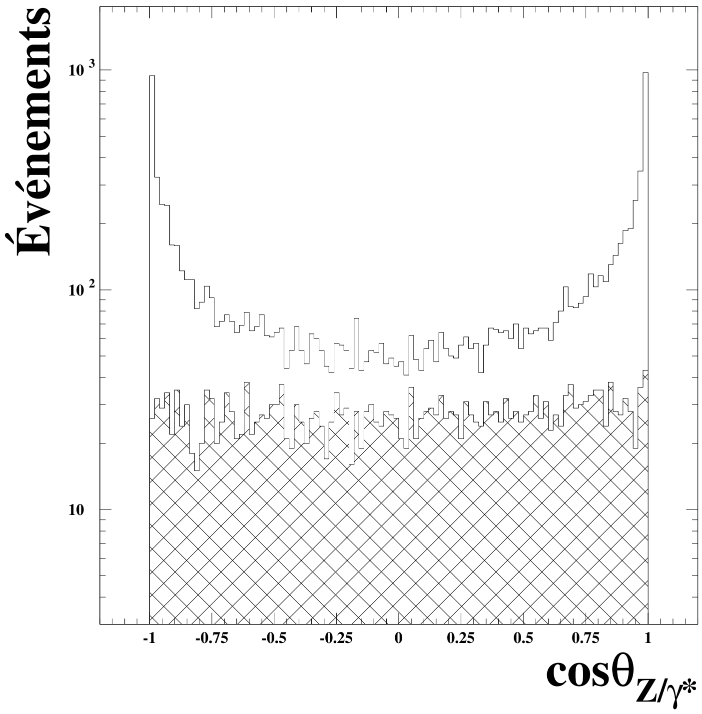


Figure 3.7: Distribution du cosinus de l'angle de production θ des bosons Z^0/γ^*, par rapport à l'axe des faisceaux à $\sqrt{s}$=183 GeV. La contribution du processus Z^0Z^0 est représentée dans la partie hachurée de l'histogramme.

Processus	133 GeV	161 GeV	172 GeV	183 GeV
$\gamma\gamma$ (TWOGAM)	1400	1900	2090	2300
Bhabha ($\theta \leq 9^o$)	2410	1644	1440	1260
$q\overline{q}$ avec ISR (PYTHIA)	291	147,9	121,0	101,6
W^+W^-(PYTHIA)	0,08	3,4	12,3	15,45
$We\nu$ (PYTHIA)		0,4	0,48	0,6
Zee ($m_{\gamma^*} \geq 12\,GeV/c^2$) (PYTHIA)	5,4	6,3	6,5	6,8
$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$ ($m_{\gamma^*} \geq 2\,GeV/c^2$) (PYTHIA)	1,9	1,6	1,25	1,22
Z^0Z^0 ($m_{\gamma^*} \geq 50\,GeV/c^2$) (PYTHIA)				0,19

Tableau 3.1: Sections efficaces (en pb) des principaux bruits de fond pour différentes énergies dans le centre de masse, à LEP200. On a indiqué certaines des coupures appliquées au niveau de la simulation des événements.

3.1.4 Le bruit de fond QCD.

3.1.4.1 Introduction

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté un ensemble de processus pouvant contenir quatre quarks dans l'état final (W^+W^-, Z^0Z^0). D'autres mécanismes peuvent conduire à une topologie similaire, telles que les réactions d'annihilation e^+e^-en paire quark-antiquark accompagnées de rayonnement de gluons et, dans une moindre mesure, de bosons de jauge du modèle électro-faible. Cela constitue un des bruits de fond les plus importants à LEP200, qu'on appellera par la suite "bruit de fond QCD". Nous décrivons dans les paragraphes suivants les principales caractéristiques de ces événements, depuis la production des partons initiaux jusqu'à la reconstruction des jets de particules observés.

3.1.4.2 Production des partons

Pendant une échelle de temps caractérisée par de grands transferts d'énergie, les quarks vont émettre par bremsstrahlung des gluons "durs"[1] (régime perturbatif de QCD). Dans l'ensemble, la direction de ces gluons est très proche de celle des quarks. Les gluons peuvent, dans la foulée, se coupler à une paire de quarks et/ou de gluons. À l'approximation de Born (à l'ordre α_s^2) 5 types de diagrammes interviennent dans la production de quatre partons colorés "durs" dans l'état final.

Les deux premiers, (a) et (b) de la figure 3.8, correspondent à un rayonnement de deux gluons par bremsstrahlung. Le troisième, (c), a trait directement à la nature $SU(3)_C$ de la théorie QCD, puisqu'il contient le couplage à 3 gluons. Les deux derniers font intervenir la production d'une paire secondaire de quarks, via un gluon (d) ou via la partie axiale des bosons de jauge de QED (e). Ce dernier diagramme n'est pas, *a priori*, un bruit de fond "QCD", puisqu'il fait intervenir des processus électro-faibles ; il est à associer au diagramme de la figure 3.5 du processus $Z^0/\gamma^*Z^0/\gamma^*$ se désintégrant en quatre quarks. Sa contribution est très faible. Notons qu'il existe d'autres diagrammes électro-faibles menant à quatre quarks dans l'état final, dont nous négligerons également les contributions.

Le calcul des sections efficaces $\sigma_{q\overline{q}gg}$ et $\sigma_{q\overline{q}q'\overline{q'}}$ à l'ordre des arbres (Leading Order) dans l'approximation des logarithmes dominants (Leading Logarithm Approximation), a été fait par différents auteurs [61] [62]. Pour $\sqrt{s} \sim 180\,GeV$ les processus $e^+e^- \to \sigma_{q\overline{q}gg}$ dominent sur la production de paires secondaires de quarks, par plus d'un ordre de grandeur comme indiqué dans la table 3.2 (le résultat du calcul pour un état final à quatre quarks produits par interaction électro-faible, tient compte du diagramme $Z^0/\gamma^*Z^0/\gamma^*$ et de leur interférence).
Des calculs récents de la section efficace de production $e^+e^- \to Z/\gamma \to 4$jets au Next to Leading Order (NLO, α_s^3), ont montré l'importance des corrections d'ordre supérieur à l'approximation de Born. Par exemple la distribution du taux d'événements à quatre jets dans les désintégrations du Z^0 est mieux

[1] par parton "dur", et plus généralement processus "dur", on entend que la production des partons a lieu dans leur état limite de liberté asymptotique.

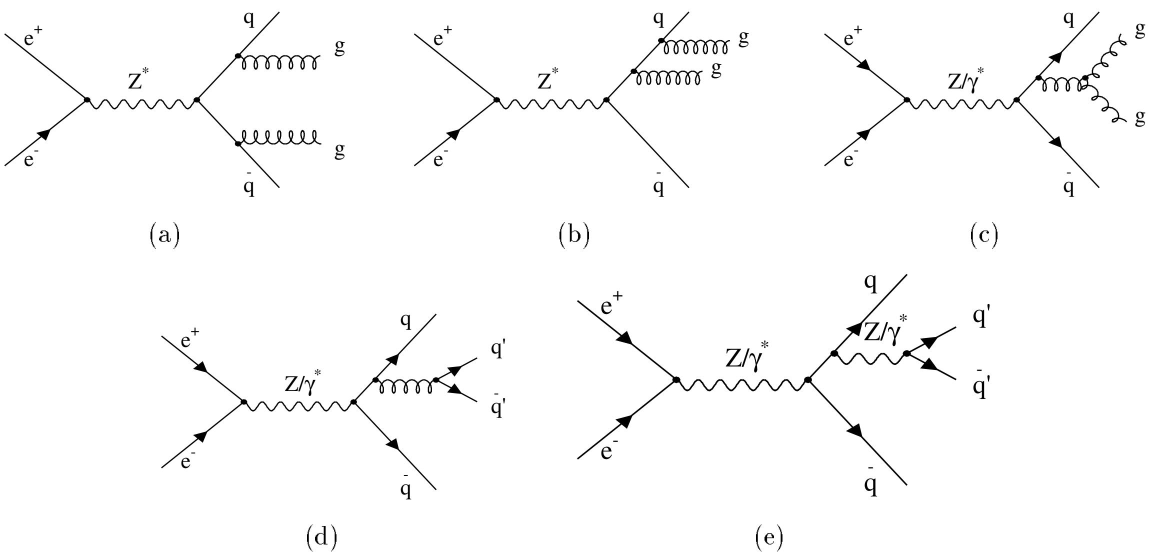


Figure 3.8: Diagrammes de Feynman conduisant à un état final avec quatre partons colorés.

	$\sigma_{\mathrm{q\bar{q}gg}}$ (a)+(b)+(c)	$\sigma_{\mathrm{q\bar{q}q'\overline{q'}}}$ (d)	$\sigma_{\mathrm{q\bar{q}q'\overline{q'}}}$ (e+figure 3.5)
σ(pb)	4,33	0,240	0,186

Tableau 3.2: Sections efficaces des différents processus QCD pour $\sqrt{s} = 180\mathrm{GeV}$ [62]. La section efficace de production de l'état final $\mathrm{q\bar{q}q'\overline{q'}}$ prend en compte tous les diagrammes de la famille représentée par la figure 3.8(e) ainsi que le diagramme de la figure 3.5.

reproduite par les prédictions au NLO, que par celles du LO. Les corrections venant des ordres supérieurs peuvent pratiquement doubler la section efficace de production dans certaines régions de l'espace des phases [64] [65].
Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que la production de quatre partons colorés dans l'état final. Cependant les événements de bruit de fond QCD à prendre en compte doivent comprendre tous les processus qui produisent au moins deux partons colorés car ils sont susceptibles de conduire à des événements multi-jets reconstruits dans l'appareillage. Aussi pour avoir une bonne estimation de ces processus, il est nécessaire d'envisager l'ensemble des événements hadroniques produisant au moins deux partons colorés.
Nous avons utilisé le générateur PYTHIA pour simuler les événements de bruit de fond à partir de l'algorithme de Parton Shower (décrit sommairement ci-après) et non à partir du calcul des éléments de matrice, généralement difficiles à évaluer lorsque le nombre des partons est supérieur à trois.

3.1.4.3 Algorithme de "Parton Shower" ou cascade de partons

Dans cet algorithme on associe à chaque parton (q et g) une probabilité d'émettre un gluon ou de se désintégrer en paire de quarks ou de gluons. Les "branchements" possibles sont les suivants :

- $\mathrm{q} \rightarrow \mathrm{qg}$
- $\mathrm{g} \rightarrow \mathrm{gg}$
- $\mathrm{g} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$

Les fonctions de probabilité correspondantes sont gouvernées par l'équation d'évolution d'Altarelli-Parisi, où deux variables définissent la cinématique du branchement : Q^2 est le carré de la masse du parton

initial, et z la fraction d'impulsion emportée par l'un des partons.
Les partons issus de ces "branchements" possèdent deux propriétés : ils sont émis préférentiellement dans la direction du parton initial et leur spectre en énergie varie comme $1/k^o$ [63].
Ce processus est itératif; chaque parton, en émettant d'autres partons qui emportent une certaine fraction d'impulsion transversale, voit sa masse diminuer de Q^2_{max} à Q^2_0. La valeur de Q^2_{max} dépend du processus considéré qui a produit le parton initial : ici, il s'agit de la réaction $e^+e^- \to q\overline{q}$. La cascade s'arrête quand la masse des partons est de l'ordre de 1 GeV/c^2, limitant ainsi le nombre de partons émis. En deçà de cette masse (environ 1 GeV/c^2), des effets non perturbatifs interviennent et l'évolution ultérieure des partons produits au cours de la cascade est modélisée par le mécanisme d'hadronisation. Une description plus détaillée de ce mécanisme dit de "Parton Shower" (PS) est faite dans [66]. L'évolution individuelle des partons ne prend pas en compte les effets de cohérence [72]. L'algorithme de PS rétablit ce phénomène en imposant, à la main, l'ordonnancement en angle des partons dans la cascade. L'angle entre les partons "filles" décroît à chaque itération.
Un autre effet qui apparaît au delà de l'approximation des logarithmes dominants, lié à l'effet de cohérence, est aussi pris en compte dans l'algorithme de Parton Shower. Dans les branchements $q \to qg$ et $g \to gg$ les trois partons ne sont pas émis dans un même plan contrairement au branchement $g \to q\overline{q}$ [72].
La constante de couplage α_s utilisée est également déterminée aux ordres supérieurs (α_s^3). De plus le nombre de partons émis peut être plus grand que le nombre maximum de partons générés à l'ordre α_s^2 tenant compte ainsi implicitement des diagrammes d'ordre supérieur.
Pour toutes ces raisons, l'algorithme de Parton Shower donne de bonnes prédictions sur la topologie des événements multi-jets. On peut considérer qu'il tient compte des corrections apportées par les calculs au NLO, dans une certaine zone de l'espace des phases.
La méthode PS risque d'être moins sûre comparée aux simulations qui utilisent les éléments de matrice de production de quatre partons, dans le cas où les partons sont bien séparés, c'est à dire quand les bruits de fond QCD sont semblables aux topologies que l'on recherche pour le signal dans nos analyses. Les corrections à l'ordre α_s^3 apportées aux éléments de matrices de production de quatre partons colorés, maximales dans ce cas[2], nécessitent l'emploi d'un générateur qui calcule les éléments de matrice jusqu'à l'approximation du logarithme sous-dominant (NLA). En ce qui nous concerne, les effets sur les distributions angulaires des jets sont négligeables. Le générateur EXCALIBUR qui simule des événements à quatre fermions, en tenant compte de tous les diagrammes calculés par la méthode des amplitudes d'hélicité, a été utilisé dans DELPHI pour faire des comparaisons entre les données et la simulation. Nous n'avons pas décelé de différence dans les performances de nos analyses, quand on utilise PYTHIA ou EXCALIBUR. Nous avons donc utilisé uniquement les simulations faites avec le générateur PYTHIA.
Signalons enfin qu'il existe de nouveaux générateurs hybrides alliant les éléments de matrices à quatre partons et la cascade de partons [73][74].

3.1.4.4 Fragmentation ou hadronisation des partons colorés

Tant que les distances entre les partons colorés restent petites, le régime perturbatif de QCD est applicable pour décrire les interactions et en particulier l'émission de partons colorés "durs". Ce n'est plus possible lorsque les partons se séparent. Ils vont se transformer en hadrons, neutres de couleur, pour former des jets collimés de particules dont les caractéristiques cinématiques sont proches de celles des partons initiaux. En opposition au processus "dur" de production de partons, l'hadronisation est un processus "mou" régi par le domaine non perturbatif de QCD. Les transferts d'impulsion sont inférieurs ou de l'ordre du GeV [75].
Pour décrire l'hadronisation il existe plusieurs modèles. DELPHI utilise celui des cordes de LUND, dont les paramètres ont été ajustés pour reproduire les propriétés des événements enregistrés à l'énergie du Z^0.

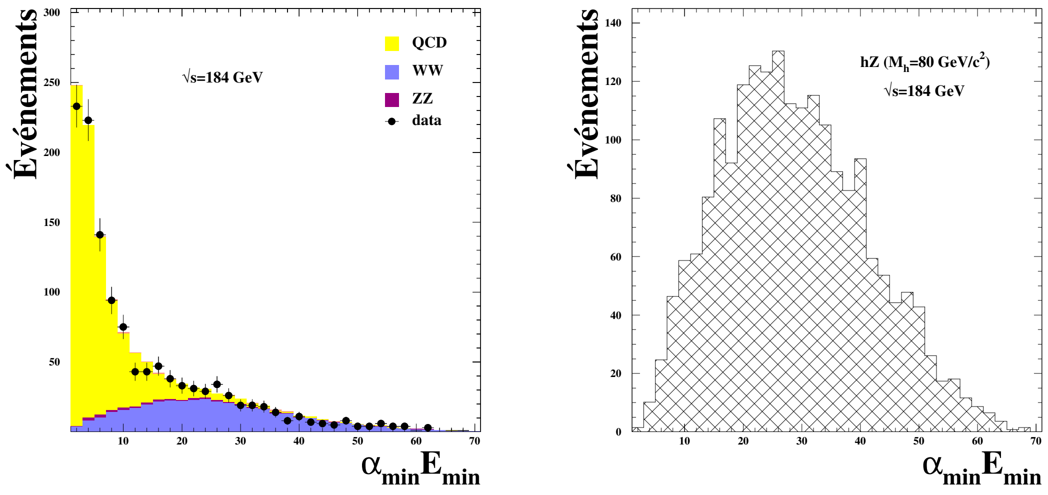
La paire de quarks $q\overline{q}$ est assimilée à un tube de couleur (corde) qui s'étend lorsque les deux quarks s'éloignent l'un de l'autre. La corde se brise pour produire une autre paire de quarks donnant naissance à deux nouvelles cordes, qui se briseront à leur tour jusqu'à ce que l'énergie de chaque corde soit de l'ordre de celles des masses des hadrons qu'elles représentent. Chaque hadron peut être schématisé par

[2] l'approximation des logarithmes dominants est suffisante pour l'émission de partons à petit angle, mais devient moins précise pour celle à grand angle [56] [64]

un morceau de corde ayant un quark et un anti-quark à chaque extrémité. Pour un événement $q\overline{q}g$, une corde est tendue entre le quark, le gluon et l'antiquark, c'est à dire que le gluon est attaché à deux cordes. La corde se fragmente autour du coude formé par le gluon, puis les deux morceaux de cordes se fragmentent à leur tour. Ce phénomène a pour conséquence un peuplement en hadrons plus important dans les régions situées entre les quarks et le gluon que dans celles situées entre le quark et l'anti-quark, ce qui a été observé par différentes Collaborations dans les années 80 [76], situées auprès de l'accélérateur PETRA.
Dans le cadre du modèle de LUND, à un gluon sont attachées deux cordes (une seule pour un quark) ; un jet de gluon sera en moyenne moins dur (multiplicité plus grande) qu'un jet de quark de la même énergie. La production de baryons, bien que faible, est présente dans les jets à LEP. Elle est prise en compte en considérant, non plus la création, à partir du vide, de paires quark-antiquark, mais celle de paires diquark-anti quark avec un taux voisin de 10 %.

3.1.4.5 Caractéristiques topologiques des événements de fond QCD

Comme nous l'avons vu, le rayonnement de gluons par un quark a bien souvent la même direction que le quark. D'autre part, l'énergie du gluon est souvent plus faible que celle d'un quark produit dans un événement de signal ou une paire de $W^{\pm}$, pour lesquels on peut supposer que l'énergie de chaque jet est de l'ordre de $\sqrt{s}/4$. Une autre caractéristique du rayonnement de gluons est illustrée par les diagrammes des figures 3.8(b), (c) et (d) où l'un des quarks initiaux produit deux partons. On a alors un jet de quark très énergétique ($\sim \sqrt{s}/2$) qui est opposé à trois jets qui se partagent le reste de l'énergie. On s'attend donc à ce que l'angle minimum entre le jet le plus énergétique et les autres jets soit plus grand, en moyenne, dans les événements QCD que dans des événements de signal.
Les variables angulaires que l'on vient de décrire ont été utilisées dans l'analyse du canal h^0Z^0, pour rejeter le bruit de fond QCD. D'autres variables sont présentées dans le paragraphe 3.4.



(a) (b)

Figure 3.9: (a) distribution du produit $\alpha_{\rm min}E_{\rm min}$($\alpha_{\rm min}$ est l'angle minimum entre deux jets et $E_{\rm min}$ est l'énergie minimale d'un jet parmi les quatre) pour les données à $\sqrt{s}$=184 GeV , et les processus standards attendus (QCD est en gris clair). (b) la même distribution est représentée pour des événements de signal h^0Z^0 ($M_{h^0} = 80$GeV).

3.2 Algorithmes de jets

3.2.1 Introduction

Les quarks et les gluons s'hadronisent en formant des jets de particules. Ces dernières sont reconstruites dans le détecteur (avec une certaine efficacité). Pour déterminer la masse des objets lourds qui se désintègrent en une paire quark-antiquark, il faut avoir une bonne estimation des caractéristiques cinématiques des partons. Cela suppose qu'on sache regrouper les hadrons issus du même parton, et que les jets de particules ainsi formés rendent compte des caractéristiques cinématiques des quarks de départ. Dans le cas des événements multi-jets produits lors des collisions e^+e^-, plusieurs algorithmes sont couramment utilisés. Ils sont dérivés de l'algorithme proposé par la collaboration JADE [78].

3.2.2 L'algorithme de JADE

L'algorithme de JADE calcule, pour toutes les paires de particules (k,l), la quantité :

$$y_{kl} = \frac{2E_k E_l(1 - cos(\theta_{kl}))}{E_{vis}^2} \tag{3.5}$$

où $2E_kE_l(1-\cos(\theta_{kl}))$ est le carré de la masse invariante M_{kl} des deux particules, si on suppose qu'elles sont de masse nulle. E_{vis} est l'énergie visible totale dans l'événement.
Les deux particules ayant la plus petite valeur de y_{kl} sont remplacées par la pseudo-particule de quadri-vecteur impulsion $p_k + p_l$. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que y_{kl} excède une certaine valeur y_{cut}, fixée par l'utilisateur. Les pseudo-particules restantes sont les jets.

3.2.3 Les variantes

Les trois points fondamentaux de tous les algorithmes utilisés dans l'étude des jets, produits dans les collisions e^+e^-, sont les suivants :

- définition de la "distance" ou "résolution" entre deux particules pour associer ou non ces dernières à un même jet,
- schéma de recombinaison (façon dont on construit le quadri-vecteur énergie-impulsion de la pseudo-particule),
- choix des particules initiales pour commencer à former un jet.

La modification du schéma de recombinaison de l'algorithme de JADE a été nécessaire pour des raisons théoriques liées à la masse des jets [3]. En effet, dans le schéma de recombinaison de JADE, qui est invariant sous une transformation de Lorentz, le jet acquiert une masse au fur et à mesure qu'on ajoute des particules. Cela ne peut convenir par exemple à un jet de gluon qui doit être sans masse. Il est possible d'éviter cet avatar, en modifiant la définition de la "distance" ou bien le schéma de recombinaison. Les caractéristiques des différents algorithmes (E, p, E0 et DURHAM) introduits par la suite sont résumées dans le tableau 3.3.
De manière générale, les algorithmes dont la résolution est une masse invariante souffrent de tares théoriques [82] d'autant plus importantes que le nombre de partons dans l'état final est grand, rendant incertaines les prédictions des calculs[4]. D'autres effets, comme l'hadronisation, affectent de manière

[3] le calcul en perturbation à l'ordre α_s incluant les corrections des ordres supérieurs du nombre de jets produits dans les réactions e^+e^- fait apparaître des dépendances explicites dans le choix des schémas de recombinaison [61] [79], car ces corrections font intervenir des diagrammes contenant des gluons réels (masse nulle)

[4] les calculs des sections efficaces de production nécessitent l'introduction de la notion de jet afin d'éviter que des divergences infra-rouge apparaissent quand un gluon mou est émis (divergence "soft") ou quand le gluon est émis à très petit angle par rapport à la direction du quark. En effet de tels gluons sont absorbés dans d'autres jets. Ceci a été démontré par Sterman et Weinberg [83] en 1977. Dans le calcul du nombre de jets produits à un ordre donné en α_s, les termes en logarithmes (le dominant et le suivant $\alpha_s^n \log^{2n}$ et $\alpha_s^n \log^{2n-1}$) peuvent devenir très grands dans certaines régions de l'espace de phase, et dépendent, de l'échelle de renormalisation μ. Pour diminuer la dépendance en μ et les grands logarithmes, il est

Algorithme	Résolution	Recombinaison	Propriétés
JADE	$\frac{2E_iE_j(1-\cos(\theta_{ij}))}{E_{vis}^2}$	$p_k = p_i + p_j$	invariant de Lorentz
E	$\frac{(p_i+p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$p_k = p_i + p_j$	invariant de Lorentz
p	$\frac{(p_i+p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$\overrightarrow{p_k} = \overrightarrow{p_i} + \overrightarrow{p_j}$	masse nulle de la pseudo-particule
E0	$\frac{(p_i+p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$E_k = E_i + E_j$ $\overrightarrow{p_k} = \frac{E_k}{\|\overrightarrow{p_i}+\overrightarrow{p_j}\|}(\overrightarrow{p_i} + \overrightarrow{p_j})$	masse nulle de la pseudo-particule
DURHAM (k_T)	$\frac{2\min(E_i^2,E_j^2)(1-\cos(\theta_{ij}))}{E_{vis}^2}$	$p_k = p_i + p_j$	

Tableau 3.3: Paramètres des différents algorithmes de jets utilisés dans les événements hadroniques produits dans des collisions e^+e^-.

non négligeable les prédictions de certains algorithmes. Il a été démontré qu'en utilisant un paramètre de résolution basé sur l'impulsion transversale du parton le plus mou par rapport à l'autre membre de la paire, on diminue ces effets ([80]). L'algorithme de DURHAM [82](ou algorithme k_T) a été introduit, dans ce but, avec le paramètre de résolution :

$$y_{kl} = \frac{2(1 - cos\theta_{kl})min(E_k^2, E_l^2)}{s} \tag{3.6}$$

La normalisation du paramètre de résolution est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse, mais on peut aussi utiliser l'énergie visible dans l'événement. L'algorithme original de DURHAM commence à associer les deux particules pour lesquelles y_{kl} est minimum, formant ainsi une pseudo-particule dont le quadri-vecteur impulsion peut être défini de plusieurs manières comme dans le cas de l'algorithme de JADE (voir 3.3). Cette définition du paramètre de résolution est peut-être plus proche de l'image de l'hadronisation donnée par le modèle des cordes de LUND, que celle de la masse invariante, puisque le paramètre tend à associer les particules les plus proches en angle.

3.2.4 Propriétés et choix d'un algorithme

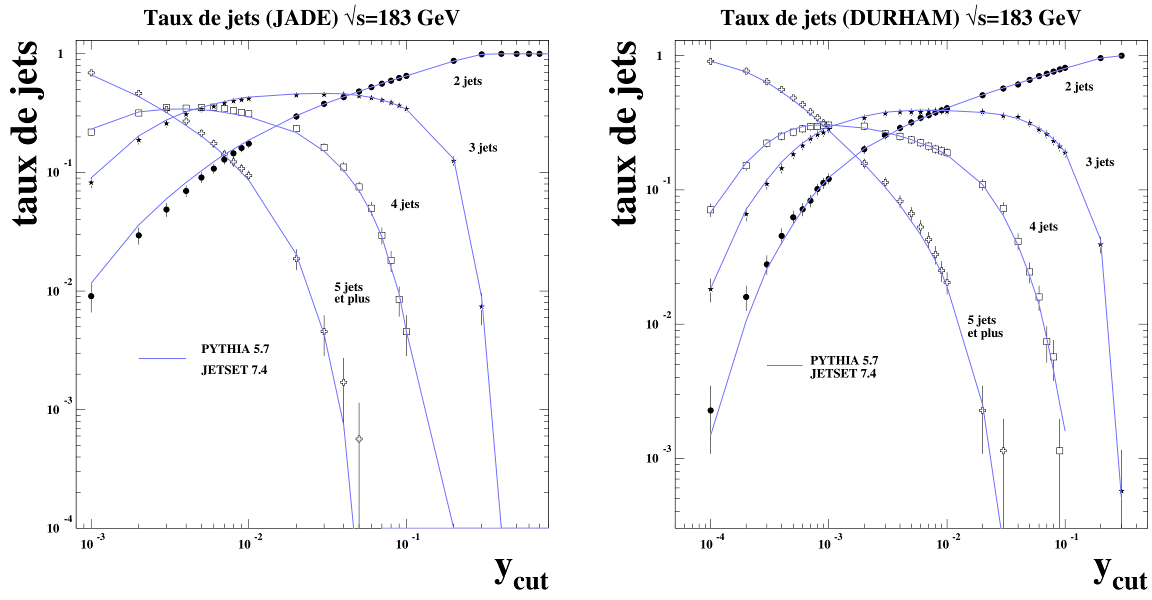
Le choix d'un algorithme de jets dépend de ce que l'on veut faire. Dans le cas qui nous intéresse, il est important que :

1. les paramètres cinématiques des jets (et en particulier les directions) rendent fidèlement compte de ceux des partons, afin de reconstruire au mieux les masses des objets lourds initiaux

2. le nombre de jets par événement soit bien reproduit par les simulations. C'est à dire qu'il est préférable de ne pas être trop sensible aux effets de l'hadronisation, ceci afin de bien contrôler les événements de bruit de fond

La figure 3.10 représente les fractions d'événements reconstruits avec 2, 3, 4, 5 jets et plus en fonction de la valeur du paramètre de résolution des algorithmes (JADE et DURHAM). Nous avons utilisé les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV en tenant compte, dans les événements simulés, des proportions d'événements QCD, W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$ pour comparer les prédictions de la simulation aux

nécessaire de "resommer" à tous les ordres ces logarithmes. Mathématiquement, cela est possible lorsqu'on peut factoriser les termes en logarithmes dans l'argument d'une exponentielle [81]. Les expressions ne font plus alors apparaître que les termes en $\alpha_s^n \log^{n+1}$ et $\alpha_s^n \log^n$. Le paramètre de résolution de l'algorithme de DURHAM permet cette opération, contrairement à celui de JADE données. Les deux algorithmes présentent le même accord entre les données et la simulation sur le taux d'événements ayant 4 jets, 5 jets et plus.



(a) (b)

Figure 3.10: Évolution de la fraction d'événements reconstruits avec 2, 3, 4, 5 jets et plus en fonction de la valeur du paramètre de résolution des algorithmes JADE (a) et DURHAM (b). Les points représentent les données et les courbes la simulation.

Nous avons choisi de n'utiliser dans nos analyses que l'algorithme de jets de DURHAM, car il semble mieux satisfaire aux deux critères énoncés [80].
De plus, du point de vue théorique, ses propriétés sont mieux adaptées au calcul des taux de production d'événements multi-jets.
Nous avons utilisé la version de cet algorithme proposée par T. Sjostrand [84] [66] qui, pour accélérer la procédure, commence par regrouper les particules en une dizaine de paquets en débutant par la particule de plus grande impulsion. Au cours des étapes ultérieures, un réajustement du regroupement initial est possible pour corriger un éventuel mauvais choix de départ. Le paramètre de résolution utilisé est l'impulsion transversale de la particule la plus faible de la paire, normalisée par rapport à l'énergie totale de l'événement, soit :

$$y_{kl} = \frac{2(1 - cos(\theta_{kl})min(E_k^2, E_l^2)}{E_{vis}^2} \tag{3.7}$$

3.3 Reconstruction des événements de signal

3.3.1 Reconstruction des jets

La majorité des événements issus du signal recherché contiennent quatre jets de particules bien séparés, émis par les deux objets lourds (le Higgs ou le Z^0), comme cela est représenté sur la figure 3.11. Cependant, une certaine fraction des désintégrations des bosons en quarks peuvent être accompagnées d'un rayonnement de gluons durs, qui peut conduire à un état final à 5 jets ou plus (le taux de ces événements dépend du y_{cut} de l'algorithme de jet choisi ; pour $y_{cut} = 0,001$, 26 % des événements sont reconstruits avec plus de 5 jets). Par ailleurs, il arrive parfois que deux quarks soient émis dans des régions voisines de

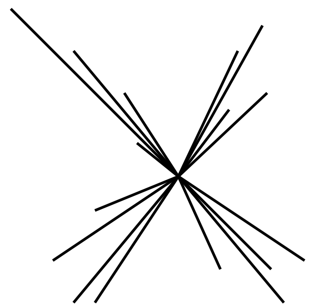


Figure 3.11: Schématisation d'un événement de signal comprenant quatre jets de particules.

l'espace, ne permettant pas la reconstruction de deux jets séparés, pour une valeur donnée du y_{cut}. Trois jets seulement sont alors reconstruits.
Alors qu'il semblerait logique de considérer que les événements de signal puissent contenir un nombre quelconque de jets, nous avons pris la décision (dans un souci de simplification) de forcer l'algorithme de jets à reconstruire systématiquement quatre jets. C'est à dire que la valeur du y_{cut} est ajustée jusqu'à ce qu'on obtienne quatre jets reconstruits.

3.3.2 Ajustement contraint des quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets

À partir des jets mesurés on peut reconstruire les quadri-vecteurs énergie-impulsion des bosons produits dans l'annihilation e^+e^- qui se sont désintégrés en deux jets et, en particulier, évaluer leur masse. Il faut, pour cela, associer les jets deux à deux pour former des dijets. Pour obtenir une bonne précision sur la valeur de la masse reconstruite des dijets, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance de l'impulsion du jet. Or, parmi les particules produites au cours de l'hadronisation des quarks, il peut y avoir des neutrinos (d'autant plus qu'on a affaire aux produits de désintégrations d'au moins deux quarks b). De plus, les événements où quatre quarks sont produits dans l'état final contiennent un nombre élevé de traces chargées. Typiquement une trentaine de traces chargées sont reconstruites par événement. Or, la reconstruction des traces et la mesure de leur impulsion sont entachées d'une certaine erreur (ou bien à cause de la résolution intrinsèque des détecteurs, ou bien parce que la particule chargée passe dans une région non équipée de détecteur de traces, comme l'est la région située très à l'avant du détecteur DELPHI ($\theta \leq 15^o$)). Signalons aussi que de nombreux photons et particules neutres sont émis. Certains peuvent interagir avant d'être absorbés dans les calorimètres ce qui dégrade la mesure de leurs paramètres. D'autres peuvent se retrouver dans des régions non équipées de calorimètres ou bien leur impact peut être superposé à celui issu d'une particule chargée et être ainsi perdu. On perd ainsi, en moyenne, 6 GeV sur l'énergie d'un jet de 45 GeV. Pour ces raisons, et parce qu' *a priori* les événements de signal recherchés ne contiennent pas d'énergie manquante, à la présence des neutrinos près, on effectue une procédure d'ajustement contraint des quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets, en imposant la conservation de l'énergie et de l'impulsion totale de l'événement. C'est à dire :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1,4} \alpha_i E_i &= \sqrt{s} \\ \sum_{i=1,4} \alpha_i \overrightarrow{p_i} &= \overrightarrow{0} \end{aligned} \qquad (3.8)$$

Les coefficients α_i sont les facteurs de correction du quadri-vecteur énergie-impulsion de chacun des jets. Le système d'équations 3.8 est équivalent au système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} E^1 & E^2 & E^3 & E^4 \\ p_x^1 & p_x^2 & p_x^3 & p_x^4 \\ p_y^1 & p_y^2 & p_y^3 & p_y^4 \\ p_z^1 & p_z^2 & p_z^3 & p_z^4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{s} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.9}$$

$$AX = B$$

$$X = A^{-1}B$$

Il suffit d'inverser la matrice A pour déterminer les coefficients de correction aux impulsions des jets. Notons que dans le cas d'événements planaires, où les quatre jets sont produits dans un même plan, la matrice A est singulière ce qui conduit à une indétermination des coefficients.
Cette méthode matricielle de correction repose sur le fait qu'on mesure mieux la direction des jets que leur énergie. Cependant, la précision sur la mesure de la direction des jets n'est pas non plus parfaite ($\theta_{\mathrm{jet}} - \theta_{\mathrm{parton}} \sim 2^{\circ}$), pour les raisons déjà indiquées. Il faut en tenir compte, dans la procédure d'ajustement, en ajoutant des degrés de liberté supplémentaires qui permettent une certaine marge d'erreur de part et d'autre de la mesure de la direction des jets.
Au lieu d'un seul paramètre (α_{i}), nous avons alors quatre paramètres à déterminer par jet, qu'on peut réduire à trois si on suppose que masse et énergie des jets sont soumis au même paramètre de correction.
Pour la reconstruction des masses invariantes dans les événements multi-jets, nous avons utilisé un algorithme mis au point dans la collaboration DELPHI [85] dans lequel les 12 paramètres, des quatre jets, sont évalués par la méthode des multiplicateurs de Lagrange, en tenant compte des quatre contraintes de la conservation de l'énergie-impulsion totale de l'événement. Les paramètres sont déterminés par itération : à chaque étape ils sont redéfinis de manière à minimiser le χ^2. L'algorithme suppose que l'erreur sur les paramètres a un comportement Gaussien et le vecteur impulsion corrigé du jet i est donné par :

$$\vec{p}_i^{\,corrigé} = e_i^{a_i} \vec{p}_i^{\,mesuré} + b_i \vec{p}_i^{\,b} + c_i \vec{p}_i^{\,c} \tag{3.10}$$

$\vec{p}_i^{\,b}$ et $\vec{p}_i^{\,c}$ sont deux vecteurs unitaires, orthogonaux et aléatoires dans le plan transversal à la direction du jet mesuré, comme représenté sur la figure 3.12 ; a_i, b_i et c_i sont les paramètres à déterminer. Les valeurs moyennes de b_i et c_i doivent être nulles, contrairement à celle de a_i. Par ailleurs l'erreur sur le paramètre a_i est fonction du cosinus de l'angle θ du jet tenant ainsi compte de la dépendance angulaire de l'énergie mesurée des jets.

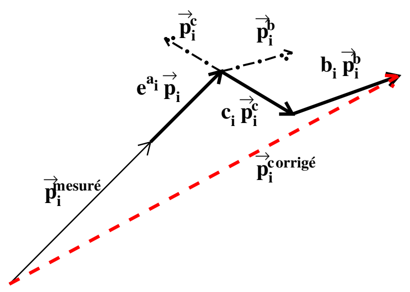


Figure 3.12: Schéma indiquant les différents degrés de liberté utilisés pour corriger le vecteur impulsion mesuré des jets. $\mathbf{p_i^b}$ et $\mathbf{p_i^c}$ sont deux vecteurs orthogonaux et unitaires situés dans le plan transversal au vecteur impulsion mesuré.

3.4 La sélection des données dans DELPHI

On effectue une première sélection des événements, commune aux différentes analyses étudiant la topologie à quatre jets, afin d'éliminer la majorité des événements de fond que l'on a décrits dans les paragraphes précédents, et en particulier tous ceux qui ne produisent pas naturellement au moins quatre jets. L'objectif de cette présélection est de ne perdre que très peu d'événements de signal et de réduire le nombre d'événements sélectionnés par au moins un facteur 20. La présélection est la même pour les trois années de prises de données bien qu'elles aient eu lieu à des énergies différentes.

- Sélection des événements hadroniques :
  - on exige un minimum de 18 traces chargées dans l'événement (la sélection de ces traces a été décrite dans le paragraphe 2.3.4). En moyenne, un événement hadronique à deux jets contient une vingtaine de traces chargées reconstruites. Un événement de signal a en moyenne 40 traces chargées reconstruites. Cette coupure élimine tous les processus à basse multiplicité comme les Bhabhas et une partie des interactions $\gamma\gamma$.
  - l'énergie totale de l'événement doit être supérieure à 60 % $\sqrt{s}$
  - l'énergie neutre doit être inférieure à 50 % $\sqrt{s}$. Cela permet d'éliminer des événements de retour radiatif sur le Z^0, quand le photon dur est émis à grand angle dans le détecteur créant une gerbe électromagnétique non associée à une trace chargée.

  L'efficacité des trois coupures précédentes, sur les événements simulés de signal (h^0Z^0 et h^0A^0), est en moyenne supérieure à 98 %. Les événements restants sont principalement des désintégrations hadroniques de Z^0 (incluant celles avec retour radiatif sur le Z^0) et des paires de $W^\pm$ et de Z^0 quand $\sqrt{s}$ est supérieur aux seuils de production respectifs.

- Élimination des événements de retour radiatif sur le Z^0 et des processus à quatre fermions à énergie manquante :
  La majorité des γ de retour radiatif sont émis à petit angle le long de l'axe du faisceau. Pour ceux émis à grand angle, si un γ de plus de 30 GeV est détecté par un des calorimètres électromagnétiques de DELPHI, l'événement est rejeté. En effet, il est très rare qu'un tel photon soit produit dans la fragmentation d'un jet de quark car l'énergie moyenne du photon dur de bremsstrahlung est de 54,6 GeV à 161 GeV et de 61,8 GeV à 172 GeV dans le centre de masse.
  Les événements de retour radiatif sur le Z^0 où le γ a été émis dans le tube à vide, présentent de l'énergie manquante dans la direction du faisceau. On effectue un ajustement contraint des quadri-vecteurs impulsion des jets afin d'assurer la conservation de l'énergie-impulsion totale de l'événement, en supposant qu'un objet de masse nulle a été perdu dans le tube à vide. On peut ainsi évaluer la valeur de l'impulsion $\overrightarrow{p_\gamma}$ de l'objet perdu. On rejette également l'événement si l'énergie de la particule perdue est supérieure à 30 GeV.
  Connaissant l'impulsion $\overrightarrow{p_\gamma}$ et l'énergie E_γ du photon rayonné (qu'il soit reconstruit dans le détecteur ou bien perdu dans la chambre à vide) on peut connaître l'énergie effective $\sqrt{s'}$, à laquelle a lieu l'annihilation e^+e^-, par la formule :

  $$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - \overrightarrow{p_\gamma}^2} \tag{3.11}$$

  Les distributions de la variable $\sqrt{s'}$ sont représentées pour les données et les processus standards aux énergies du centre de masse de 161 et 172 GeV dans la figure 3.13.
  À plus basse énergie ($\sqrt{s}$=133 GeV) l'énergie moyenne du photon dur rayonné est de 35 GeV. Cela rend plus difficile l'élimination des événements de bruit de fond et la coupure sur l'énergie du γ est abaissée à 20 GeV dans les régions à l'avant ($\theta \leq 20^o$).
  Les pourcentages d'événements de retour radiatif sur le Z^0 restants dans le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\overline{q}$ après coupures (incluant aussi la sélection hadronique) sont donnés dans le tableau 3.4, pour les quatre énergies utilisées. Les coupures qui suivent et celles plus spécifiques à

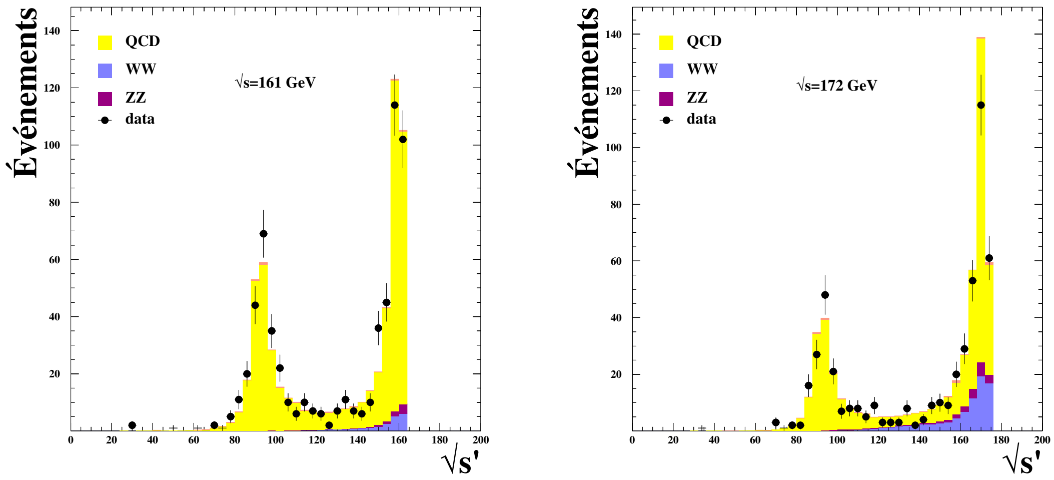


Figure 3.13: Distribution de l'énergie effective dans le centre de masse des collisions e^+e^-à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV.

chaque analyse réduisent à moins de 1 % ce taux d'événements parmi les événements sélectionnés. En ce qui nous concerne, le principal problème que pose ce processus provient d'événements avec un gluon dur émis par un quark et un photon dur de bremsstrahlung qui s'est matérialisé dans le détecteur, formant un jet.

$\sqrt{s}$	130-136 GeV	161 GeV	172 GeV	183 GeV
	8,2 %	4,8 %	3,8 %	2,9 %

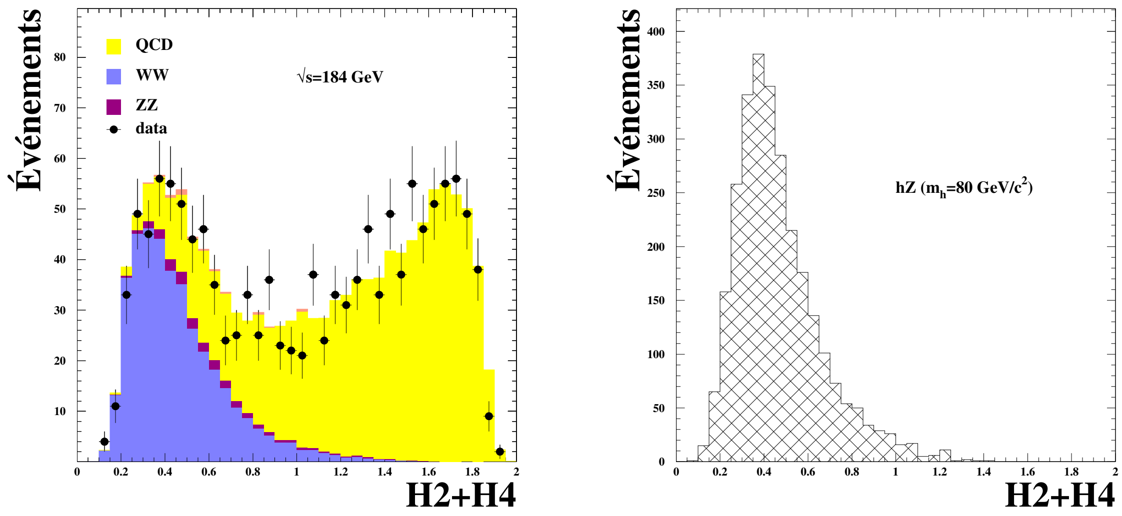
Tableau 3.4: Pourcentage des événements de retour radiatif restant parmi les événements QCD après coupures.

- Sélection des événements quatre jets :
  Son but est d'éliminer principalement les événements qui sont naturellement formés de deux ou trois jets et que l'on a forcés à quatre jets. Parmi les événements QCD restants, après élimination des événements de retour radiatif sur le Z^0, beaucoup sont composés de deux ou trois jets ; le troisième jet peut être initié par un photon dur qui s'est matérialisé dans la matière.
  - pour éliminer une partie de ces événements, on utilise des "variables de forme" qui distinguent les topologies à deux, trois et quatre jets, comme les moments de Fox-Wolfram, qui sont définis de la manière suivante [86] :

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|p_i||p_j|}{E_{vis}^2} P_l(cos\theta_{ij}) \qquad (3.12)$$

où P_l sont les polynômes de Legendre de degré l et où θ_{ij} est l'angle entre les particules i et j. Les rapports H_l/H_0 varient entre 0 et 1. Pour un événement formé de deux jets, émis dans des directions opposées, les moments d'ordre pair (normalisés par rapport à H_0 sont proches de 1). Pour des événements multi-jets les valeurs de ces moments sont, au contraire, plus proches de 0. Nous n'avons pas utilisé les moments d'ordre impair car ils distinguent moins bien les topologies à deux ou trois jets de celles à quatre jets.

Sur la figure 3.14(a) on a comparé les distributions de la somme des moments du second et du quatrième ordre, normalisés par rapport au moment d'ordre 0 (H_o), mesurées dans les données enregistrées en 1997 et dans la simulation, après élimination des événements de retour radiatif sur le Z^0. La figure 3.14(b) donne cette distribution pour un signal $e^+e^- \to h^0Z^0 \to$ 4jets. Une coupure à 1,1 est appliquée, dans la suite, sur cette variable.



(a) (b)

Figure 3.14: Distribution de la somme normalisée des moments de Fox-Wolfram du 2^{nd} et du $4^{ième}$ ordre obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=184 GeV (a) et pour un signal de quatre jets (h^0Z^0 m_{h^0}=80 GeV/c^2) (b).

- une coupure sur le thrust de l'événement est aussi appliquée. Le thrust[5] est une quantité qui varie entre 0 et 1. Les valeurs proches de 1 indiquent que l'événement est plutôt formé de deux jets qui sont émis en opposition. La figure 3.15 montre la différence entre des événements à deux jets issus du bruit de fond $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to q\overline{q}$ et des événements contenant naturellement quatre jets tels que les paires de $W^\pm$ ou un signal h^0Z^0 (données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV).
- afin d'éliminer de "faux" événements multi-jets hadroniques dont un des jets peut être formé par un photon isolé, ou par un photon qui s'est matérialisé dans la matière du détecteur, on a demandé que la masse des jets soit supérieure à 1,5 GeV et que chaque jet contienne au moins une trace chargée.

161 GeV	données	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$	autres	h^0Z^0 m_{h^0}=60 GeV/c^2	h^0A^0 $m_{A^0} = 55$ GeV/c^2 $\tan\beta = 20$
av. pré-sél.	2567	1409	30,6	16,5	998	100 %	100 %
ap. pré-sél.	81	75,1	15,6	5,5	1,0	92,5 %	90,1 %

Tableau 3.5: Nombre d'événements restants après les coupures de présélection pour la luminosité de 10,03 pb^{-1} enregistrée à $\sqrt{s}$=161 GeV.

[5] thrust = $\max \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$

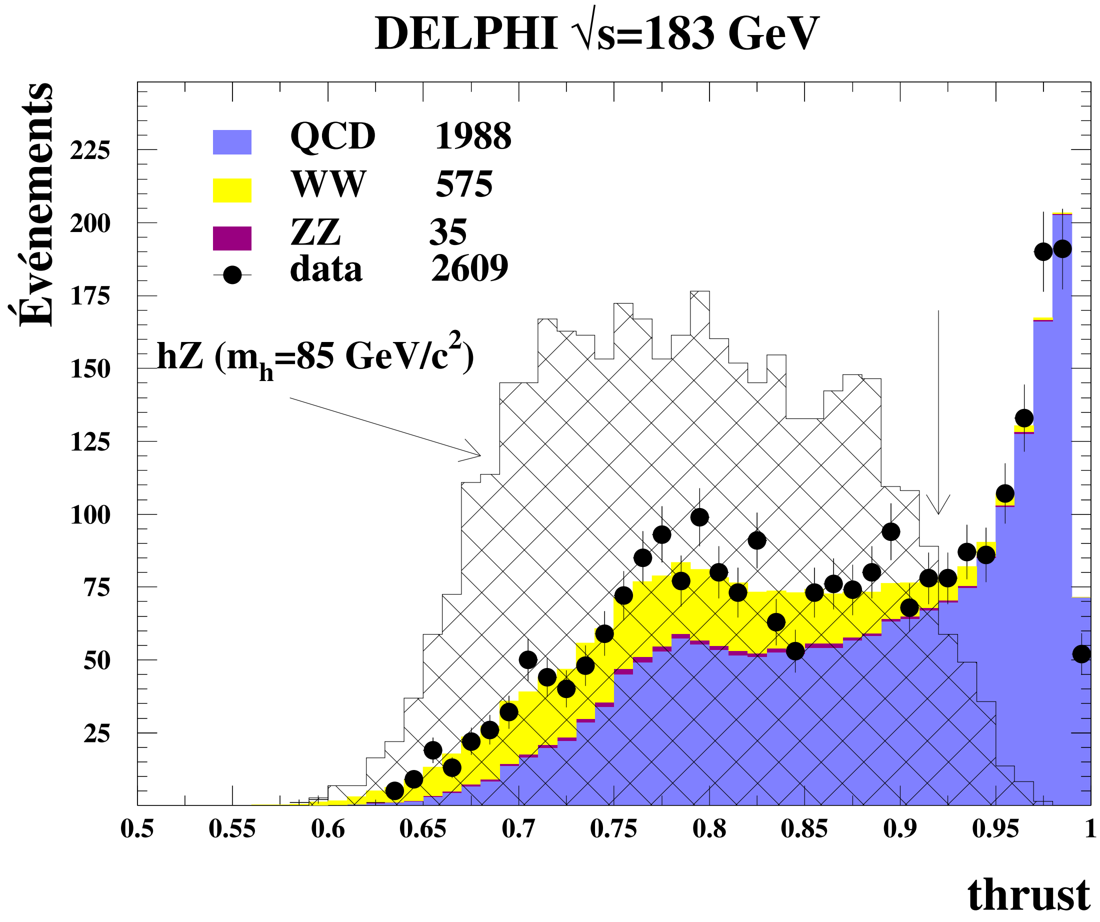


Figure 3.15: Distribution de la variable de thrust pour les données enregistrées à l'énergie $\sqrt{s}$=183 GeV. Les différentes composantes issues des processus standards sont indiquées. On peut distinguer, parmi les événements QCD, ceux formés de deux jets en opposition (thrust proche de 1) et les événements multi-jets ou les événements de retour radiatif sur le Z^0 caractérisés par un "boost" du Z^0. La distribution attendue pour un signal h^0Z^0 (m_{h^0}=85 GeV/c^2) est représentée par l'histogramme hachuré. La flèche verticale indique la valeur de la coupure appliquée.

Les performances de la présélection pour chaque énergie dans le centre de masse, sont résumées dans les tableaux 3.5, 3.6 et 3.7.

172 GeV	données	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$	autres	h^0Z^0 m_{h^0}=70 GeV/c^2	h^0A^0 m_{A^0} = 60 GeV/c^2 $\tan\beta = 20$
av. pré-sél.	2219	1149	118,8	36,5	920	100 %	100 %
ap. pré-sél.	119	55	59,2	11,2	0,3	92 %	92 %

Tableau 3.6: Nombre d'événements restants après les coupures de présélection pour la luminosité de 10,02. pb^{-1} enregistrée à $\sqrt{s}$=172 GeV.

183 GeV	données	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$	autres	h^0Z^0 m_{h^0}=80 GeV/c^2	h^0A^0 $m_{A^0} = 65$ GeV/c^2 $\tan\beta = 20$
av. pré-sél.	8112	5056,5	746,7	55,5	4685	100 %	100 %
ap. pré-sél.	606	237	367	19,1	4,1	91,9 %	92 %

Tableau 3.7: Nombre d'événements restants après les coupures de présélection pour la luminosité de 53,95 pb^{-1} enregistrée à $\sqrt{s}$=183 GeV.

3.5 Conclusions

La présélection des événements à quatre jets permet de réduire le lot de données intéressantes pour nos analyses de plus d'un facteur 10. Elle permet également d'uniformiser la sélection des données vis à vis des coupures appliquées dans la simulation des événements. Par exemple en 1997 (tableau 3.7), la sélection des événements "hadroniques" par le programme de reconstruction DELANA comporte une coupure sur l'énergie transversale totale de l'ordre de 20 GeV (absente dans la simulation) qui explique le déficit de 20 % observé avant la présélection.
En ce qui concerne les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 GeV on peut constater un déficit ($\sim$ 10 %) dans les données après la présélection, dû en partie à quelques RUNS pendant lesquels certains secteurs de la TPC ne marchaient pas (5 % des données) et à d'autres causes. On espère une rectification de ce désaccord au prochain "reprocessing" des données.

Chapitre 4

Qualité des données enregistrées et résolution en masse

Dans ce chapitre, nous présentons les vérifications sur l'accord entre les données et les simulations utilisées, concernant la mesure de l'énergie et de la direction des jets. Ces études ont été rendues nécessaires pour s'assurer que les résolutions obtenues sur la masse du boson de Higgs, dans les canaux h^0Z^0 et h^0A^0 avec des événements simulés seraient bien reproduites par un signal présent dans les données.
Par ailleurs, nous donnons les résultats d'une analyse proposée par ALEPH en 1995, dans les états finals à quatre jets, qui nous a également conduit à comparer la résolution obtenue sur la masse d'objets lourds produits dans des événements de simulation à celle des données enregistrées par le détecteur DELPHI.

4.1 Résolution en énergie et en masse

4.1.1 Position du problème

Les résolutions sur la masse du Higgs (canaux h^0Z^0 et h^0A^0) sont évaluées sur des événements simulés. Une vérification possible des performances attendues consiste à comparer les résolutions obtenues sur des signaux physiques présents dans les données aux valeurs prédites par les simulations. Pour cela nous avons utilisé la production des paires de $W^{\pm}$. Cependant, avant de comparer les spectres de masse, nous nous sommes intéressés à la mesure de l'énergie des jets.

4.1.2 Mesure de l'énergie des jets

4.1.2.1 Événements à quatre jets sélectionnés à haute énergie

La procédure de correction des quadri-vecteurs énergie impulsion des jets qui est décrite dans le paragraphe 3.3.2 permet, dans le cas des événements où quatre jets de particules ont été reconstruits, de mieux estimer la direction et l'énergie des jets de particules produits en tenant compte des erreurs de mesure des traces dans le détecteur et en imposant la conservation de l'énergie et de l'impulsion totales dans chaque événement.
Dans un premier temps, sur la figure 4.1, nous vérifions que le comportement de l'algorithme est similaire pour les données et la simulation, en comparant le spectre en énergie des jets, avant et après correction. Cette comparaison concerne les événements enregistrés à haute énergie, contenant au moins quatre jets, sélectionnés pour la recherche du boson de Higgs (voir le paragraphe 3.4) soit un total de 606 événements.

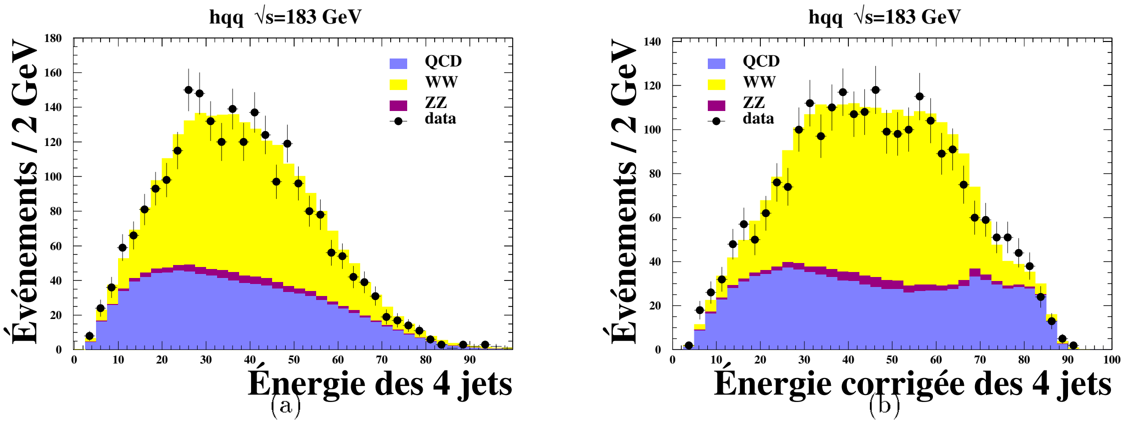


Figure 4.1: Distribution de l'énergie mesurée (a) et de l'énergie corrigée (b) des quatre jets reconstruits dans les 606 événements sélectionnés à $\sqrt{s}$=183 GeV pour la recherche du boson de Higgs dans les canaux à 4 jets. Les différentes contributions issues des processus standards sont indiquées dans la légende.

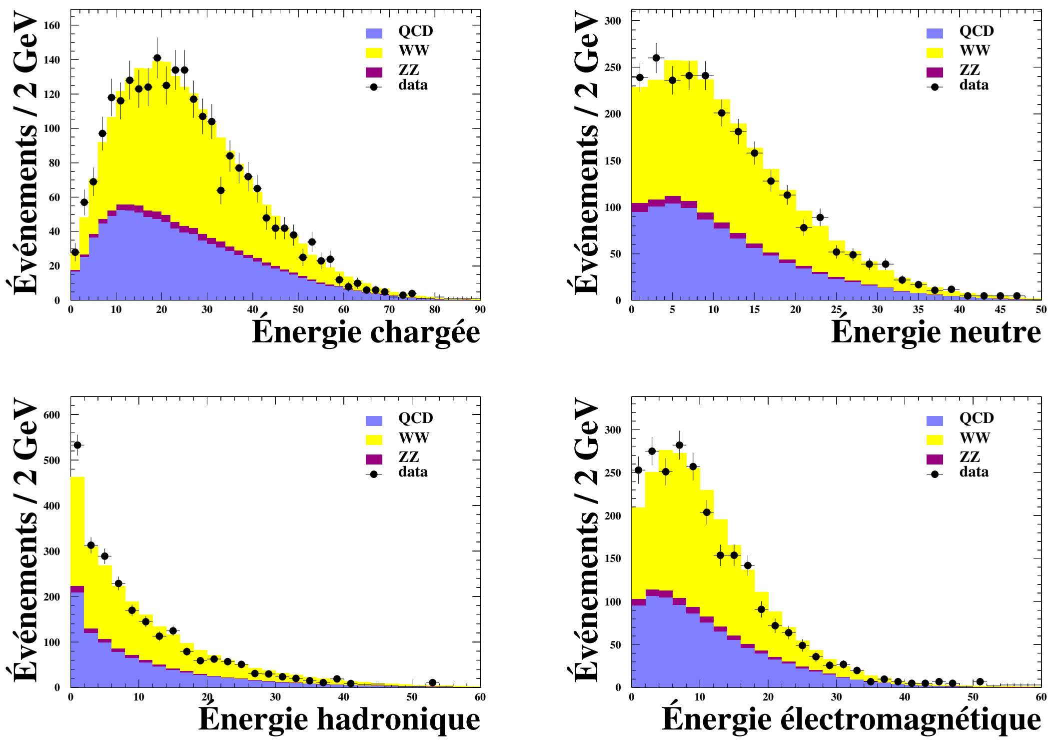


Figure 4.2: Distribution, pour les 606 événements à quatre jets sélectionnés à $\sqrt{s}$=183 GeV, de l'énergie chargée, neutre, électromagnétique et hadronique des jets. La contribution de chaque processus standard est indiquée dans la légende.

Des comparaisons plus détaillées sur la nature de l'énergie des jets (énergie neutre, énergie chargée, énergie électromagnétique mesurée par les calorimètres électromagnétiques HPC, FEMC et STIC, et énergie hadronique mesurée par les calorimètres hadroniques (du tonneau et des bouchons du détecteur DELPHI)) ont été faites. La figure 4.2 montre l'accord obtenu. On peut remarquer le décalage systématique

vers les basses valeurs de l'énergie électromagnétique des jets dans les données. Cet effet est sans doute dû à un problème de calibrage de la HPC qui a été repéré dans les données enregistrées en 1997. Ceci ne nous affectera pas car nous n'utilisons pas spécifiquement cette variable dans nos analyses.
À $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV un accord données/simulation comparable a été trouvé, mais les fluctuations statistiques sont plus importantes (74 et 120 événements sélectionnés à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV respectivement).

4.1.3 Étude de la reconstruction de la masse des $W^{\pm}$ à $\sqrt{s}$=183 GeV. Résolution intrinsèque

4.1.3.1 Distribution de la masse des $W^{\pm}$

Le processus $e^+e^- \to W^+W^-$ est la seule réaction de production d'objets lourds, qui se désintègrent en hadrons, dont la section efficace est assez grande pour fournir un lot d'événements suffisant pour cette étude, compte tenu de la luminosité. À $\sqrt{s}$=183 GeV, environ 360 paires de $W^{\pm}$ ont été enregistrées par le détecteur DELPHI. À $\sqrt{s}$=172 GeV, seulement une cinquantaine de paires de $W^{\pm}$ ont été produites. Pour reconstruire la masse des $W^{\pm}$il faut, comme pour tous les canaux à 4 jets, associer les jets deux à deux. Dans le cas de la production d'une paire de $W^{\pm}$, les deux objets ont la même masse. Il n'y a donc que trois appariements possibles des jets. La bonne combinaison est *a priori* celle qui minimise la différence entre les masses reconstruites des deux objets. Les systèmes d'indices (i,j) et (k,l) représentent les indices des jets formant le W^+et le W^-.
Une mesure de la masse du $W^{\pm}$ est alors donnée par :

$$m_{W^{\pm}} = \frac{m_{ij} + m_{kl}}{2} \tag{4.1}$$

où m_{ij} et m_{kl} sont les masses invariantes des systèmes de jets (i,j) et (k,l) calculées en prenant les quadri-impulsions corrigées des jets. La figure 4.3 montre la distribution de la somme des masses $m_{ij} + m_{kl}$, obtenue pour une sélection de 606 événements dans les données à $\sqrt{s}$=183 GeV. L'efficacité de sélection des paires de $W^{\pm}$ est de 92 % à ce niveau.
Pour obtenir les distributions représentées sur la figure 4.3 on n'applique aucune coupure destinée à supprimer les événements QCD afin de ne pas réduire le nombre de paires de $W^{\pm}$ sélectionnées (367). En contrepartie le fond QCD doit être pris en compte dans le spectre de masse.
Dans l'étude du canal h^0Z^0, on utilisera le plus souvent comme estimateur de la masse du Higgs le résultat d'un ajustement cinématique à cinq contraintes dans lequel, outre la conservation de l'énergie impulsion totale de l'événement, on impose une cinquième contrainte sur la masse du dijet associé à la désintégration du Z^0(voir le chapitre 6).
Dans le cas de la production d'une paire de $W^{\pm}$ on peut se rapprocher de ce cas de figure en imposant l'égalité des masses des deux dijets formant le W^+ et le W^-. Cependant, cette procédure ne tient pas compte de la largeur des $W^{\pm}$ce qui se justifie partiellement par le fait que la résolution sur les masses individuelles des dijets n'est pas négligeable devant la largeur $\Gamma_{W^{\pm}}$ (cette perte de résolution sur les masses des dijets est un effet de l'ajustement cinématique contraint des quadri-vecteurs énergie impulsion des jets).
On fait le choix de la combinaison (parmi les trois possibles) en prenant la solution qui minimise la valeur du χ^2 donnée par l'ajustement. La figure 4.4 représente la distribution de cet estimateur de la masse des $W^{\pm}$.

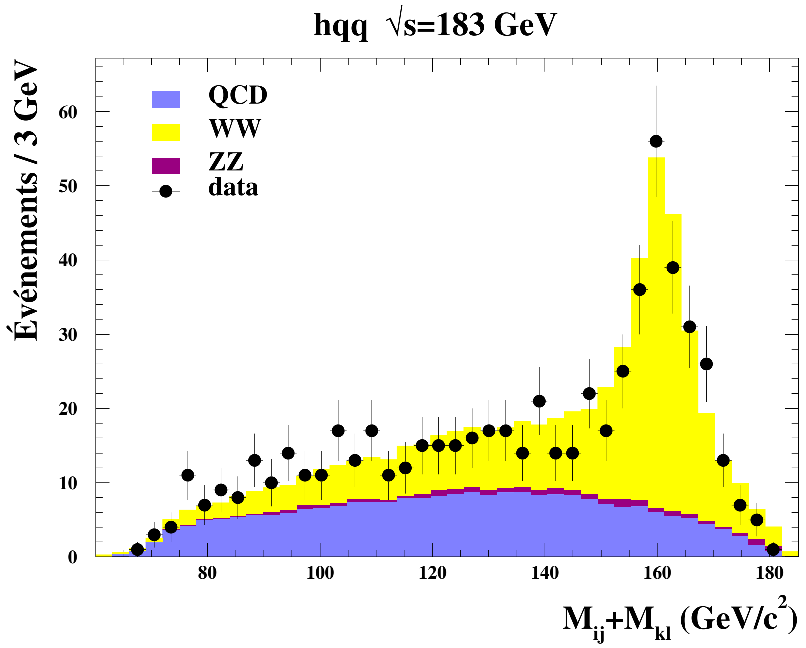


Figure 4.3: Distribution de la somme des masses des dijets dont la différence de masse est minimum, obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV. L'efficacité de sélection des processus $e^+e^- \to W^+W^- \to q_1\overline{q_2}q_3\overline{q_4}$ est de 92 %. Les conventions utilisées pour représenter les différentes composantes sont données dans la légende.

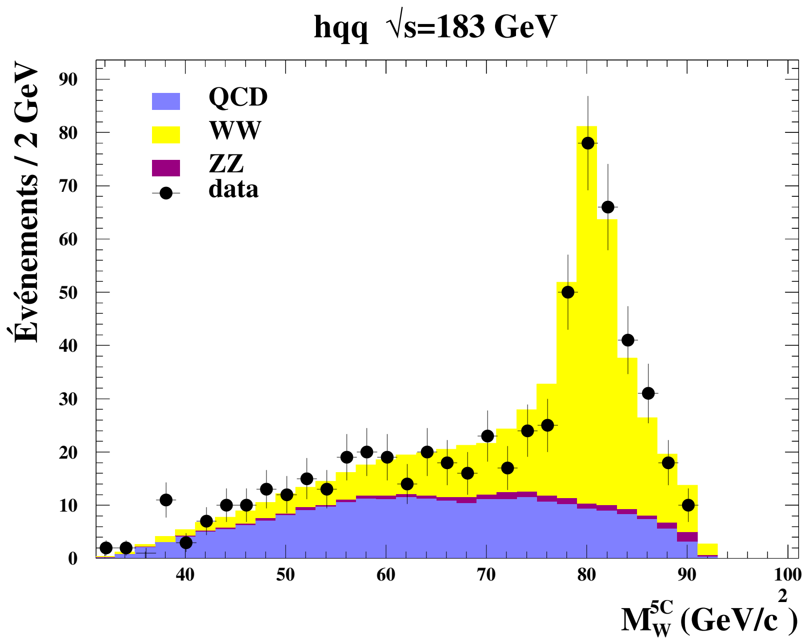


Figure 4.4: Distribution de la masse du $W^\pm$ ajustée, en ayant imposé comme contrainte, l'égalité des masses des deux sous-systèmes formant le W^+ et le W^-.

Rappelons que notre but n'est pas de faire ici une mesure précise de la masse des $W^{\pm}$mais de détecter, sur un signal physique de production de deux objets lourds, les différences éventuelles entre les données et les événements de simulation, dues aux contraintes imposées sur la masse des dijets quand on corrige l'impulsion des jets. En l'occurrence, aucune différence notoire n'a été observée sur les paires de $W^{\pm}$. L'accord entre les données et les événements de simulation, concernant les deux manières d'évaluer la masse du $W^{\pm}$, est identiquement bon dans les deux cas.

La dernière comparaison, faite sur la reconstruction de la masse des $W^{\pm}$, concerne la façon dont on effectue la correction des quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets. Nous avons vu, dans le paragraphe 3.3.2, qu'il existe deux manières d'imposer la conservation de l'énergie et de l'impulsion totales de l'événement : ou bien la direction des jets mesurés reste inchangée, ou bien elle peut varier autour de la valeur mesurée. La figure 4.5 montre le spectre de la somme des masses $m_{ij} + m_{kl}$ (le système (i,j) (k,l) est celui qui rend minimum $|m_{ij} - m_{kl}|$), quand m_{ij} et m_{kl} sont les masses invariantes des dijets, calculées avec les quadri-vecteurs impulsion des jets où seule la norme est corrigée. Le spectre analogue, fabriqué à partir des quadri-vecteurs corrigés selon la seconde méthode, est représenté sur la figure 4.3. L'accord entre les données et les événements de simulation semble légèrement meilleur dans le second cas. De plus l'appariement des jets, pour remonter aux dijets formant le W^+ et le W^-, semble également meilleur car le nombre d'événements dont la masse reconstruite est dans la queue de la distribution est plus faible.

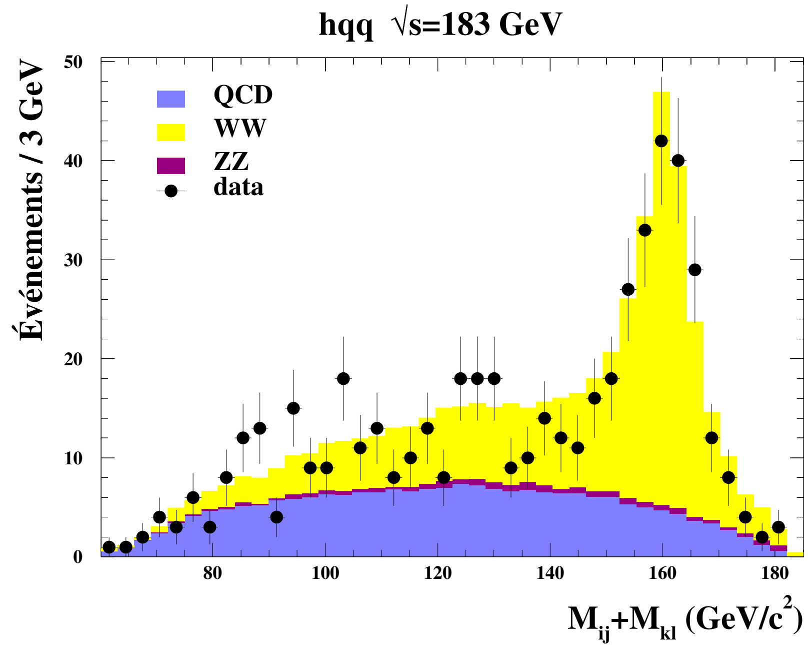


Figure 4.5: Distribution de la somme des masses des dijets dont la différence de masse est minimum, obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV. Les masses des dijets ont été calculées à partir des quadri-vecteurs énergie impulsion des jets corrigés de telle manière que la direction de ces derniers reste inchangée.

4.1.3.2 Résolution sur la masse du $W^{\pm}$ mesurée dans les données à $\sqrt{s}$=183 GeV et dans les événements de simulation

Nous avons mesuré la résolution intrinsèque sur la masse reconstruite du $W^{\pm}$, obtenue par un ajustement cinématique à cinq contraintes des quadri-vecteurs énergie impulsion des jets, décrit dans le paragraphe

précédent. La figure 4.4 donne l'image du spectre obtenu où apparaissent clairement deux composantes : un pic de masse centré autour de la masse du $W^{\pm}$ situé au dessus d'un fond combinatoire. La largeur du pic de masse résulte de la convolution de la largeur naturelle du $W^{\pm}$ décrite par une fonction de Breit-Wigner de largeur $\Gamma_{W^{\pm}}$ avec la fonction de résolution du détecteur. Si on suppose que la fonction de résolution du détecteur est représentée également par une fonction de Breit-Wigner de largeur Γ, alors la convolution des deux fonctions de Breit-Wigner sera aussi décrite par une fonction du même type, de largeur $\Gamma_{W^{\pm}} + \Gamma$ où $\Gamma_{W^{\pm}} = 2,07$ GeV. Par ailleurs, la distribution du fond est ajustée avec un polynôme du second degré.
On remarque que, étant donné la faible statistique des données, l'ajustement est sensible aux fluctuations statistiques, en particulier dans la queue du spectre. On a déterminé la forme du fond combinatoire (W^+W^-+ QCD $+Z^0Z^0$) sur les événements de simulation, puis cette paramétrisation a été appliquée au spectre des données, à un facteur de normalisation près (0,96 $\pm$ 0,07 trouvé par l'ajustement). Au lieu de six paramètres à ajuster, il n'y en a que quatre, ce qui réduit l'erreur sur ces derniers. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.1.
Une mesure plus précise de la largeur du $W^{\pm}$ a également été obtenue à partir du seul canal $e^+e^- \to W^+W^-$.

	Γ	$m_{W^{\pm}}$
données à $\sqrt{s}$=183 GeV	2,74 $\pm$ 0,66 GeV	81,05 $\pm$ 0,28 GeV/c^2
Événements de simulation (QCD,W^+W^-, $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$)	2,66 $\pm$ 0,21 GeV	80,44 $\pm$ 0,04 GeV/c^2
Événements de simulation W^+W^-	2,77 $\pm$ 0,13 GeV	80,48 $\pm$ 0,03 GeV/c^2

Tableau 4.1: Valeur de la résolution sur la masse reconstruite des $W^{\pm}$ après avoir appliqué un ajustement cinématique à 5 contraintes. La valeur centrale de la masse du $W^{\pm}$ est aussi donnée ; celle utilisée dans la simulation est $m_{W^{\pm}}^{\text{générée}} = 80,35\,\mathrm{GeV}/c^2$.

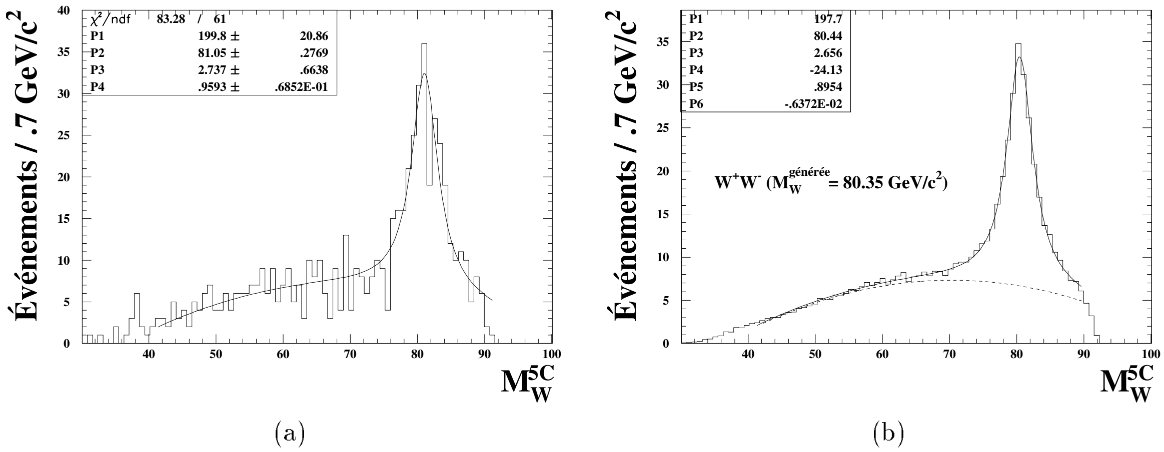


Figure 4.6: (a) Distribution de la masse des $W^{\pm}$ obtenue par un ajustement cinématique contraint des quadri-vecteurs énergie impulsion des jets, dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV, composées de 367 événements W^+W^-, 237 événements QCD et 19 événements Z^0Z^0. (b) Distribution identique obtenue pour les événements de simulation. La courbe en trait pointillé indique la contribution du fond combinatoire, paramétrisée par un polynôme du second degré. Les paires de $W^{\pm}$ ont été simulées pour une masse $m_{W^{\pm}} = 80,35\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Les résultats sont donnés dans le tableau 4.1. La figure 4.6 montre le résultat de l'ajustement pour les

données et les événements de simulation (W^+W^-, QCD et Z^0Z^0).
La valeur de la masse du $W^\pm$ obtenue par un ajustement de la distribution de masse donne un résultat qui diffère par deux sigmas de la valeur mesurée par LEP, dans le canal de désintégration hadronique, avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV [16].

$$\mathrm{m}_{\mathrm{W}^\pm}^{\mathrm{LEP}} = 80,40 \pm 0,15\,\mathrm{GeV}/c^2$$

Cependant, l'évaluation de l'énergie dans le centre de masse des collisions e^+e^- enregistrées par DELPHI, était incorrecte au moment où nous avons effectué cette mesure. La valeur moyenne de l'énergie dans le centre de masse des collisions délivrée par le LEP est de 182,7 GeV au lieu de 183,2 GeV. Si on considère que la dépendance de la masse du $W^\pm$ obtenue par un ajustement à cinq contraintes est linéaire avec cette énergie alors la valeur mesurée devient : $80,80 \pm\ 0,28$ GeV/c^2. De plus il faut corriger cette valeur du décalage entre la valeur centrale obtenue avec les événements simulés W^+W^- et la valeur de la masse du $W^\pm$ ($\mathrm{m}_{\mathrm{W}^\pm} = 80,35$) GeV/$c^2$ utilisée dans la simulation.
Finalement, on obtient une masse du $W^\pm$ égale à : $\mathrm{m}_{\mathrm{W}^\pm} = 80,67\ \pm 0,28$ GeV/c^2. L'écart avec la valeur moyenne obtenue en combinant les valeurs données par les Collaborations du LEP est donc inférieur à un écart standard.

4.1.4 Conclusion

La détermination de la résolution intrinsèque sur la masse reconstruite des $W^\pm$ obtenue à l'issue d'un ajustement cinématique contraint (identique à celui utilisé dans la recherche du canal h^0Z^0) a conduit à des résultats similaires pour les données et les événements de simulation. Cet exercice, mené sur la masse des $W^\pm$, permet de conforter les résultats obtenus à partir de la simulation pour la masse reconstruite du boson de Higgs dans le canal h^0Z^0. D'autres exercices sur des différences éventuelles entre les données enregistrées à haute énergie et les événements de simulation, dans l'étude des signaux à quatre jets de particules ont été effectués dans le cadre d'une analyse proposée par la Collaboration ALEPH.

4.2 L'analyse inspirée par ALEPH

Cette analyse à laquelle j'ai participé dans le groupe d'Orsay, sort du cadre strict de la recherche des bosons de Higgs dans les canaux à quatre jets, mais en est proche par le thème, à savoir l'étude d'événements multi-jets.
De nombreuses études ont été effectuées dans ce cadre (recherche d'un excès de kaons chargés et de kaons neutres [88], étude détaillée des événements QCD) dont nous ne parlerons pas.
Nous n'aborderons dans la suite que les principales études faites dans le cadre d'un groupe de travail mis en place au CERN regroupant les quatre Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, dont j'ai été le rapporteur à la conférence de Moriond QCD en 1997. [89]

4.2.1 "Historique"

Les données enregistrées en 1995 à $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV par la Collaboration ALEPH ont fait l'objet d'une recherche d'objets lourds produits par paires, se désintégrant en hadrons. À l'origine l'analyse était motivée par la recherche du boson de Higgs dans le cadre du modèle MSSM (canal de production h^0A^0).
Un excès d'événements à 4 jets a été observé par ALEPH [87] (16 événements alors que 8,6 étaient attendus à partir des processus standards). Cet excès avait pour principale caractéristique de produire une accumulation autour de 105 GeV/c^2, dans le spectre de la somme des masses des dijets, pour la combinaison qui rend minimum la différence de masse. Cela correspondrait à la production de deux particules ayant une masse voisine de 50-55 GeV/c^2.
Les données enregistrées en 1996 à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV ont été analysées de manière semblable et ont conduit à des événements supplémentaires autour de 105 GeV/c^2 (en fait principalement pour celles collectées à $\sqrt{s}$=161GeV).
Le tableau 4.2 compare les nombres d'événements sélectionnés par ALEPH aux valeurs attendues. Dans ce tableau, nous donnons le nombre d'événements total ainsi que celui des événements situés dans une fenêtre en masse centrée autour de 105 GeV/c^2.

	$\sqrt{s}$ (GeV)	ALEPH données/simulation
total	133	16/8,3
105 ± 4 GeV/c^2		9/0,8
total	161	8/8,2
105 ± 4 GeV/c^2		5/1,2
total	172	13/13,8
105 ± 4 GeV/c^2		3/1,8

Tableau 4.2: Nombre d'événements sélectionnés par la Collaboration ALEPH aux différentes énergies, dans l'analyse de recherche d'objets lourds produits par paires. Les deux séries de chiffres sont relatives à l'ensemble des événements et à ceux situés au voisinage de 105 GeV.

Le spectre en masse obtenu par ALEPH avec les données enregistrées en 1995 (5,7 pb^{-1} à $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV) est représenté sur la figure 4.7 (en haut à gauche). Le même spectre obtenu avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 GeV en 1996 est représenté sur la figure 4.7 (en haut à droite). Enfin, la figure 4.7 (en bas) regroupe les résultats d'ALEPH aux trois énergies (130-136, 161 et 172 GeV).

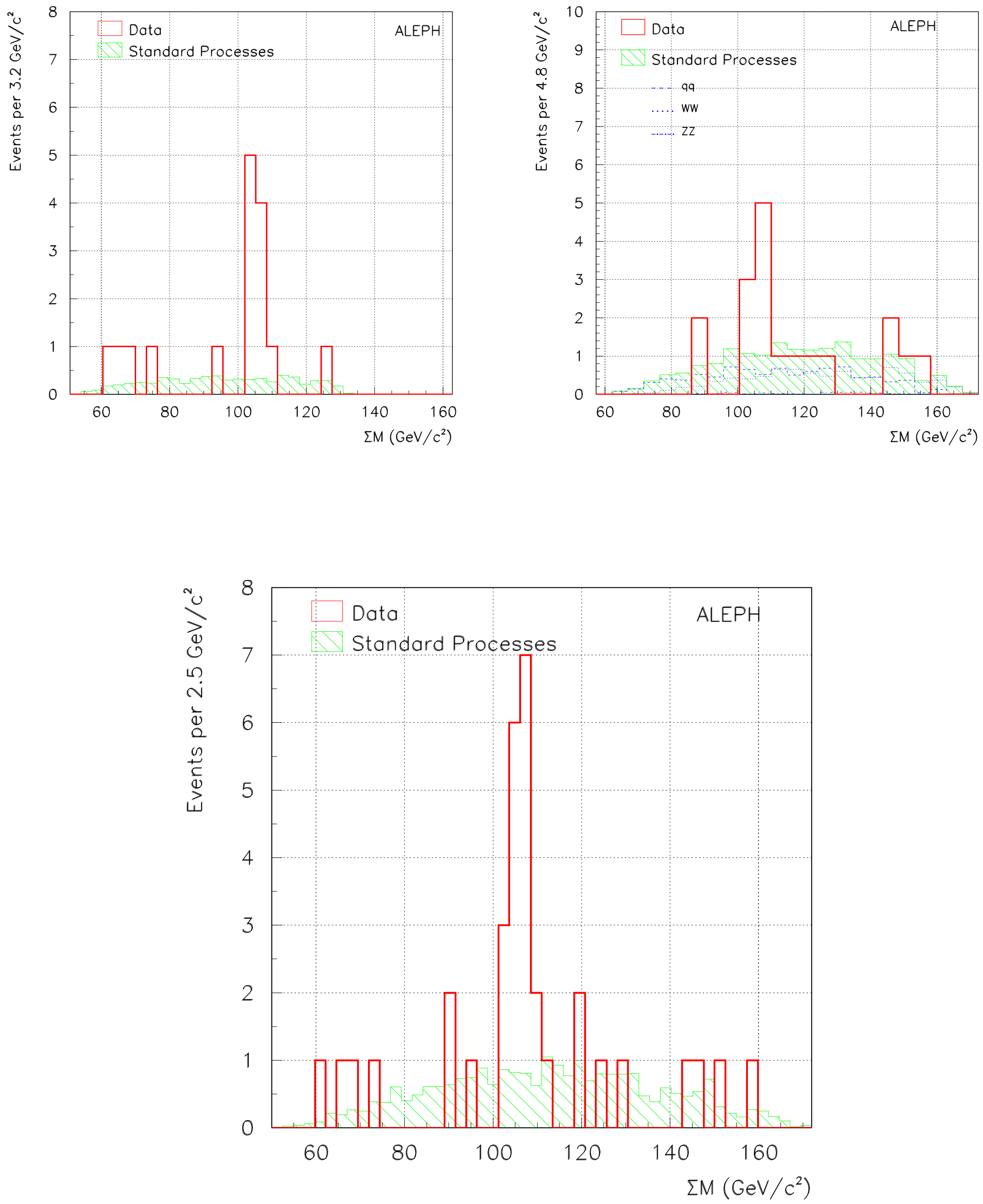


Figure 4.7: (Haut gauche) : distribution de la somme des masses des dijets pour la combinaison qui minimise la différence de masse, obtenue avec les données enregistrées par ALEPH à $\sqrt{s}$=130-136 GeV (5,7 pb^{-1}). (Haut droit) : même distribution à $\sqrt{s}$=161 GeV (11,0 pb^{-1}). (Bas) : même distribution pour la totalité des données enregistrées (27,3 pb^{-1} à $\sqrt{s}$=130-172 GeV).

Les trois autres Collaborations, DELPHI, L3 et OPAL ont effectué une analyse similaire à celle proposée par ALEPH, qui n'a confirmé ni l'excès ni l'accumulation en masse. Il a été décidé de combiner les résultats obtenus par les expériences afin d'augmenter la signification statistique. La figure 4.8 donne le spectre de la somme des masses des dijets pour les événements sélectionnés par les Collaborations DELPHI, L3 et OPAL, dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=130, 136, 161 et 172 GeV [91]. La figure 4.10 représente, dans le même format, le résultat obtenu par ALEPH.

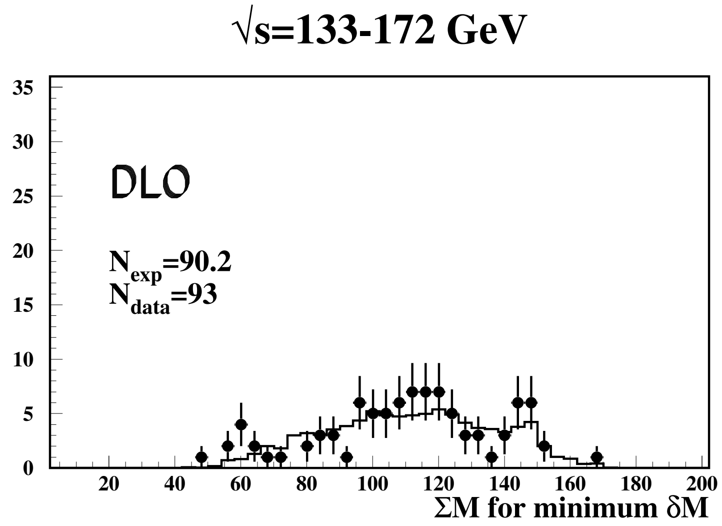


Figure 4.8: Distribution de la somme des masses des dijets pour la combinaison qui minimise la différence de masse, obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=130-136 GeV (16,1 pb^{-1}), $\sqrt{s}$=161 GeV (30,8 pb^{-1}) et $\sqrt{s}$=172 GeV (30,5 pb^{-1}) par les Collaborations DELPHI, L3 et OPAL.

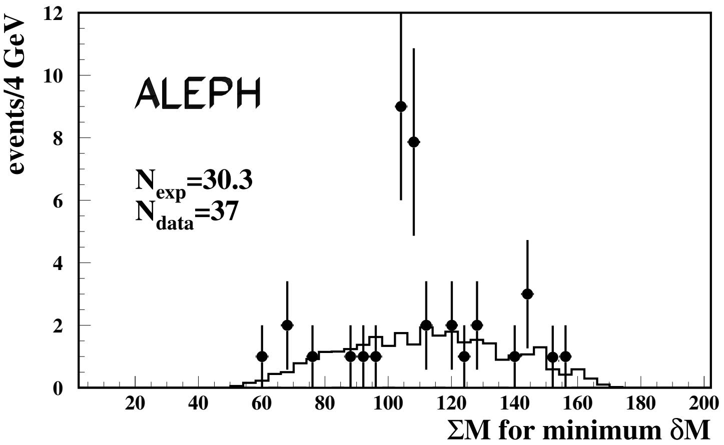


Figure 4.9: Distribution de la somme des masses des dijets pour la combinaison qui minimise la différence de masse, obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=130-136 Gev (5,7 pb^{-1}), $\sqrt{s}$=161 GeV (11,0 pb^{-1}) et $\sqrt{s}$=172 GeV (10,6 pb^{-1}) par la Collaboration ALEPH.

Un groupe de travail chargé de combiner les résultats des quatre expériences a comparé les performances des différents détecteurs concernant la mesure des paramètres qui sont importants pour cette analyse tels que la résolution sur la reconstruction des masses et l'efficacité à un signal quatre jets (par exemple $e^+e^- \to 4$ jets). Aucune différence notoire n'a été trouvée [91] et il a été possible de définir une limite d'exclusion à 95 % de niveau de confiance sur un signal de production de paires d'objets lourds de masse égale, avec les résultats combinés des Collaborations DELPHI, L3 et OPAL.

$$\sigma \leq 0,6\text{pb} \quad \text{à} \;\; 95\ \%\ \text{C.L.} \tag{4.2}$$

Les résultats d'ALEPH de 1995 sont compatibles avec un signal ayant une section efficace de l'ordre de $\sigma = (2,3 \pm 0,6)$pb.

Nous donnons dans les paragraphes suivants la description de l'analyse faite avec les données de DELPHI. Nous parlerons ensuite des résultats obtenus avec les données enregistrées en 1997 durant laquelle une luminosité d'environ 6pb^{-1} a été délivrée, par expérience, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV, ce qui correspond à la même statistique que celle enregistrée en 1995. L'objectif de cette dernière prise de données était de vérifier si l'effet était reproductible et elle a permis d'infirmer l'existence d'un signal.

4.2.2 Description des coupures utilisées dans l'analyse

La sélection des événements proposée est celle d'une analyse de type h^0A^0 mais sans demander que les quarks soient étiquetés beaux.
Pour réduire le nombre d'événements de bruit de fond, par rapport à une analyse classique du canal h^0A^0 dans laquelle on utilise les techniques d'étiquetage des quarks b, on applique trois autres coupures topologiques. La ligne principale de cette analyse est la recherche de deux objets lourds de masses semblables, se désintégrant en hadrons.
À $\sqrt{s}$=130 ou 136 GeV les processus standards produits dans les collisions e^+e^- qui engendrent des états finals multi-jets sont issus de QCD ($e^+e^- \to Z^{0*} \to q\overline{q}gg$) et dans une moindre mesure de $e^+e^- \to Z^0/\gamma^*Z^0/\gamma^*$ où un γ^* peut se matérialiser en une paire de quarks dont l'angle d'ouverture est assez faible, conduisant alors à la construction d'un seul jet. La production de paires de $W^\pm$ est pratiquement négligeable à ces énergies.
Nous avons reproduit, avec les données enregistrées dans le détecteur DELPHI, l'analyse proposée par ALEPH sans en confirmer l'effet.
Les coupures[1] appliquées dans l'analyse faite avec les données de DELPHI sont[2] les suivantes :

- Sélection hadronique :
  - au moins 11 traces chargées,
  - $E_{\text{visible}} \geq 12\ \%\ \sqrt{s}$,
  - $E_{\text{chargée}} \geq 40\ \%\ \sqrt{s}$,
  - $E_{\text{électromagnétique}} \leq 70\ \%\ \sqrt{s}$.

  où E_{visible} est la somme de l'énergie des traces chargées et neutres, $E_{\text{chargée}}$ est la somme des énergies des traces chargées, et $E_{\text{électromagnétique}}$ est la somme des dépôts recueillis dans les calorimètres électromagnétiques (HPC, STIC et FEMC).

- Élimination des événements de retour radiatif sur le Z^0 :
  À $\sqrt{s}$=130 ou 136 GeV, environ 60 % des réactions d'annihilation e^+e^- ont lieu à une énergie de l'ordre de $\sqrt{s'} = m_{Z^0}$ à cause de l'émission de photons par l'électron et/ou le positon incidents. Nous rappelons qu'à $\sqrt{s}$=133 GeV, l'énergie moyenne des photons durs est de 35 GeV. Pour repérer ces processus, dans chaque événement, les particules sont regroupées de telle sorte que deux jets de particules soient reconstruits. On fait alors l'hypothèse qu'un objet de masse nulle qui est supposé représenter le photon de retour radiatif émis dans le tube du faisceau, a été perdu. On peut ainsi évaluer, connaissant les angles des deux jets reconstruits, l'énergie $E_\gamma^{\text{ajustée}}$ du photon.

[1] Les coupures proposées par ALEPH ont été légèrement modifiées dans l'analyse de DELPHI afin de tenir compte des différences de performances entre les détecteurs. Néanmoins la sensibilité à un signal de production de paires d'objets lourds est identique.

[2] La liste des coupures proposées par ALEPH peut être trouvée dans [87] et [91].

Quand deux photons durs sont rayonnés dans l'état initial, à l'opposé l'un de l'autre, cette méthode est bien souvent mise en échec.
Quand le photon a été rayonné dans l'acceptance du détecteur, il dépose son énergie dans un des calorimètres de DELPHI. Cependant il peut arriver que le photon se matérialise dans la matière du détecteur avant d'atteindre les calorimètres électromagnétiques. Il se produit alors une gerbe électromagnétique qui peut former, si elle est isolée, un jet de particules dont la principale caractéristique est de ne contenir que des particules (électrons, positons et photons) interagissant de manière électromagnétique. Cela revient à dire que la majorité de l'énergie de ces particules se déposera dans les calorimètres électromagnétiques.
Les coupures appliquées pour diminuer le nombre d'événements de retour radiatif sont donc :

- pas de dépôt neutre électromagnétique de plus de 20 GeV ; la coupure est abaissée à 10 GeV si le photon reconstruit est dans l'acceptance du STIC (le STIC est situé très près du faisceau, entre environ $1,6^o$ et $10,6^o$ par rapport à l'axe du faisceau), afin d'éliminer les photons de retour radiatif de faible énergie, par exemple ceux qui sont émis dans le cas de la double radiation,
- $\mathrm{E}_\gamma^{\mathrm{ajust\acute{e}e}} \leq 30\mathrm{GeV}$,
- la fraction d'énergie électromagnétique d'un jet doit être inférieure à 85 % de son énergie totale.

- Sélection des événements à quatre jets :
  - On reconstruit les jets avec l'algorithme de DURHAM en utilisant un paramètre de résolution dont la valeur minimale est égale à $\mathrm{y_{cut}} = 0,008$. Si plus de 4 jets sont reconstruits on augmente la valeur de ce paramètre jusqu'à ce que 4 jets seulement soient présents.
  - On effectue un ajustement cinématique contraint des quadri-vecteurs énergie impulsion des jets en imposant la conservation de l'énergie-impulsion pour l'ensemble de l'événement. Ensuite on s'assure que les facteurs de correction pour chacun des jets, définis par $r_i = \frac{p_i^{corrig\acute{e}e}}{p_i^{mesur\acute{e}e}}$, où p_i est la norme de l'impulsion du jet i, obéissent aux relations suivantes :
    * $0,5 \leq r_1 \leq 2$
    * $0,5 \leq r_2 \leq 2,5$
    * $0,5 \leq r_3 \leq 2,5$
    * $0,5 \leq r_4 \leq 3$

    Cela permet de supprimer des événements de retour radiatif ayant passé les coupures précédentes, mais dont la topologie est incompatible avec celle d'un “vrai” événement à 4 jets.
  - Les masses des dijets sont reconstruites. Dans l'hypothèse où deux objets lourds de masse égale sont produits, il existe trois possibilités d'associer les jets deux à deux. On va choisir la combinaison qui minimise la différence de masse entre deux dijets.

- Diminution du bruit de fond final :
  Trois coupures topologiques sont ensuite appliquées afin de diminuer principalement le bruit de fond QCD.
  - la masse minimale des dijets doit être supérieure à 17 % $\sqrt{\mathrm{s}}$. On effectue cette coupure pour diminuer la contribution des processus QCD où un gluon émis par un quark dans la direction de ce dernier, forme un dijet de masse relativement basse,
  - la somme des masses des deux jets les plus légers doit être supérieure à 9 GeV/c^2,
  - la somme des multiplicités chargées de deux jets doit être supérieure à 9 traces. Cette coupure ainsi que la précédente sont censées diminuer la contribution des événements multi-jets produits par le processus $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{Z^0}/\gamma^*\mathrm{Z^0}/\gamma^*$ où les γ^* peuvent former des jets de particules de basse multiplicité, et de basse masse.

- Suppression des paires de $W^{\pm}$:
  Aux énergies $\sqrt{s} \geq 160$ GeV, il est nécessaire d'appliquer des coupures sur les événements $e^+e^- \to W^+W^-$ basées sur le fait que la somme des masses des dijets formant le W^+ et le W^- doit être proche de $2m_{W^{\pm}}$. Pour obtenir une bonne réjection des paires de $W^{\pm}$on impose, pour les trois combinaisons, que la somme des masses des dijets soit inférieure à 150 GeV/c^2.

4.2.3 Résultats de DELPHI

Le tableau 4.3 donne le nombre d'événements à quatre jets que nous[3] avons sélectionnés dans les données enregistrées en 1995 à l'énergie $\sqrt{s}$=130-136 GeV, avant et après les trois dernières coupures, qui ont fait apparaître l'excès d'événements dans l'analyse d'ALEPH. On obtient un bon accord avec ce qu'on attend des processus standards. Le résultat des différentes coupures est détaillé dans [90]. On donne également l'efficacité de ces coupures sur un signal de h^0A^0.
Les figures 4.10(a) et (b) montrent les spectres de la somme des masses des dijets correspondant aux deux dernières étapes de la sélection.
Les données enregistrées en 1996 ont été analysées de la même manière. Un bon accord entre le nombre d'événements sélectionnés dans les données et celui attendu a été obtenu, comme le résume le tableau 4.4.

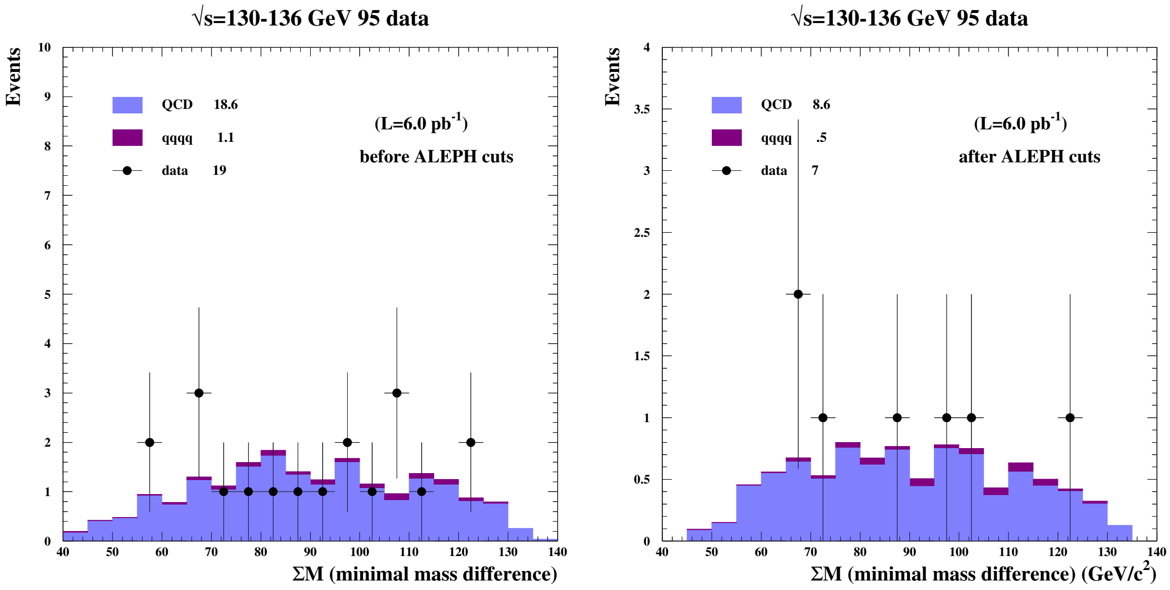
$\sqrt{s}$=130-136 GeV	Données	Total bruits de fond	QCD	4 fermions	$\epsilon_{h^0A^0}$
Événements à 4 jets avant les coupures	19	19,7 ± 0,9	18,6 ± 0,9	1,1 ± 0,07	60,0± 3 %
Événements à 4 jets après toutes les coupures	7	9,1 ± 0,6	8,6 ± 0,6	0,5 ± 0,05	50,0± 3,5 %

Tableau 4.3: Nombre d'événements à 4 jets sélectionnés dans les données enregistrées en 1995 à $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV avant et après les trois dernières coupures. Le bruit de fond "4 fermions" comprend uniquement le processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma^* Z^0/\gamma^*$. Le nombre d'événements attendus est en bon accord avec les valeurs mesurées. L'efficacité à un signal de référence h^0A^0 est donnée pour $m_{A^0} = M_{h^0} = 55\,\mathrm{GeV}/c^2$.

$\sqrt{s}$=161 GeV	Données	Total bruits de fond	QCD	4 fermions	$\epsilon_{h^0A^0}$
Événements à 4 jets	28	26,4 ± 0,6	16,5 ± 0,6	9,9 ± 0,2	54,0± 1,2 %
Après les coupures anti-WW	18	19,5 ± 0,6	14,2 ± 0,6	5,3 ± 0,1	45,0± 1,6 %
Après toutes les coupures	12	11,8 ± 0,4	7,8 ± 0,4	3,95 ± 0,1	36,0± 1,5 %
$\sqrt{s}$=172 GeV	Données	Total bruits de fond	QCD	4 fermions	$\epsilon_{h^0A^0}$
Événements à 4 jets	48	45,6 ± 0,5	14,8 ± 0,4	30,8± 0,3	55,0± 1,6 %
Après les coupures anti-WW	21	21,5 ± 0,4	11,2 ± 0,3	10,3 ± 0,2	45,0± 1,6 %
Après toutes les coupures	14	13,8± 0,2	5,2 ± 0,2	8,6 ± 0,1	30,0± 1,5 %

Tableau 4.4: Nombre d'événements à 4 jets sélectionnés dans les données enregistrées en 1996 à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV (10 et 10 pb^{-1}) avant et après les trois dernières coupures. Le nombre d'événements attendus est en bon accord avec les valeurs mesurées. Le bruit de fond "4 fermions" comprend les processus $e^+e^- \to Z^0/\gamma^* Z^0/\gamma^*$ ainsi que les paires de $W^{\pm}$. L'efficacité à un signal de référence h^0A^0 est donnée pour $m_{A^0} = m_{h^0} = 55\,\mathrm{GeV}/c^2$.

[3] les résultats de DELPHI publiés dans [90] ont été obtenus avec un autre "processing" des données de 1995.

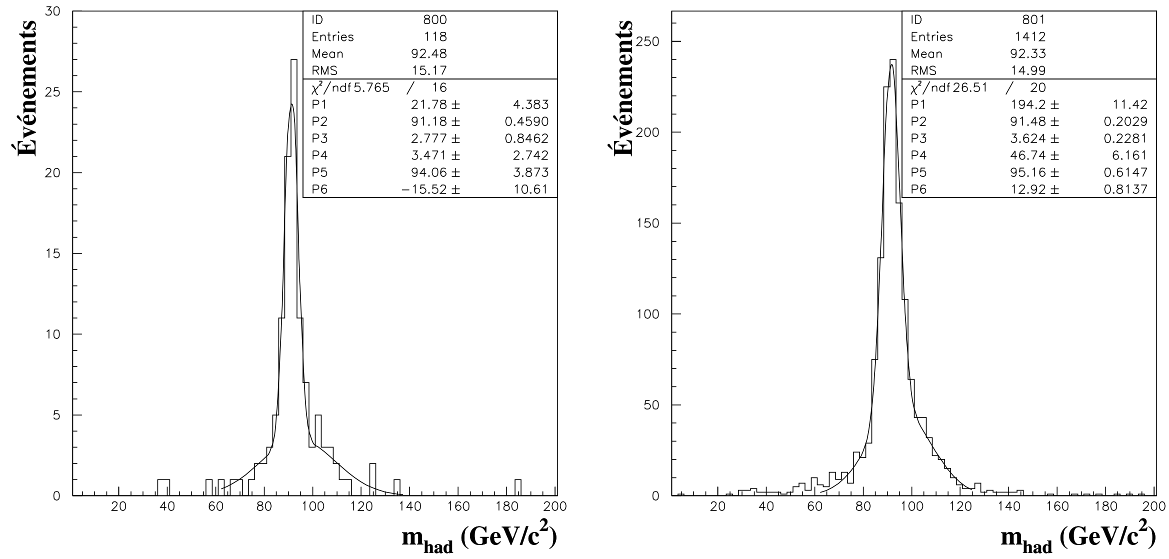


(a) (b)

Figure 4.10: (a) Distribution de la somme des masses des dijets, obtenue avec les données de 1995, pour la combinaison qui rend minimum la différence de masse, avant d'appliquer les trois dernières coupures. (b) même distribution obtenue en fin de sélection.

4.2.4 Étude des résolutions dans les données de 1995 et 1997 à $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV

Plusieurs vérifications sur la résolution des détecteurs ont été faites [91]. L'une d'entre elles concerne la comparaison entre la résolution obtenue sur la masse reconstruite du boson Z^0 dans les données et celle obtenue dans les événements de simulation, en utilisant les événements de retour radiatif sur le Z^0. Il faut noter qu'on s'intéresse uniquement aux événements à 4 jets, afin de tester l'effet de la correction cinématique effectuée sur les quadri-vecteurs impulsion des jets. On sélectionne donc des événements à 4 jets dont un des jets est, ou bien un photon isolé de retour radiatif, ou bien un jet dont la proportion d'énergie électromagnétique est supérieure à 85 %. Ces événements sont rejetés lors de la sélection décrite dans le paragraphe précédent.
On reconstruit alors la masse du "Z^0" en calculant la masse invariante du système formé par les trois autres jets. Le résultat obtenu avec les données et la simulation de 1995 apparaît dans les figures 4.11(a) et (b).
Un ajustement des distributions a été effectué à l'aide de deux fonctions de Gauss pour décrire correctement le bas de la distribution. On a obtenu une résolution de $\sigma = 2,8 \pm 0,8\,\mathrm{GeV}$ dans les données et une résolution de $\sigma = 3,6 \pm 0,2\,\mathrm{GeV}$ pour la simulation. Le fait que la résolution soit meilleure dans les données (effet à un écart standard) est du probablement à la faible statistique considérée. Des résultats comparables ont été obtenus par les autres Collaborations [91].



(a) (b)

Figure 4.11: Masse invariante reconstruite dans les événements multi-jets de retour radiatif sur le Z^0, après avoir identifié le jet formé par le photon. (a) distribution obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV en 1995. (b) distribution obtenue dans les événements de simulation correspondant aux données de 1995. L'ajustement des distributions a été effectué à l'aide de deux fonctions Gaussiennes qui permettent de bien décrire le fond.

4.2.5 Résultats obtenus en 1997 à $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV

N'ayant pas trouvé d'explication à l'excès vu par la Collaboration ALEPH dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=130-136 GeV en 1995, et étant donné que les trois autres Collaborations avaient obtenu des résultats en accord avec les prédictions du Modèle Standard, il a été décidé en 1997 de vérifier si l'effet était reproductible.
Le LEP a donc délivré la même quantité de collisions e^+e^- à $\sqrt{s}$=130 et 136 GeV qu'en 1995 (environ 6 pb^{-1} pour chaque expérience équitablement répartie entre 130 et 136 GeV).
Les résultats obtenus par DELPHI sont similaires à ceux de 1995 : 7 événements sélectionnés dans les données alors que 5,3 sont attendus à partir des processus standards (5 événements QCD et 0,3 événements à 4 fermions). La figure 4.12 montre le spectre de la somme des masses des dijets obtenu avec les événements sélectionnés.
Par ailleurs, la Collaboration ALEPH n'a pas reproduit l'effet observé en 1995. Le nombre d'événements sélectionnés correspond aux prédictions (8 événements sélectionnés alors que 9,0 étaient attendus [92]). La figure 4.13 représente les spectres en masse obtenus par les quatre expériences, avec les données enregistrées en 1995 et en 1997 dans des proportions similaires.

4.2.6 Conclusion

L'étude des données enregistrées par DELPHI depuis 1995 dans le cadre de l'analyse proposée par la Collaboration ALEPH nous a permis de vérifier sur des événements réels que les résolutions en masse évaluées sur des événements de simulation, pour des objets lourds se désintégrant en plusieurs jets, étaient bien reproduites dans les données.
Après la prise de données du mois d'Octobre 1997, les résultats obtenus par les quatre expériences ont permis de conclure que le résultat d'ALEPH de 1995 n'était pas reproductible.

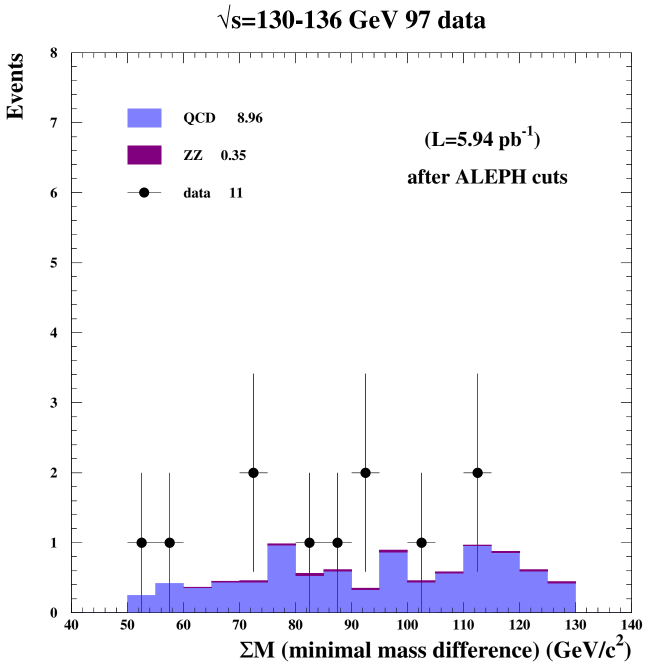


Figure 4.12: Distribution de la somme des masses des dijets pour la combinaison qui rend minimum la différence de masse, obtenue avec les données enregistrées par le détecteur DELPHI en 1997 à $\sqrt{s}$=130-136 GeV, en fin de sélection.

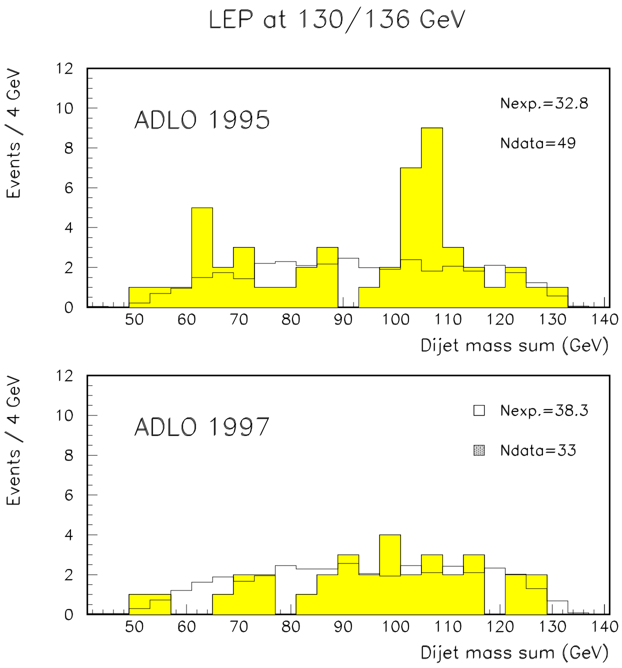


Figure 4.13: En haut : distribution de la somme des masses des dijets pour la combinaison qui rend minimum la différence de masse, obtenue par les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL avec les données enregistrées en 1995 à $\sqrt{s}$=130-136 GeV. En bas : distribution identique obtenue avec les données enregistrées en 1997 à la même énergie dans le centre de masse (la luminosité est semblable dans les deux cas). [92]

Chapitre 5

Étiquetage des quarks b

Dans ce chapitre, nous présentons les outils employés pour identifier les jets contenant des produits de désintégration des quarks beaux. Ils seront utilisés dans l'ensemble des analyses de recherche des bosons de Higgs. Nous résumons aussi les vérifications effectuées sur la qualité des données et en particulier sur la précision de mesure des positions des traces des particules chargées dans le détecteur dit de micro-vertex de DELPHI (VD).

5.1 La méthode standard

Contrairement à la plupart des hadrons issus de jets de quarks légers, les hadrons beaux se désintégrant par interaction faible ont une durée de vie finie, de l'ordre de 1,5 ps. Leurs désintégrations produisent des particules dont les trajectoires ne passent pas par le point d'interaction des faisceaux. Nous désignons par paramètre d'impact la distance entre la trajectoire d'une particule et le point d'interaction. Dès que ces paramètres d'impact sont significatifs, par référence à leur erreur de mesure, la probabilité qu'ils soient dus à des traces issues de quarks b augmente. En utilisant les traces reconstruites avec le micro-vertex, on va évaluer la probabilité que ces traces proviennent de la désintégration de hadrons beaux.
Cependant, les mésons charmés présents dans les jets de quark c, notamment les $D^{\pm}$, génèrent aussi des traces ayant des paramètres d'impact significatifs. Leur contribution sera réduite si l'on considère le fait que la masse et par conséquent la multiplicité des produits de désintégration sont plus élevées pour les hadrons beaux que pour les hadrons charmés. Pour cela un algorithme permettant de combiner plusieurs informations caractéristiques des désintégrations des quarks b a été développé dans DELPHI [99].

5.1.1 Les paramètres d'impact

Le micro-vertex de DELPHI fournit une information à deux ou trois dimensions de la position des particules chargées qui traversent les trois couches de silicium.
Comme il a été décrit dans le chapitre 2, les deux couches extérieures peuvent donner une information tridimensionnelle (une coordonnée R, une coordonnée ϕ et une coordonnée z) alors que la couche interne ne donne qu'une information sur la position dans le plan R-ϕ. Les traces qui traversent les zones de recouvrement des plaquettes de silicium peuvent avoir jusqu'à six mesures des coordonnées R et ϕ et quatre de la coordonnée z. En majorité, les traces sont reconstruites avec trois mesures en Rϕ et deux en z assurant une bonne connaissance au niveau du micro-vertex de la position tridimensionnelle de la trace, qui est nécessaire quand on extrapole sa trajectoire jusqu'au point d'interaction.
Cependant, au lieu de définir un paramètre d'impact dans l'espace, l'algorithme standard de DELPHI utilise les paramètres d'impact des traces mesurés en projection sur deux plans : (R-ϕ) perpendiculaire à la direction des faisceaux et (R-z) contenant l'axe des faisceaux.
On attribue un signe à ces paramètres d'impact à partir de la seule information contenue dans le plan (R-ϕ) quand la mesure de la coordonnée z est absente, ou bien dans l'espace quand cette information est présente. Le paramètre d'impact sera positif si le vecteur qui joint le vertex primaire au point le

plus proche de la trajectoire est situé dans l'hémisphère défini par la direction du jet auquel appartient la trace. En effet, si la direction du jet indique la direction de vol des hadrons beaux, les traces issues de leur désintégration doivent "couper" cet axe en aval du vertex primaire. La figure 5.1 indique schématiquement la différence entre un paramètre d'impact positif et un paramètre d'impact négatif.

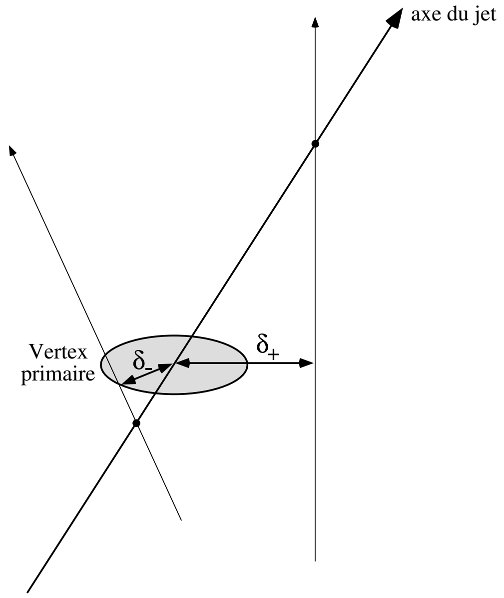


Figure 5.1: Définition du signe du paramètre d'impact. Les distances indiquées par les flèches représentent les distances minimales des traces par rapport au vertex primaire représenté par l'ellipse (figure extraite de [93]).

L'erreur sur les paramètres d'impact tient compte des incertitudes sur la position du vertex primaire et de celles sur la trajectoire de la particule. Une bonne connaissance de la position du vertex primaire est donc nécessaire.

5.1.2 Reconstruction du vertex primaire

Pour connaître la position du vertex primaire, il suffit de déterminer les coordonnées du point d'intersection de l'ensemble des traces. Pour cela, un ajustement qui prend en compte les erreurs sur les trajectoires des particules est réalisé. Cependant, pour avoir une connaissance précise des coordonnées de ce vertex, il est nécessaire de ne pas considérer, dans cet ajustement, les traces issues des désintégrations faibles des particules à longue durée de vie telles que les hadrons beaux, charmés ou étranges, et les traces à grand paramètre d'impact (artificiel) dû à une mauvaise association des informations enregistrées dans le micro-vertex ou bien provenant d'interactions de particules primaires dans la matière constituant la chambre à vide ou le VD. L'algorithme de reconstruction du vertex primaire impose des critères de qualité aux traces utilisées dans l'ajustement [94] afin de réduire le taux de mauvaises associations.
Afin d'éliminer une partie des traces indésirables et d'augmenter la précision sur la mesure du vertex primaire, on utilise la position des faisceaux donnée par un dispositif installé au voisinage du tube à vide du LEP, situé de part et d'autre du point d'interaction. Cet appareillage est constitué d'une série de dispositifs (B.O.M=Beam Orbit Monitor) comprenant quatre électrodes qui mesurent un signal électrique au passage des paquets. De ces signaux, on tire une information très précise sur la position des faisceaux qui ramené au niveau du point d'interaction est de l'ordre de 20 μm sur la coordonnée x et de 10 μm sur la coordonnée y en 1996 et 1997. Un ajustement de la position du vertex primaire est ainsi réalisé en tenant compte de la contrainte sur la position du faisceau et de l'extension spatiale de celui-ci qui est de l'ordre de 120 μm et 10μm dans le plan transversal et de 1 cm le long de l'axe. Quand la probabilité du

χ^2 de l'ajustement est inférieure à 10^{-3}, la trace contribuant le plus au χ^2 est retirée de l'ajustement. Il est nécessaire d'utiliser la connaissance de la position des faisceaux quand peu de traces de bonne qualité ont été sélectionnées pour rechercher la position du vertex primaire ou quand des traces venant de désintégrations de hadrons à grande durée de vie ont été accidentellement sélectionnées, biaisant ainsi l'ajustement. Ce dernier cas est précisément rencontré pour les événements dans lesquels des jets de quarks b ont été produits (recherche du Higgs dans le canal $e^+e^- \to h^0A^0$ et, dans une moindre mesure, $e^+e^- \to h^0Z^0$).

5.1.3 Définition d'une variable globale

La présence de particules à longue durée de vie dans un événement est révélée par des traces dont les paramètres d'impact sont significatifs. Le rapport entre la valeur du paramètre d'impact et son erreur, appelé "significance" dans la suite, est représenté sur les figures 5.2 et 5.3 pour les paramètres d'impact positifs et négatifs définis dans les plans R-ϕ et R-z (il s'agit d'événements enregistrés en 1996 et 1997, à l'énergie du Z^0, et des simulations correspondantes).
Comme attendu, les traces à grande "significance" sont en majorité celles ayant des paramètres d'impact positifs. L'allure non Gaussienne de la queue de ces distributions pour les traces à paramètres d'impact négatifs est due à des effets d'appareillage, aux fausses associations d'informations issues du micro-vertex et à des traces issues de désintégrations distantes ou bien de réinteractions. La partie centrale de ces distributions traduit la résolution du détecteur et du programme de reconstruction des traces chargées dans DELPHI.
L'ensemble de cette distribution est utilisé pour construire la probabilité, $P(S_o)$, qu'une trace issue du vertex d'interaction primaire ait une "significance" plus grande que la valeur mesurée S_o [94] :

$$P(S_o) = \int_{s>S_o} f(s)ds \tag{5.1}$$

où $f(s)$ est la densité de probabilité de la distribution de significance évaluée pour les traces à paramètres d'impact négatifs.
Pour N traces, on définit la probabilité qu'elles soient issues du point d'interaction par :

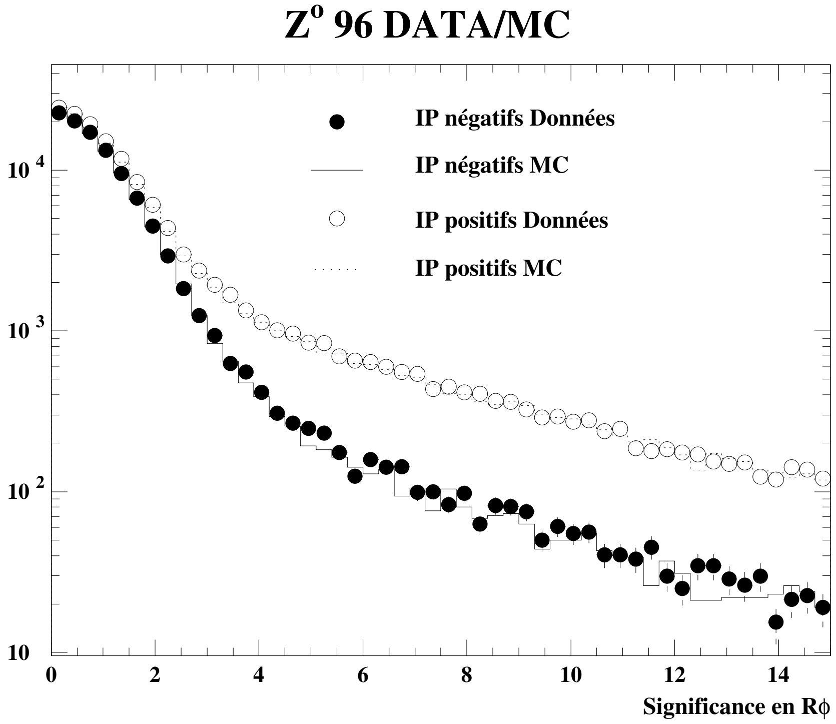
$$P_N = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-ln\Pi)^j}{j!} \tag{5.2}$$

où Π est le produit des probabilités de chacune des N traces :

$$\Pi = \prod_{i=1}^{N} P(s_i) \tag{5.3}$$

Cette quantité a une distribution plate pour les événements qui ne contiennent pas de hadrons charmés ou beaux. Il est aussi possible de définir la probabilité que les traces appartenant à un jet proviennent du vertex primaire, en appliquant les formules précédentes au groupe de traces contenu dans chacun des jets.

Pour avoir un bon accord entre les performances obtenues dans les données et dans les simulations, il est essentiel que la distribution de significance soit identique dans les deux cas. Il faut pour cela prendre en compte, au moment de la production des événements simulés, la baisse d'efficacité de certaines plaquettes du micro-vertex pendant la prise de données. Il faut également, au moment des analyses de physique, corriger les différences qui apparaissent entre les données et les simulations et qui concernent principalement :



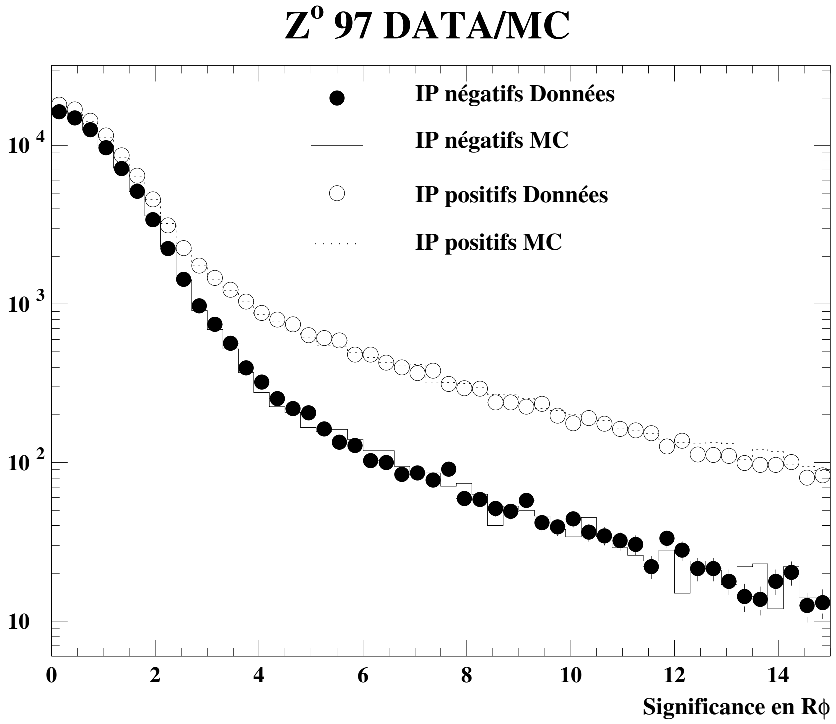


Figure 5.2: Distributions des valeurs de la "significance" dans le plan R-ϕ obtenues dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=91,2 GeV en 1996 (haut) et 1997 (bas). Les simulations correspondantes sont représentées par les histogrammes. On a séparé les paramètres d'impact positifs et négatifs.

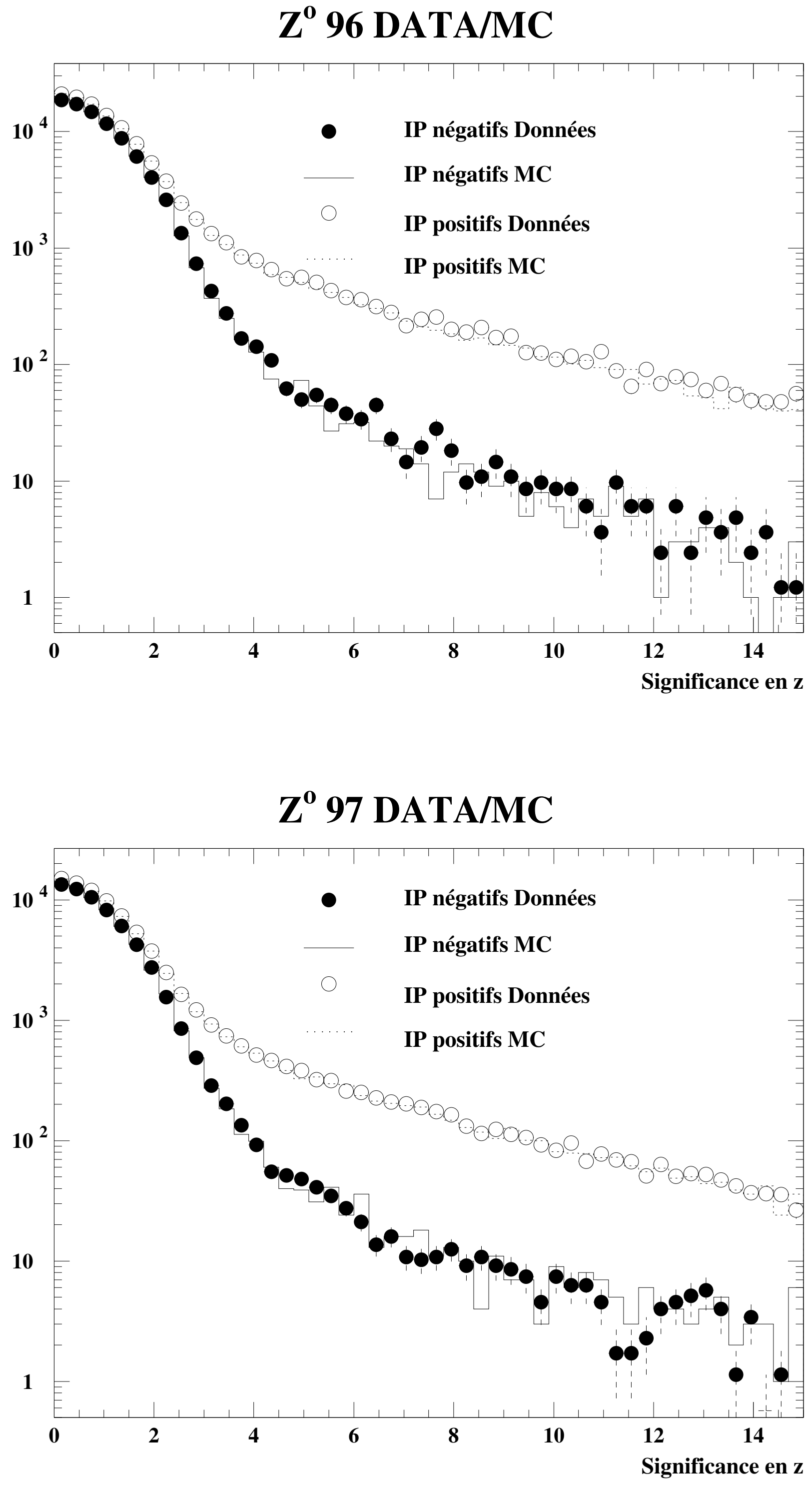


Figure 5.3: Distributions des valeurs de la "significance" dans le plan R-z obtenues dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=91,2 GeV en 1996 (haut) et 1997 (bas). Les simulations correspondantes sont représentées par les histogrammes. On a séparé les paramètres d'impact positifs et négatifs.

- le taux d'association des impacts enregistrés dans le micro-vertex aux traces. Le nombre de traces contenant 1, 2 ou 3 impacts dans chacune des couches du micro-vertex est ajusté dans les simulations en retirant de manière aléatoire certains impacts associés,
- la résolution sur les paramètres d'impact en R-ϕ et R-z,
- la valeur des paramètres d'impact en R-ϕ et R-z.

Le principe de la méthode consiste à déterminer, dans les données, les résolutions sur les paramètres d'impact en fonction de l'impulsion des traces et de l'angle polaire de celles-ci, puis d'appliquer des facteurs correctifs aux résolutions correspondantes dans la simulation. Les détails de la procédure de correction sont donnés dans [96] et [97]. Cette méthode a été mise au point dans DELPHI et testée dans des analyses de physique à LEP100. À LEP200, on enregistre des données à chaque début de période à l'énergie $\sqrt{s}= m_{Z^0}$ afin de "calibrer" les simulations en utilisant la même méthode que celle employée à LEP100. En ce qui nous concerne, nous nous sommes intéressé à vérifier la qualité de l'accord obtenu pour les années 1996 et 1997 et à déterminer les résolutions sur les paramètres d'impact. Quand les désaccords entre les données et les simulations étaient significatifs, la procédure de correction était refaite par la personne en charge de cette tâche.

5.2 Comparaisons entre les données et les simulations

5.2.1 Comparaisons

Les figures 5.4 et 5.5 représentent le rapport entre les distributions de "significance", obtenues en 1996 et 1997, dans les données et les événements de simulation. Les paramètres d'impact sont mesurés dans le plan R-ϕ et l'on a appliqué la procédure de correction aux événements simulés.

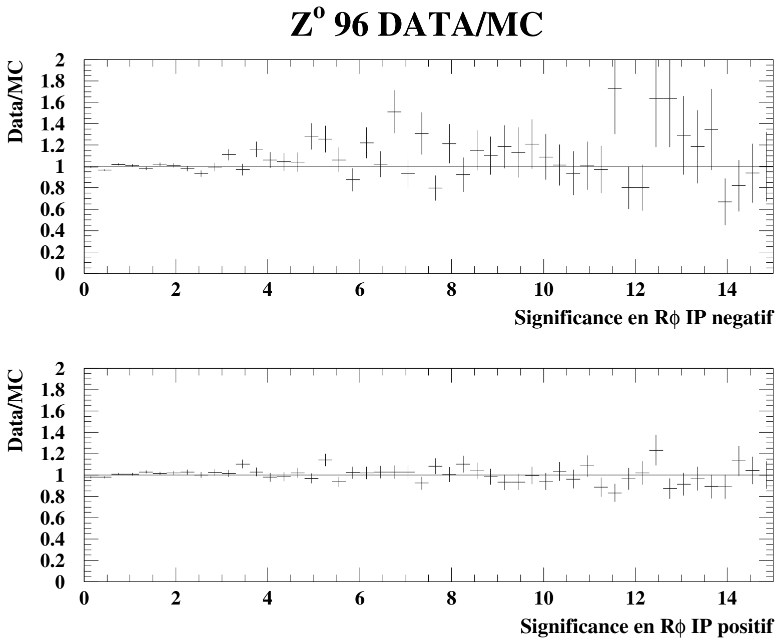


Figure 5.4: Distributions du rapport des significances obtenues dans les données et dans les simulations pour les paramètres d'impact négatifs et positifs mesurés dans le plan R-ϕ. Ces distributions concernent des événements enregistrés en 1996 à $\sqrt{s}$=91,2 GeV.

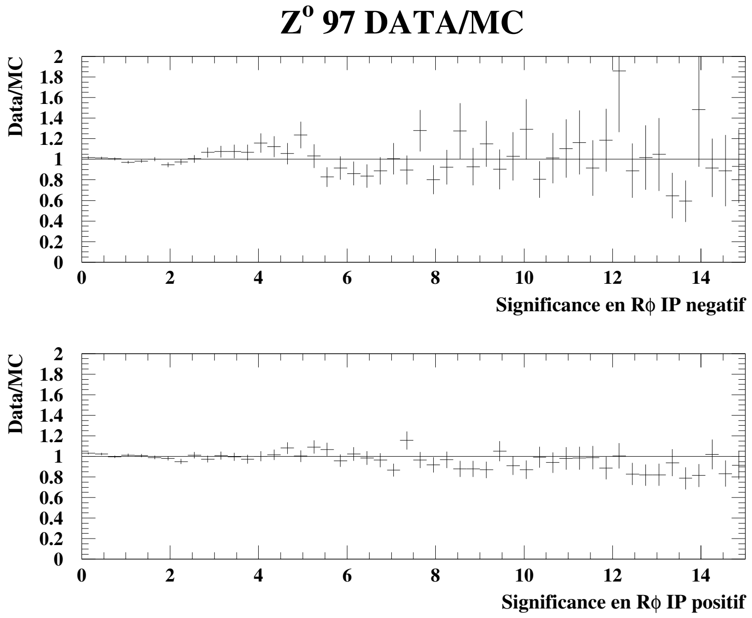
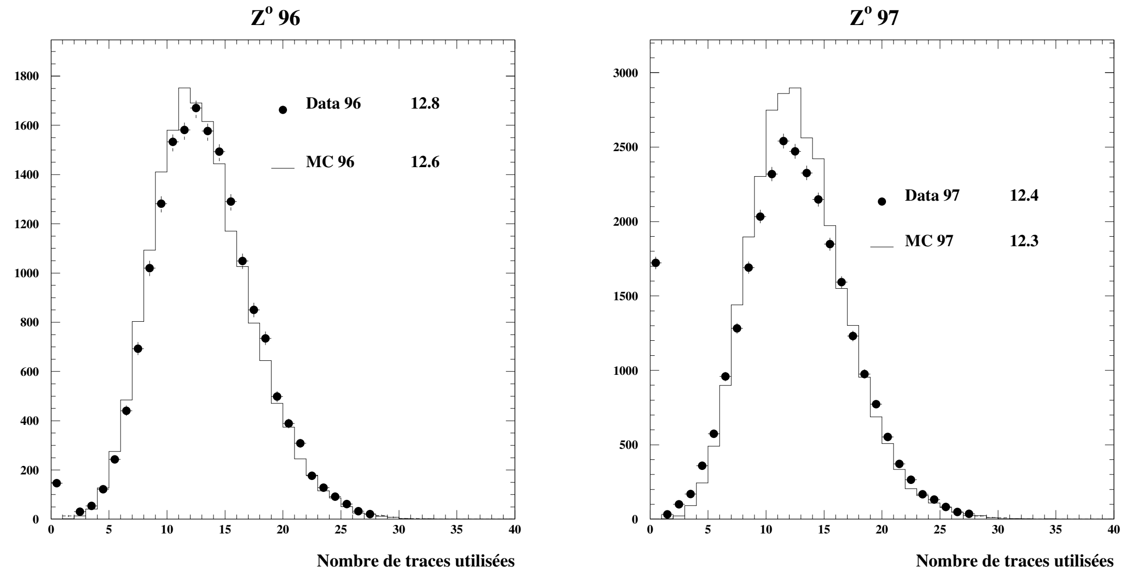


Figure 5.5: Distributions du rapport des significances obtenues dans les données et dans les simulations pour les paramètres d'impact négatifs et positifs mesurés dans le plan R-ϕ négatifs et positifs. Ces distributions ont été faites pour des événements enregistrés en 1997 à $\sqrt{s}$=91,2 GeV.

Les distributions du nombre de traces utilisées pour déterminer la probabilité globale de signature "b" pour l'événement sont représentées dans les figures 5.6.



(a) (b)

Figure 5.6: Distributions du nombre de traces sélectionnées pour définir la probabilité globale de signature "b" dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=91,2 GeV en 1996 (a) et 1997 (b). Les simulations correspondantes sont représentées par les histogrammes. Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements.

En 1996, le nombre moyen de traces sélectionnées est de 12,8 dans les données et de 12,6 dans la simulation. Il est légèrement plus faible en 1997 (12,4 traces dans les données contre 12,3 dans la simulation). Ces nombres moyens sont déterminés sans tenir compte des événements dépourvus de traces utilisables pour définir la probabilité. En 1997, environ 5 % des événements dans les données enregistrées au Z^0 sont de ce type (il s'agit des événements qui sont situés dans le premier bin des histogrammes de la figure 5.6). Ces événements dont les traces sont particulièrement mal mesurées étaient moins nombreux en 1996 (seulement 1 %).
Nous avons vérifié que cet effet n'est pas présent dans les données enregistrées à haute énergie en 1997. Cela est illustré par la figure 5.7. Le nombre moyen de traces utilisées pour définir la probabilité est de 13,9 dans les données et la simulation (QCD et W^+W^-) après avoir appliqué la présélection hadronique.

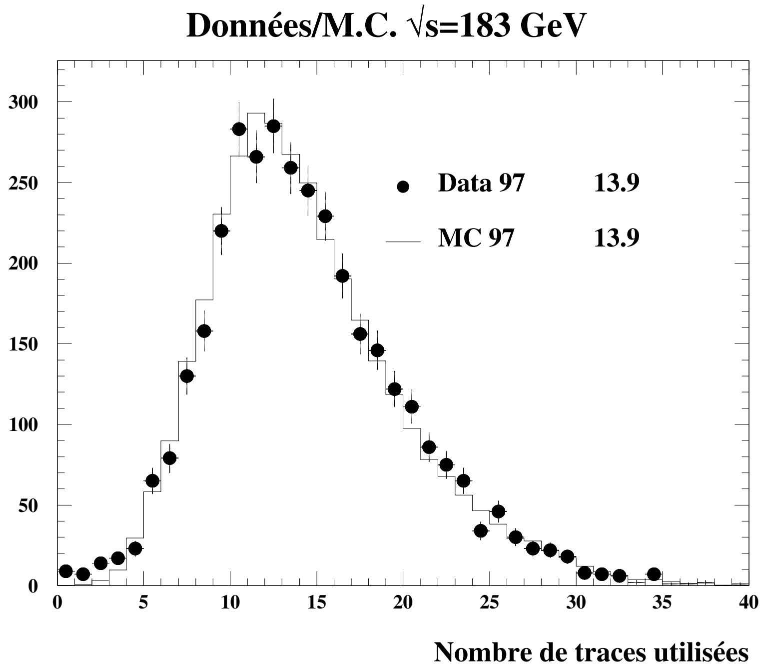


Figure 5.7: Distribution du nombre de traces sélectionnées pour définir la probabilité globale de signature "b" dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV en 1997. Les simulations correspondantes (événements QCD et W^+W^-) sont représentées par l'histogramme. Ces distributions sont normalisées au même nombre d'événements.

5.2.2 Les résolutions

La résolution sur les paramètres d'impact mesurés dans les plans R-ϕ et R-z dépend de l'impulsion p et de l'angle θ des traces par rapport à l'axe du faisceau. On paramétrise ces deux dépendances de la manière suivante [98] :

$$\sigma^2_{IP_{R\phi}} = (a^o_{R\phi})^2 + \left(\frac{b_{R\phi}}{p\ sin^{3/2}\theta}\right)^2 \tag{5.4}$$

$$\sigma^2_{IP_{Rz}} = (a^o_{Rz})^2 + \left(\frac{b_{Rz}}{p\ sin^{5/2}\theta}\right)^2 \tag{5.5}$$

où les facteurs constants $a^o_{R\phi}$ et a^o_{Rz} sont dus aux incertitudes de mesure (propagées dans l'extrapolation des traces au point de détermination des paramètres d'impact), aux fausses associations des impacts

du micro-vertex aux traces et à l'erreur sur la position du vertex primaire. Ils renseignent donc sur la résolution intrinsèque en l'absence de diffusion multiple.
Les coefficients $b_{R\phi}$ et b_{Rz} proviennent de la diffusion multiple des traces à la traversée des couches de silicium. La dépendance en $sin^{3/2}\theta$ pour $\sigma^2_{IP_{R\phi}}$ a trois origines physiques : l'une en $1/p$ où $p\ sin\theta$ correspond à l'impulsion des traces, l'autre en $sin^{-1/2}\theta$ correspond à la racine carrée de la longueur de matière traversée, et la troisième en $sin^{-1}\theta$ est liée à la distance d'extrapolation. Dans le cas du plan R-z, en plus de la diffusion multiple introduisant toujours une dépendance en $1/p\ sin^{3/2}\theta$ suivant une mesure perpendiculaire à la trajectoire, la précision sur la coordonnée z de l'extrapolation dépend fortement de l'angle θ (proportionnelle à $1/sin\theta$).
Ces coefficients peuvent être déterminés par un ajustement des courbes représentant l'erreur sur les paramètres d'impact en fonction de $p\ sin^{3/2}\theta$ ou $p\ sin^{5/2}\theta$. Les figures 5.8 représentent l'erreur sur les paramètres d'impact définis dans les plans R-ϕ et R-z, évaluée pour des traces reconstruites avec au moins deux impacts du micro-vertex (dont on connaît soit la coordonnée Rϕ soit la coordonnée z).
Pour déterminer ces résolutions nous avons évalué la largeur de la partie centrale de la distribution des paramètres d'impact des traces pour lesquelles $p\ sin^{3/2}\theta$ ou $p\ sin^{5/2}\theta$ est situé dans une certaine fenêtre. Et ceci pour dix-sept intervalles variant de 0 à 50 GeV^{-1}. Un exemple d'ajustement Gaussien de la distribution des paramètres d'impact est représenté dans la figure 5.9.
La forme des distributions de l'erreur sur les paramètres d'impact en R-ϕ est bien reproduite tant dans les données de 1997 que dans la simulation.
Il n'en va pas tout à fait de même pour les distributions de l'erreur sur le paramètre d'impact défini dans le plan R-z. Des résultats similaires avaient été obtenus en 1995 et en 1994 où la statistique enregistrée était nettement plus importante.
Il faut cependant noter que les distributions des paramètres d'impact en Rz observées dans les données sont très similaires à celles mesurées dans la simulation. Nous donnons dans le tableau 5.1 les valeurs des coefficients $a^o_{R\phi}$, a^o_{Rz}, $b_{R\phi}$ et b_{Rz}, obtenues dans les données et les simulations en 1997, 1996, 1995 et 1994 à titre de comparaison[1].

	données Z^0		M.C.	
	$a^o_{R\phi}$ (μm)	$b_{R\phi}$ (μm)	$a^o_{R\phi}$ (μm)	$b_{R\phi}$ (μm)
1997	23,4	63,9	20,2	77,1
1996	24,4	67,0	22,5	65,4
1995	23,4	63,9	23,4	64,0
1994	19,5	67,5	20,0	65,0

	données Z^0		M.C.	
R-z	a^o_{Rz} (μm)	b_{Rz} (μm)	a^o_{Rz} (μm)	b_{Rz} (μm)
1997	34,3	69,0	30,0	80,0
1996	37,7	69,0	37,7	75,0
1995	34,3	69,3	34,0	69,0
1994	33,4	63,5	33,0	64,9

Tableau 5.1: Valeurs mesurées des résolutions sur les paramètres d'impact définis dans les plans R-ϕ et R-z en utilisant la paramétrisation définie par les équations 5.4 et 5.5.

[1] Il faut remarquer que la configuration du micro-vertex en 1994 était légèrement différente de celle de 1995 (certaines couches de silicium du micro-vertex ont été allongées entre 1994 et 1995).

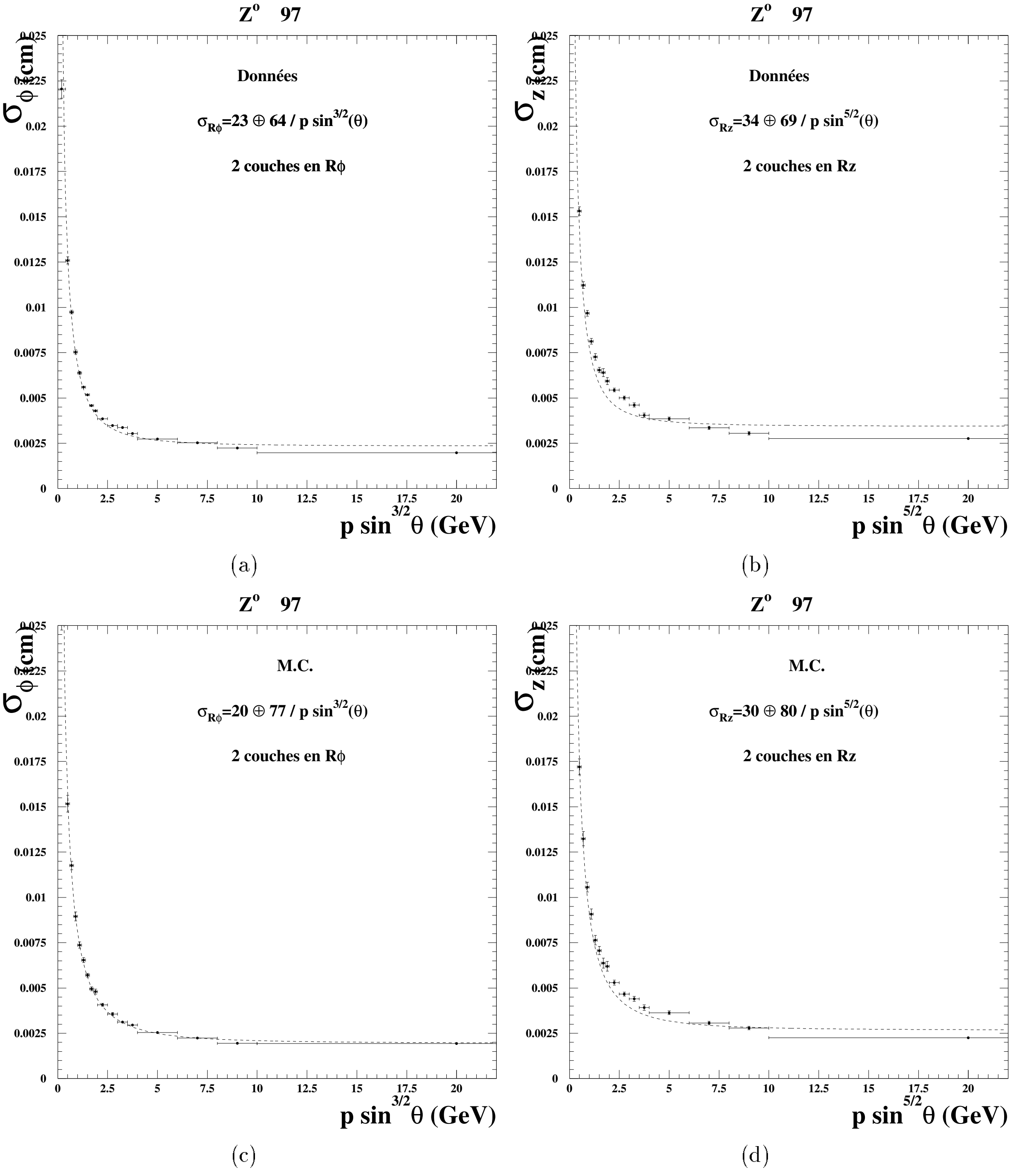


Figure 5.8: Distributions de l'erreur sur les paramètres d'impact définis dans le plan R-ϕ, et dans le plan R-z (au moins deux informations, dans deux couches de silicium, sont associées à la trace dans les deux cas), en fonction de l'impulsion des traces. Les données utilisées sont des Z^0 enregistrés par DELPHI en 1997.

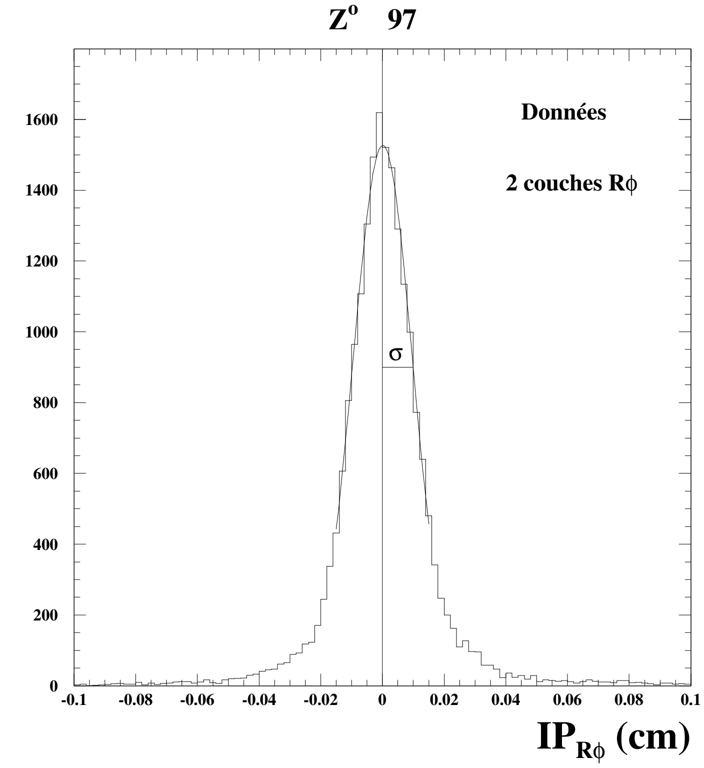


Figure 5.9: Distribution des paramètres d'impact dans le plan R-ϕ pour une catégorie de traces ayant deux impacts dans les couches du silicium en R-ϕ et pour lesquelles la valeur de $(p\ sin^{3/2}\theta)^{-1}$ est située dans la fenêtre [2,5, 3] GeV^{-1}.

5.3 Les autres caractéristiques des désintégrations des particules de beauté

La variable globale définie précédemment permet d'identifier, avec une certaine efficacité et une certaine pureté, la présence de hadrons issus de quarks b dans un jet. Cependant les quarks c peuvent produire des particules à longue durée de vie lors de leur désintégration (en moyenne la durée de vie des hadrons charmés est plus faible que celle des hadrons beaux). Cela limite donc les capacités d'identification des hadrons beaux si l'on désire une grande pureté. La courbe de la figure 5.10 représente l'efficacité d'identification des quarks b issus de désintégrations de bosons Z^0, en fonction de la pureté des événements sélectionnés, en utilisant la probabilité globale par événement définie dans le paragraphe 5.1.3 qui n'inclut que les caractéristiques du temps de vol des hadrons beaux.

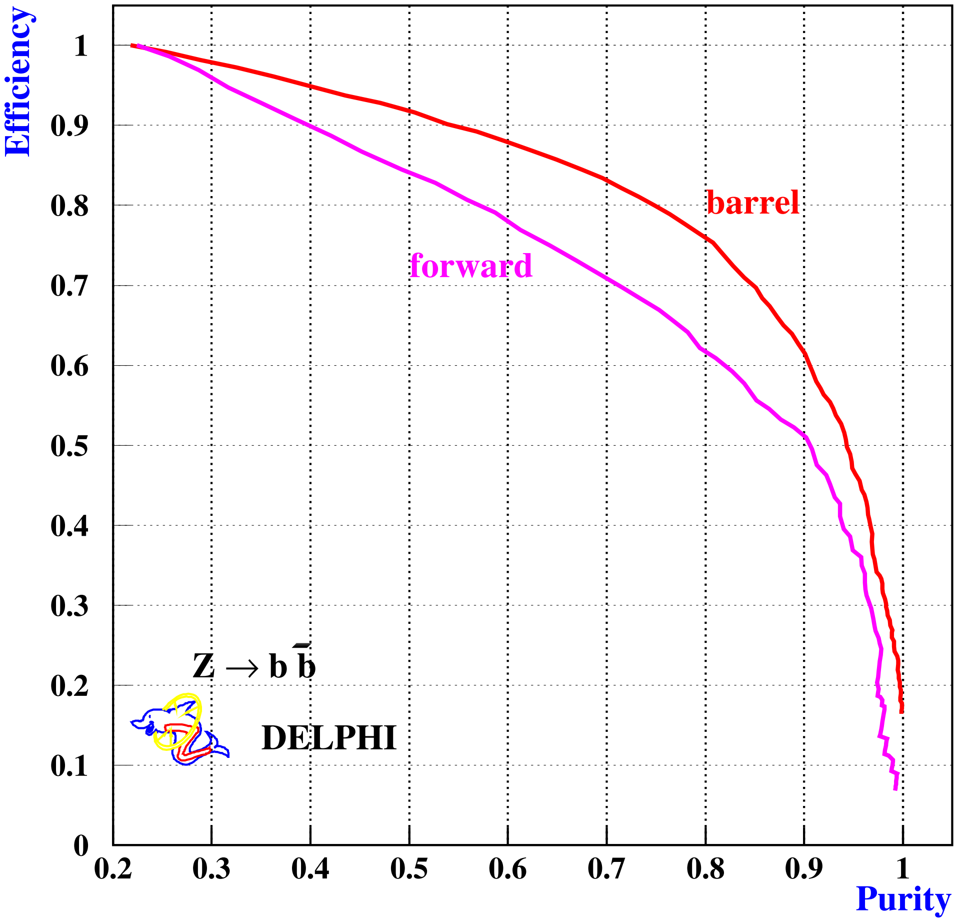


Figure 5.10: Efficacité de l'identification des événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ à $\sqrt{s}$=91,2 GeV, en fonction de la pureté de l'échantillon sélectionné. On utilise la probabilité globale par événement pour identifier les jets de quark b. La pureté est le rapport entre les nombres d'événements sélectionnés contenant des quarks b et celui des événements sélectionnés. Les deux courbes correspondent à des événements situés dans la partie centrale du détecteur ($\theta_{thrust} > 42^o$) ou dans la partie avant-arrière du détecteur.

Pour améliorer l'efficacité d'identification des jets de b, en particulier à haute pureté, il faut utiliser d'autres caractéristiques des quarks b, qui les distinguent en particulier des quarks c. Jusqu'à présent,

nous n'avons envisagé que l'information issue de la durée de vie des hadrons beaux, mais la présence de vertex secondaires déplacés (correspondant à la désintégration des hadrons beaux) est aussi intéressante à utiliser car, en moyenne, on reconstruit plus de vertex secondaires dans des événements contenant des jets de b que dans le cas de jets de c et la masse de l'ensemble des traces associées à un vertex secondaire est en moyenne plus élevée pour des hadrons beaux.
Un algorithme de reconnaissance des vertex secondaires, standard dans DELPHI, permet de reconstruire un vertex secondaire dans 48 % des jets de b et 10 % des jets de c. La figure 5.11 représente la distribution du nombre de vertex secondaires reconstruits dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV (après sélection hadronique). L'histogramme représente cette même distribution pour des événements de signal h^0A^0 qui contiennent quatre jets de b.

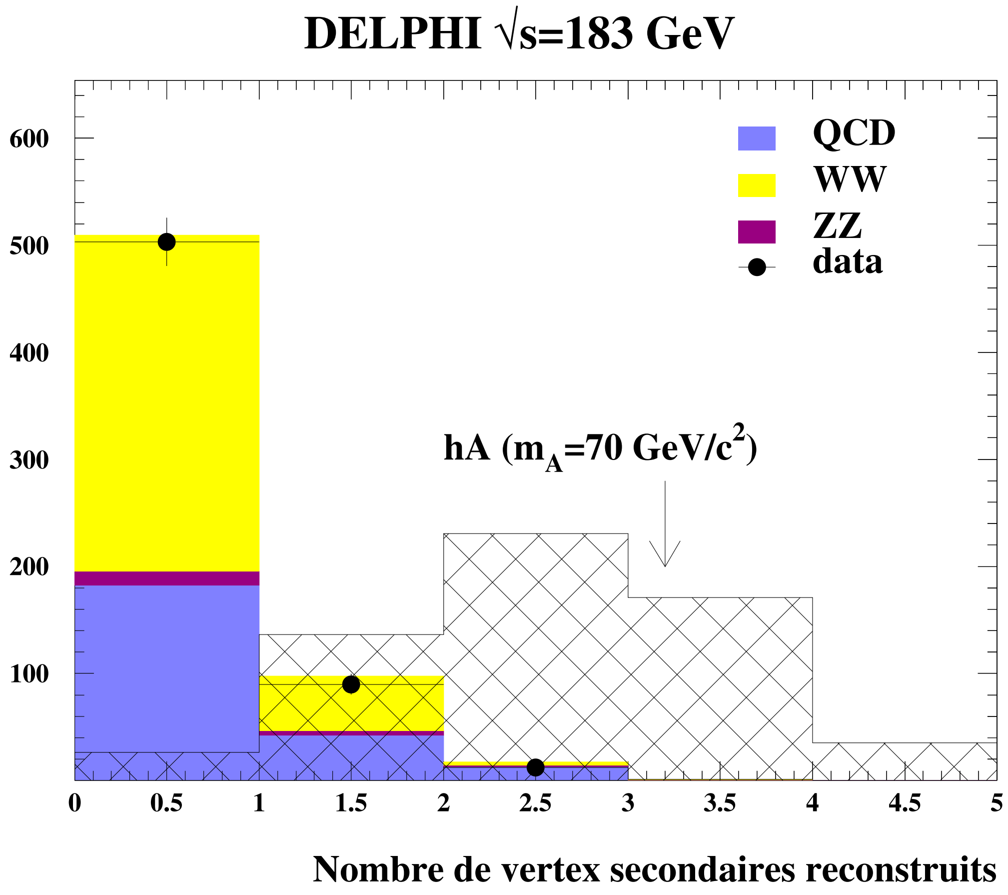


Figure 5.11: Distribution du nombre de vertex secondaires reconstruits dans les événements enregistrés à $\sqrt{s}$=183 GeV. La distribution correspondante obtenue à partir de la simulation est représentée par les histogrammes en grisé. L'histogramme hachuré est obtenu pour des événements de signal h^0A^0 qui contiennent quatre jets de b.

On a utilisé un algorithme standard de DELPHI qui combine en une seule variable, pour chaque jet reconstruit, la probabilité que les traces à paramètres d'impact positifs viennent du vertex primaire, la masse du vertex secondaire, la fraction d'énergie chargée emportée par les traces appartenant à ce vertex et la rapidité de ces traces par rapport à la direction du jet. Les distributions de ces quatre variables sont représentées dans la figure 5.12 pour les trois types de quarks b, c et uds.

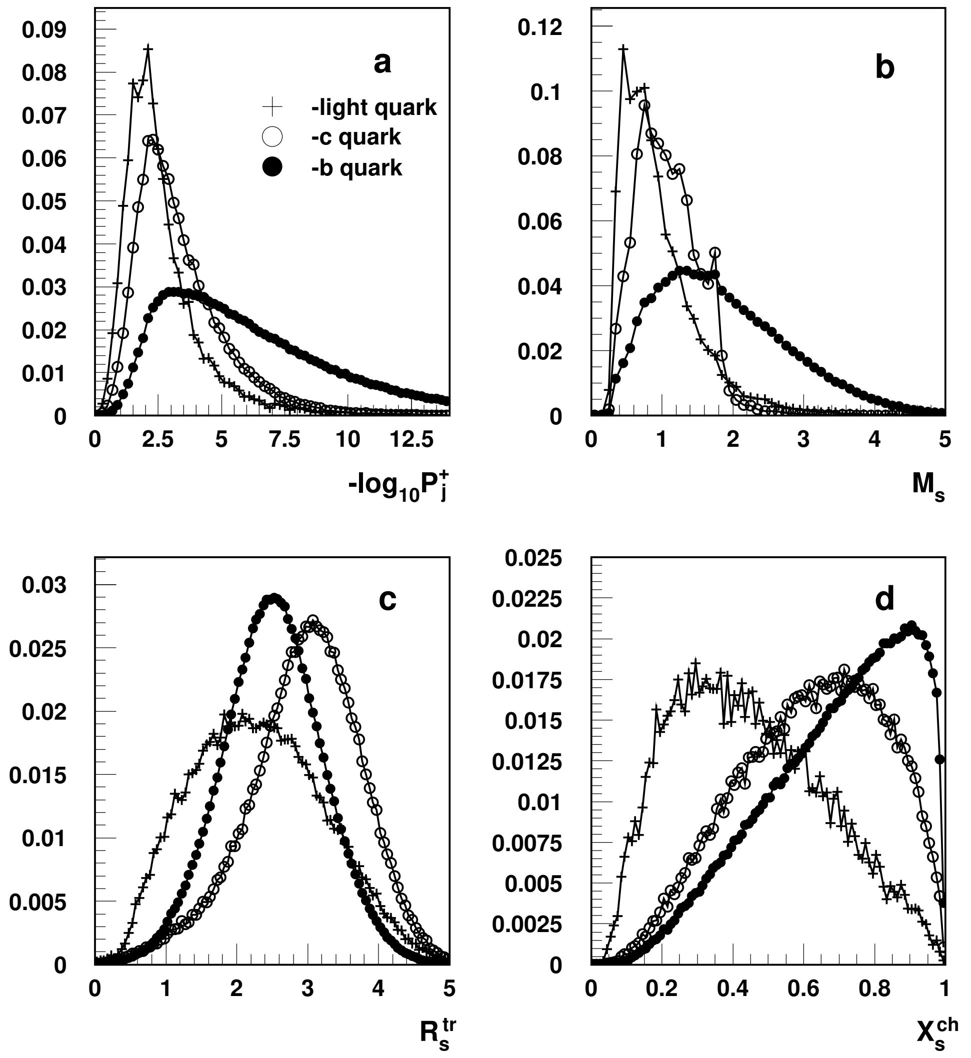


Figure 5.12: Distributions des quatre variables utilisées pour construire la variable unique d'identification des jets de b, obtenues pour des quarks b, c ou uds. Il s'agit de la probabilité donnée par les paramètres d'impact des traces reconstruites dans le micro-vertex (a), de la masse des vertex secondaires reconstruits (b), de la rapidité des traces associées aux vertex secondaires, par rapport à l'axe du jet qui contient le vertex (c), et de la fraction d'énergie chargée emportée par les traces du vertex secondaire (d) [99].

L'information apportée par chacune de ces variables est combinée en utilisant une méthode de maximum de vraisemblance, ce qui augmente l'efficacité d'identification des jets de b, pour une pureté donnée. L'amélioration par rapport à la méthode standard n'utilisant que l'information sur la durée de vie, n'intervient qu'à grande pureté (au delà de 80 % de pureté). Ce cas est justement rencontré dans les analyses de recherche des bosons de Higgs, dans lesquelles on essaye de supprimer entièrement les événements qui ne contiennent pas de jets de b. L'algorithme est décrit dans [99]. On dispose, pour chaque jet reconstruit, d'une variable ρ_b^i dont on a représenté la distribution, obtenue avec les événements enregistré en 1997 à $\sqrt{s}$=183 GeV, sur la figure 5.13.

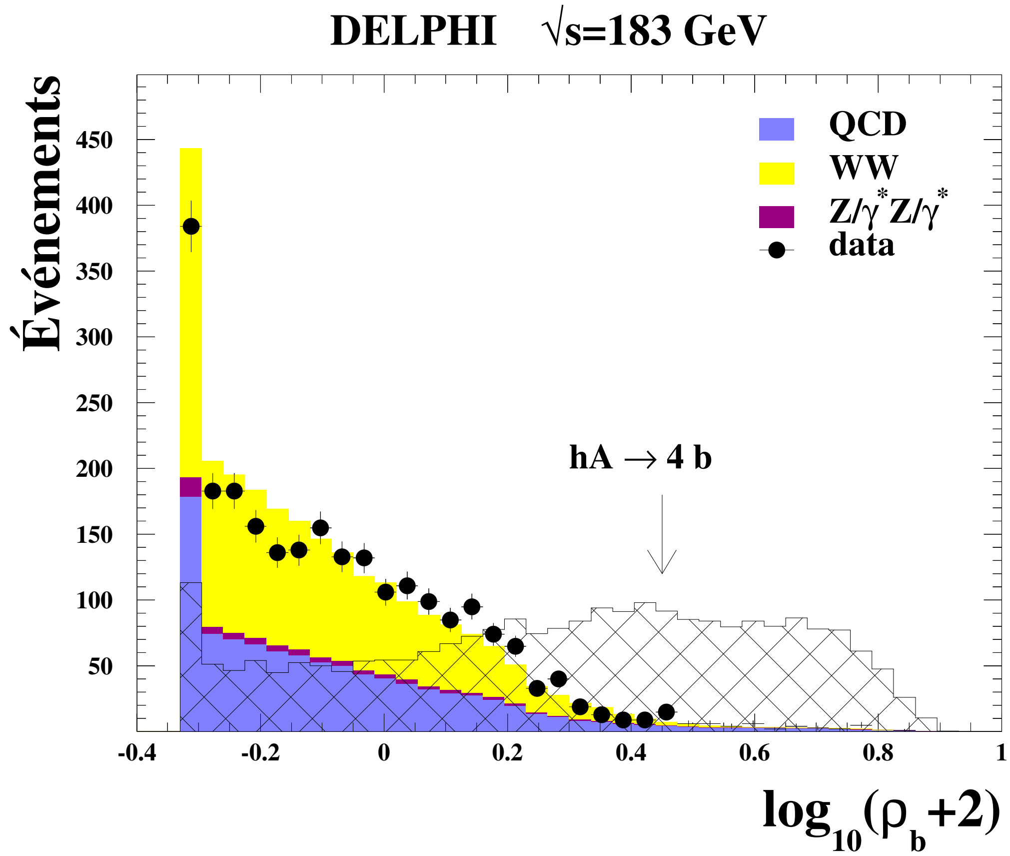


Figure 5.13: Distribution du logarithme décimal de la variable d'identification des jets de b obtenue avec les données pré-sélectionnées qui ont été enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV. Les événements de simulation correspondants sont représentés par les histogrammes en grisé. L'histogramme hachuré a été obtenu avec des événements de signal h^0A^0 qui ne contiennent que des jets issus de quarks b.

On peut remarquer un léger décalage systématique de la distribution des événements simulés par rapport aux données ainsi qu'un excès dans la simulation de l'ordre de 10 % concernant les événements n'ayant pas d'information (le premier bin de la distribution). On verra dans les chapitres d'analyse 6 et 8 quel est l'effet de ce désaccord dans l'évaluation de la limite sur la masse du boson de Higgs.

Chapitre 6

Sélection des événements dans le canal $e^+e^- \to h^0Z^0 \to b\bar{b}q\bar{q}$

La mise en évidence de quelques événements de signal parmi des centaines de candidats ayant 4 jets dans l'état final nécessite que deux points clefs soient réalisés :

- déterminer des propriétés du signal qui le distinguent clairement du bruit de fond,
- reconstruire avec une bonne précision la masse des bosons produits.

Dans le travail présenté, nous nous sommes efforcés d'améliorer ces deux points par rapport aux analyses existantes dans la Collaboration. Nous présentons les résultats obtenus dans le canal $e^+e^- \to h^0Z^0$, en utilisant les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161, 172 et 183 GeV. L'analyse a été optimisée pour une énergie dans le centre de masse égale à 183 GeV, pour laquelle la luminosité enregistrée est maximum. Les efficacités de détection du signal ont été établies en prenant pour référence l'ensemble des désintégrations hadroniques du boson h^0 dans le modèle standard (le canal $h^0 \to \tau^+\tau^- \to$ hadrons est exclu) ainsi que l'ensemble des désintégrations hadroniques du Z^0. Cette analyse est principalement sensible à la présence de quarks de beauté dans l'état final. Nous donnons les efficacités au signal h^0Z^0 respectivement pour les masses m_{h^0}=60, 70 et 85 GeV/c^2. Ces masses sont voisines de la limite de sensibilité au signal pour chacune des énergies de collision envisagées.
Nous aborderons le problème de la reconstruction de la masse du boson de Higgs dans ce canal de production et présenterons les améliorations apportées. Enfin, nous conclurons ce chapitre par une comparaison de nos résultats à ceux obtenus par d'autres méthodes d'analyse effectuées dans la Collaboration DELPHI, ainsi qu'aux résultats issus des autres Collaborations LEP.

6.1 Sélection des événements dans l'analyse séquentielle

La présélection décrite dans le chapitre 2 permet de réduire le nombre de candidats dans les données à quelques centaines d'événements ayant 4 jets. Ce lot est majoritairement composé de paires de W et d'événements QCD. L'information du détecteur de micro-vertex de DELPHI (VD) permettant de détecter la présence d'un quark b dans un jet, va jouer un rôle clef dans le rejet des paires de W, ainsi que d'une partie des désintégrations en quarks légers des processus QCD. Cette information est rassemblée dans une variable unique ρ_b^i, où i est l'indice du jet, dont la valeur est obtenue en utilisant l'algorithme décrit dans le chapitre 5.
Néanmoins, avant d'utiliser l'étiquetage des quarks b, il est nécessaire dans l'étude du canal $e^+e^- \to h^0Z^0$ de diminuer le nombre des événements QCD, car 20 % d'entre eux contiennent des produits de désintégration de quarks b. Pour cela on utilise des variables dites de forme dont les distributions sont différentes pour les processus QCD et pour les événements de signal.
En ce qui concerne les paires de W, leur topologie est très proche de celle des signaux recherchés ; seule la masse des deux objets produits est *a priori* différente.

6.1.1 Réduction du bruit de fond QCD

Pour rejeter les événements de bruit de fond QCD contenant 4 jets, dont deux sont issus principalement de l'émission de gluons, nous utilisons les principales caractéristiques de la production de gluons décrites dans le chapitre 2. Les variables qui permettent le mieux de distinguer ces événements de bruit de fond de ceux issus du signal recherché sont : l'angle minimum entre 2 jets (α_{min}), l'énergie minimum (E_{min}) et l'énergie maximum (E_{max}) des jets, la masse invariante minimum (M_{min}^{dijet}) parmi les paires de jets (dijets), l'angle minimum entre le jet le plus énergétique et les trois autres (β_{min}) et enfin la somme des moments de Fox-Wolfram du second et du quatrième ordre (H2+H4), définis dans le chapitre 3. Chacune de ces variables permet de distinguer les processus QCD du signal h^0Z^0 cependant, en les combinant de manière assez simple, on augmente la séparation entre les deux catégories d'événements.
On a ainsi utilisé les trois quantités suivantes :

- $\alpha_{min} E_{min}$
- $\omega = 15(H2 + H4) + \beta_{min} * \frac{E_{max}}{E_{min}}$
- M_{min}^{dijet}

Ces variables topologiques sont d'autant plus efficaces (en terme de séparation fond/signal) que la masse du Higgs est élevée. Cela est important car on souhaite garder une bonne efficacité pour les hautes masses afin de compenser la chute de la section-efficace de production quand la masse du Higgs augmente. Par exemple, la figure 6.1 illustre ce qui précède : elle montre pour trois valeurs de la masse du Higgs et pour des événements de fond QCD, la corrélation entre H2+H4 et $\beta_{min} * \frac{E_{max}}{E_{min}}$ à l'énergie $\sqrt{s}$=172 GeV.

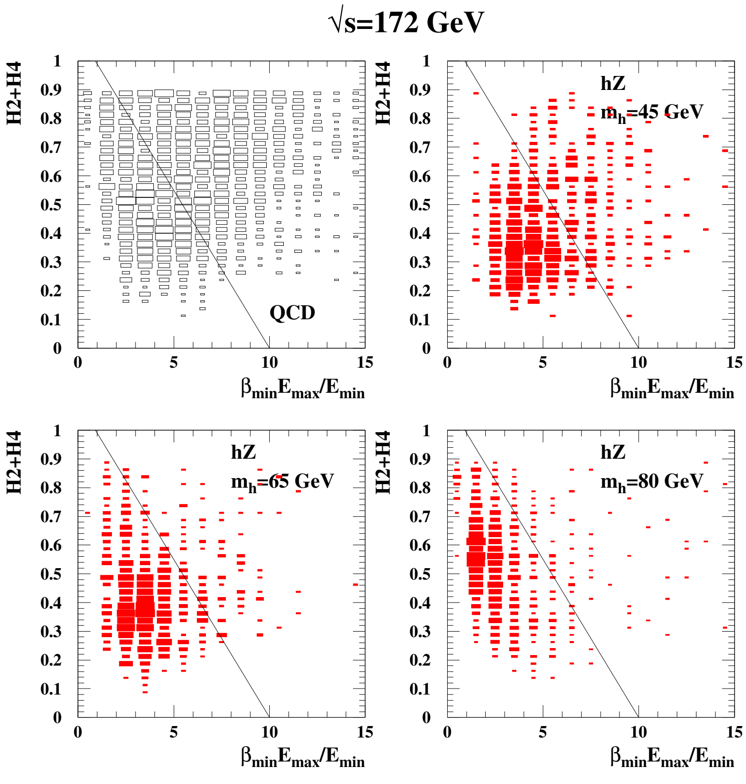


Figure 6.1: Corrélation entre les quantités (H2+H4) et $\beta_{min} * \frac{E_{max}}{E_{min}}$ pour des événements de fond QCD et pour des événements de signal. Ces derniers ont été générés pour trois valeurs de la masse du h^0. La ligne indique la coupure appliquée à $\sqrt{s}$=172 GeV ; les événements situés à gauche de la ligne sont retenus.

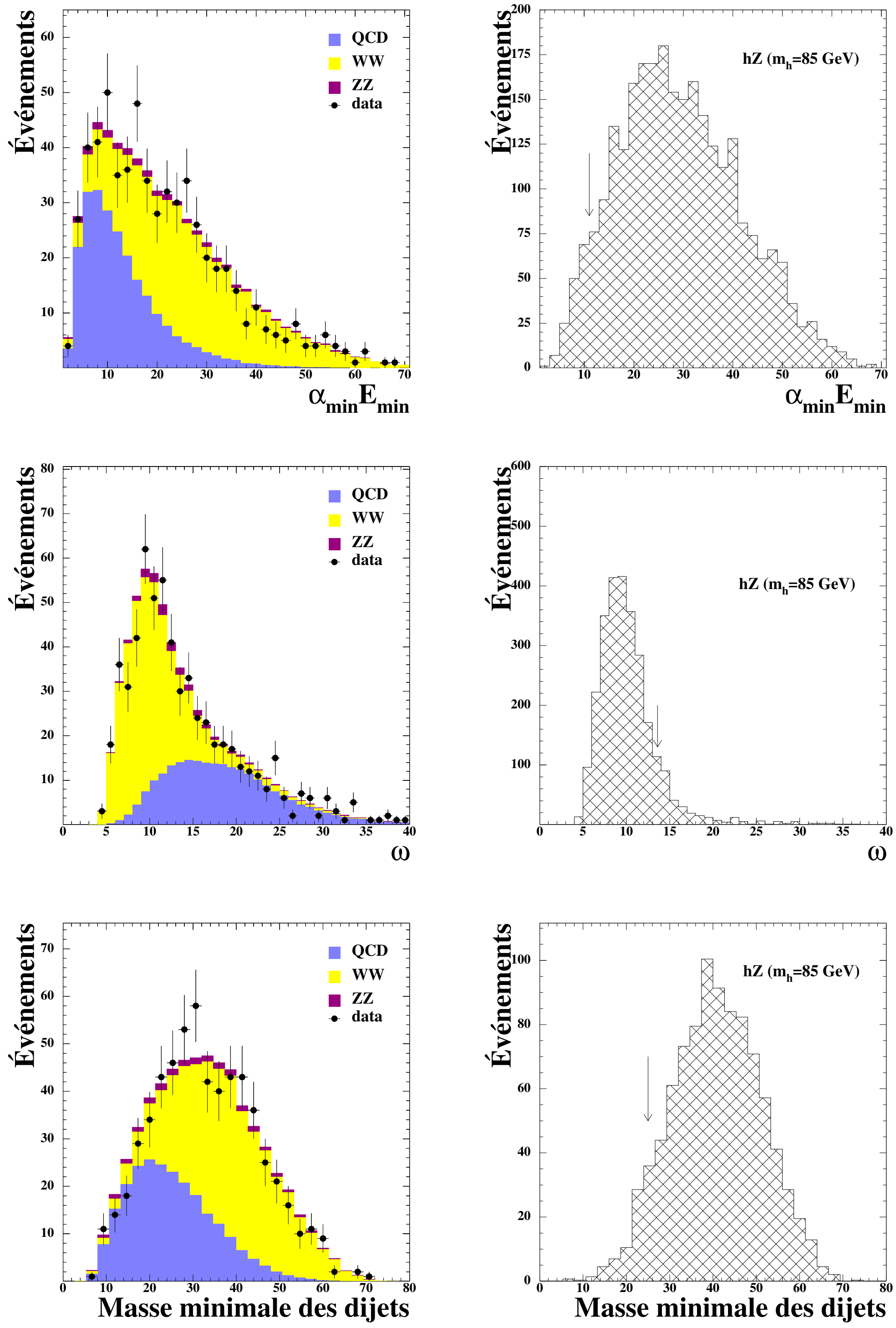


Figure 6.2: Les figures de gauche montrent la comparaison entre les distributions des variables topologiques obtenues dans les données et celles prédites à partir de la simulation pour les processus standards attendus à l'énergie $\sqrt{s}$=183 GeV. La normalisation de ces distributions est fixée par la luminosité enregistrée et par les valeurs des sections efficaces prédites pour les différentes composantes (QCD, WW et ZZ). Les figures de droite correspondent aux mêmes distributions attendues dans le canal $e^+e^- \to h^0Z^0$ (m_{h^0}=85 GeV/c^2) ; la normalisation est ici arbitraire.

Sur la figure 6.2 on montre les distributions de ces trois variables, obtenues avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV, ainsi que celles attendues pour un signal de Higgs (m_{h^0}=85 GeV/c^2). On peut noter que la composante de fond formée par les paires de WW se comporte vis à vis de ces variables comme le signal recherché.
Les valeurs appliquées pour ces coupures dépendent de $\sqrt{s}$ parce que, d'une part, les distributions des variables utilisées en dépendent et que, d'autre part, l'importance relative du fond QCD décroît avec $\sqrt{s}$. Par exemple, à l'énergie $\sqrt{s}$=161 GeV, le processus QCD domine largement (comparé à W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$). L'utilisation des variables d'identification des quarks b est inefficace puisque les événements de bruit de fond que l'on cherche à supprimer contiennent des quarks b. Il faut donc appliquer des coupures plus sévères sur les variables topologiques.
Par ailleurs, le choix de la valeur des coupures sur les variables topologiques dépend des autres coupures appliquées ensuite (sur les variables d'identification des jets contenant un quark b). Plusieurs jeux de coupures peuvent conduire à des résultats légèrement différents. Nous avons fixé ces coupures de manière à obtenir la meilleure limite en utilisant les événements simulés. Les coupures suivantes ont été appliquées :

- 161 GeV :
  -$\alpha_{\rm min}E_{\rm min} \geq 13$ rad GeV
  -$\omega < 13,5$
  -$M^{\rm dijet}_{\rm min} \geq 27$ GeV/c^2

- 172 GeV et 183 GeV :
  -$\alpha_{\rm min}E_{\rm min} \geq 11$ rad GeV
  -$\omega < 14$
  -$M^{\rm dijet}_{\rm min} \geq 25$ GeV/c^2

Ces trois coupures permettent de diminuer le fond QCD par un facteur qui est de l'ordre de 6, tout en maintenant une efficacité au signal voisine de 75 %. Les résultats, donnés dans le tableau 6.1, montrent aussi le bon accord entre les nombres d'événements mesurés dans les données et ceux attendus à partir des processus standards.

$\sqrt{s}$= 161 GeV	Données	Processus standards	QCD	WW	ZZ	Zee et autres	$\epsilon_{h^0Z^0}(h^0 \to$ hadrons) m_{h^0}=60 GeV/c^2
Pré-selection	81	97,2±1,3	75,1	15,7	5,4	1,0	92,5 ± 0,6 %
anti-QCD	15	17,1 ± 0,4	7,3	8,7	,9	,2	58 ± 1,0 %

$\sqrt{s}$= 172 GeV	Données	Processus standards	QCD	WW	ZZ	Zee et autres	$\epsilon_{h^0Z^0}(h^0 \to$ hadrons) m_{h^0}=70 GeV/c^2
Pré-selection	119	116,5 ±0,5	57,3	56,2	3,0	,3	92 ±0,6 %
anti-QCD	49	54,5 ±0,2	10,8	42,7	,9	,1	75 ± 1,0 %

$\sqrt{s}$= 183 GeV	Données	Processus standards	QCD	WW	ZZ	Zee et autres	$\epsilon_{h^0Z^0}(h^0 \to$ hadrons) m_{h^0}=85 GeV/c^2
Pré-selection	606	634 ±15	243,8	367,4	19,1	4,1	93 ±0,5 %
anti-QCD	324	334 ±7	44,6	278,8	9,5	1,4	78,8 ±0,7 %

Tableau 6.1: Bilan de l'effet des coupures de présélection et anti-QCD appliquées aux données, à la simulation des différents bruits de fond et au signal, pour les trois énergies : $\sqrt{s}$=161, 172 et 183 GeV. Les nombres d'événements attendus sont normalisés aux sections efficaces des différents processus et à la luminosité enregistrée pour chacune des énergies.

6.1.2 Réjection des paires de W

L'étape suivante dans la diminution des événements de bruit de fond consiste à demander que, parmi les 4 jets, deux au moins soient identifiés par le VD comme venant de quarks b, puisque le boson de Higgs se désintègre majoritairement en $b\overline{b}$. Cependant, certains événements de bruits de fond (QCD et Z^0Z^0) contiennent des quarks b. De plus les quarks c produits dans les événements W^+W^- peuvent générer des jets qui ont une certaine probabilité d'être identifiés b (voir le chapitre 5 sur l'identification des saveurs des quarks). Tout cela limite les performances de la réjection finale des événements de bruit de fond.
On peut améliorer la situation en remarquant que, dans les événements de signal, un Z^0 de masse connue est produit. Les événements que l'on sélectionne doivent obéir aux deux critères suivants : la masse d'un des dijets doit être compatible avec celle d'un Z^0, et l'autre dijet doit contenir des jets de quarks b. Cette double exigence doit en principe réduire davantage le nombre d'événements $W^+W^- \to c\overline{s}\,\overline{c}s$ car, si les deux jets issus des quarks c peuvent simuler des jets de quark b, ils appartiennent normalement à deux objets lourds différents, le W^+ et le W^-. Pour le signal, les deux jets identifiés b appartiennent au boson de Higgs.
Il est donc *a priori* utile de pouvoir reconnaître le dijet correspondant au Higgs et celui correspondant au Z^0, c'est à dire d'apparier les jets et de reconstruire les masses des bosons. Le choix de la méthode optimale est discuté en détail dans le paragraphe 6.1.4.
Nous donnons maintenant le résultat des dernières coupures appliquées, qui concernent le contenu en quarks b du dijet "Higgs".

6.1.3 Résultats finals

6.1.3.1 Optimisation de la valeur de la dernière coupure

Aucune des analyses présentées n'a pu mettre en évidence l'existence d'un signal dans les données enregistrées. Nous en avons alors déduit une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs correspondant à une section efficace en deçà de laquelle le nombre d'événements de signal produits est trop faible pour être distingué des événements de bruits de fond. La détermination de la limite tient compte aussi des résultats obtenus dans les autres modes de désintégration du Z^0 (désintégrations leptoniques) et du boson de Higgs (désintégrations en $\tau^+\tau^-$).
Nous expliquons les méthodes utilisées et résumons les résultats obtenus dans le chapitre 8. Pour l'heure, nous devons déterminer la valeur de la dernière coupure appliquée qui fixe le nombre d'événements attendus dans les données et l'efficacité au signal, pour chaque lots d'événements, de façon à rendre notre sensibilité à un signal maximum. En d'autres termes le rapport entre l'efficacité et le nombre d'événements attendus est choisi pour qu'en moyenne le niveau de confiance d'exclusion d'un signal soit maximum.
Nous avons ainsi déterminé les "points de fonctionnement" de l'analyse pour chaque lot de données.
Pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $e^+e^- \to h^0Z^0$, aux énergies $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV, nous avons utilisé la méthode dite du "$\overline{N_{95}}$" proposée dans [100]. Pour l'analyse faite à l'énergie $\sqrt{s}$=183 GeV, la méthode utilisée, commune à toutes les analyses de recherche du Higgs dans DELPHI, permet de prendre en compte le résultat des différents canaux et la distribution en masse du signal et des événements de bruits de fond. Nous reviendrons dans le chapitre 7 sur cette méthode.

- Méthode du "$\overline{N_{95}}$" :
Pour une valeur donnée x de la coupure finale, on a une estimation du bruit de fond $b(x)$ et de l'efficacité $\epsilon(x)$ au signal. Si n est le nombre d'événements sélectionnés dans les données alors la probabilité d'observer n événements quand $b(x)$ sont attendus (on fait l'hypothèse qu'il n y a pas de signal dans les données), est donnée par la loi de Poisson :

$$\mathcal{P}_b(n) = e^{-b(x)}\frac{b(x)^n}{n!} \tag{6.1}$$

Supposons maintenant que l'on observe n_o événements, la limite à 95 % de niveau de confiance sur le nombre d'événements de signal est donnée par κ_{n_o} défini par la relation [101] (sans soustraction du bruit de fond) :

$$5\ \% = \sum_{n=0}^{n_o} \mathcal{P}_{\kappa_{n_o}}(n) \tag{6.2}$$

En général dans les analyses de recherche d'événements rares, plus l'efficacité au signal est grande et plus le bruit de fond attendu est faible, meilleure est la sensibilité au signal. Malheureusement, ces deux paramètres ont le même sens de variation. Pour un couple de valeurs ($\epsilon(x)$,$b(x)$) donné, la valeur moyenne de la limite à 95 % du nombre d'événements de signal nécessaire pour mettre une limite à 95 % peut être évaluée :

$$< K > (x) = \sum_{n=0}^{\infty} \kappa_n \mathcal{P}_{b(x)}(n) \tag{6.3}$$

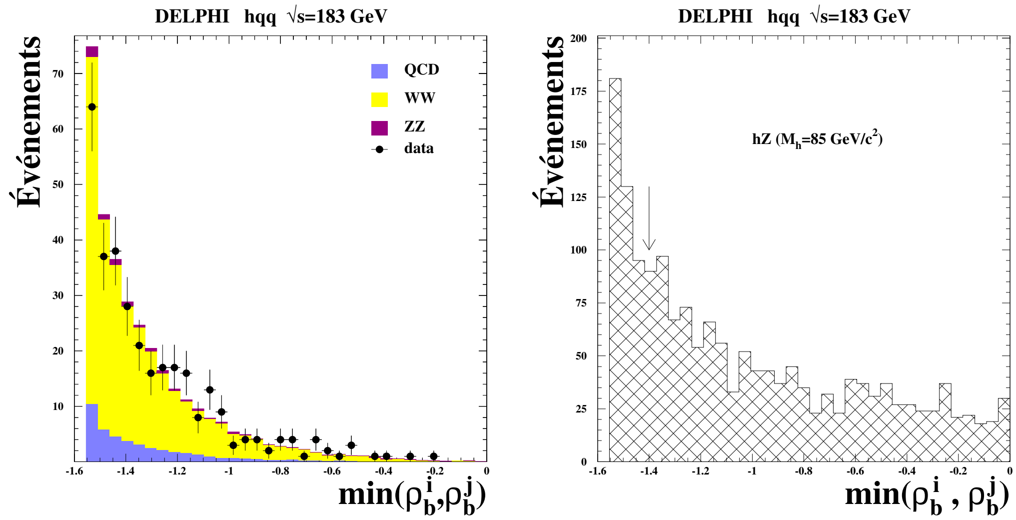
La meilleure sensibilité au signal est obtenue en trouvant la valeur x_o correspondant au minimum de l'expression :

$$\overline{N_{95}} = \frac{1}{\epsilon(x)} < K > (x) \tag{6.4}$$

Il faut noter que cette méthode ne tient pas compte des autres canaux de recherche du Higgs. Cependant, comme les rapports d'embranchement du canal étudié dans cette thèse représentent plus de 65 % de la production $e^+e^- \to h^0Z^0$, la valeur optimum de la dernière coupure, déterminée dans notre canal n'est que peu affectée par les résultats des autres canaux.

6.1.3.2 Résultats à 183, 172 et 161 GeV

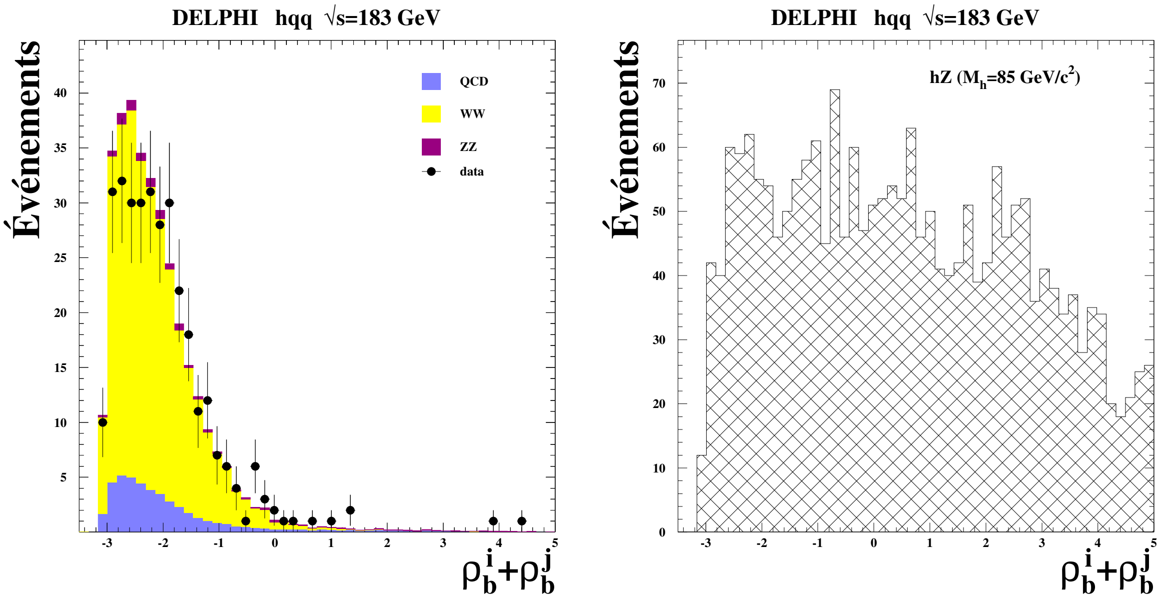
Ayant déterminé le dijet qui a la plus grande probabilité de correspondre au boson de Higgs et celui associé au Z^0, nous pouvons éliminer les événements de bruit de fond issus de la désintégration des paires de W en demandant que chacun des jets venant du Higgs contienne un minimum d'information caractéristique de la présence de quarks b ; la variable d'identification, ρ_b^i, doit être supérieure à une certaine valeur.



(a) (b)

Figure 6.3: Distributions de la valeur minimum de la variable d'identification des quarks b, ρ_b, pour les deux jets appartenant au Higgs, mesurées dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV (a), et attendue pour des événements de signal (b). Toutes les données sont incluses dans la distribution (a), ce qui n'est pas le cas de la distribution du signal, où il existe des événements pour des valeurs positives de la variable.

La figure 6.3(a) montre la distribution de la valeur minimum pour le couple (ρ_b^i, ρ_b^j) du dijet (i,j) identifié Higgs. Les différentes composantes des événements de bruit de fond W^+W^-, QCD et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$sont indiquées. L'accord entre les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV et le nombre total d'événements attendus à partir des processus standards est bon. La même distribution est représentée à droite (6.3(b)) pour des événements de signal. La valeur de la coupure est représentée par la flèche.



(a) (b)

Figure 6.4: Distribution de la somme des variables d'identification des quarks b pour le dijet “Higgs”. L'accord entre les données et les processus standards est indiqué dans la figure (a). La figure (b) montre la distribution obtenue pour un signal h^0Z^0 (m_{h^0} = 85 GeV/c^2). Toutes les données sont incluses dans la distribution (a), ce qui n'est pas le cas de la distribution du signal pour laquelle il existe des événements au-delà de la limite à 5.

La réduction finale du nombre d'événements de bruit de fond est faite en faisant varier la coupure sur la somme des variables d'étiquetage des quarks b, pour la paire de jets issus du Higgs : $\rho_b^i + \rho_b^j$. La distribution de cette variable est représentée sur la figure 6.4 pour les événements de fond et les données (a) et pour des événements de signal (b).
La courbe donnant le nombre d'événements de bruit de fond attendus en fonction de l'efficacité aux événements de signal, obtenue en faisant varier la valeur de la coupure appliquée sur la variable $\rho_b^i + \rho_b^j$ est représentée dans la figure 6.5 pour l'analyse des données à $\sqrt{s}$=183 GeV. Les différentes composantes des événements de bruit de fond sont représentées, ainsi que le nombre d'événements sélectionnés dans les données. On n'observe aucun excès significatif dans les données.

Nous avons appliqué la même sélection sur les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV. Les résultats obtenus sont représentés de la même façon dans les figures 6.6(a) et (b) mettant en évidence un assez bon accord entre le nombre d'événements sélectionnés dans les données et le nombre d'événements attendus à partir des processus standards.

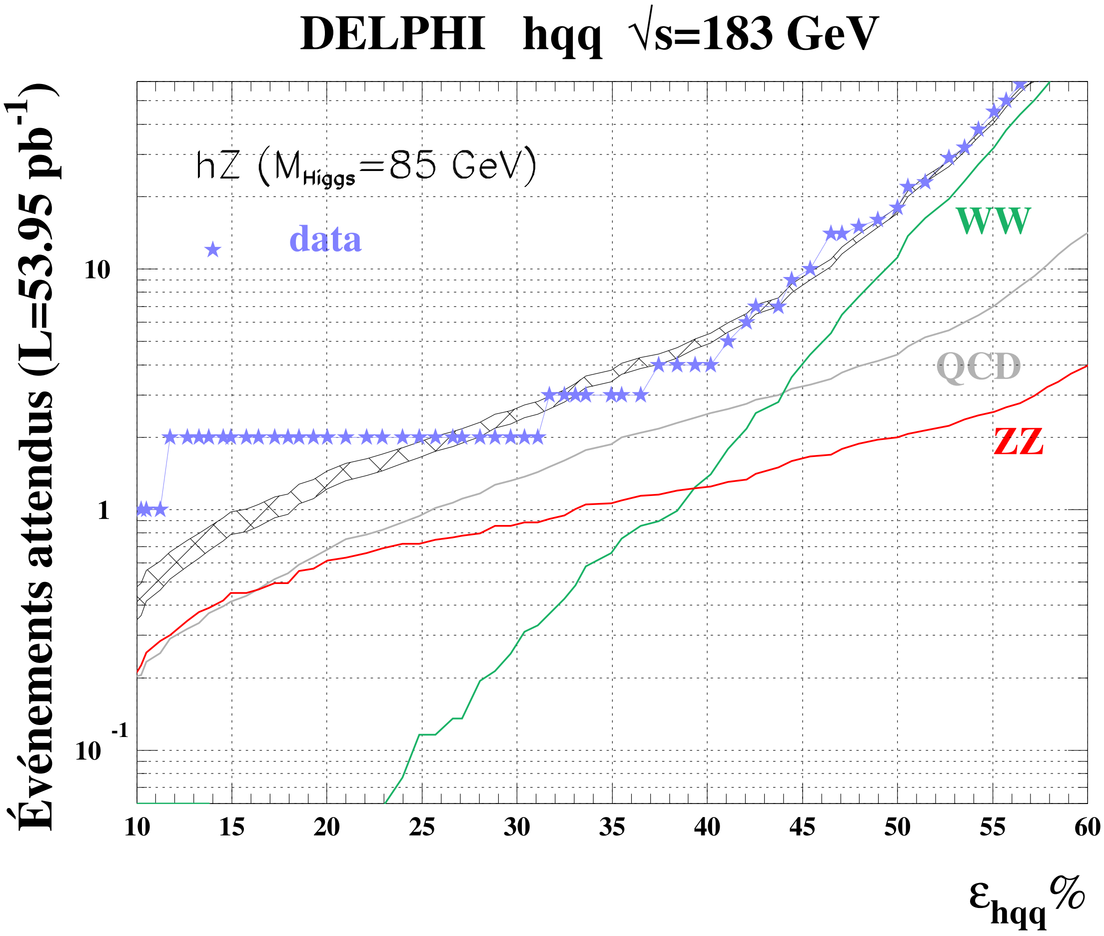
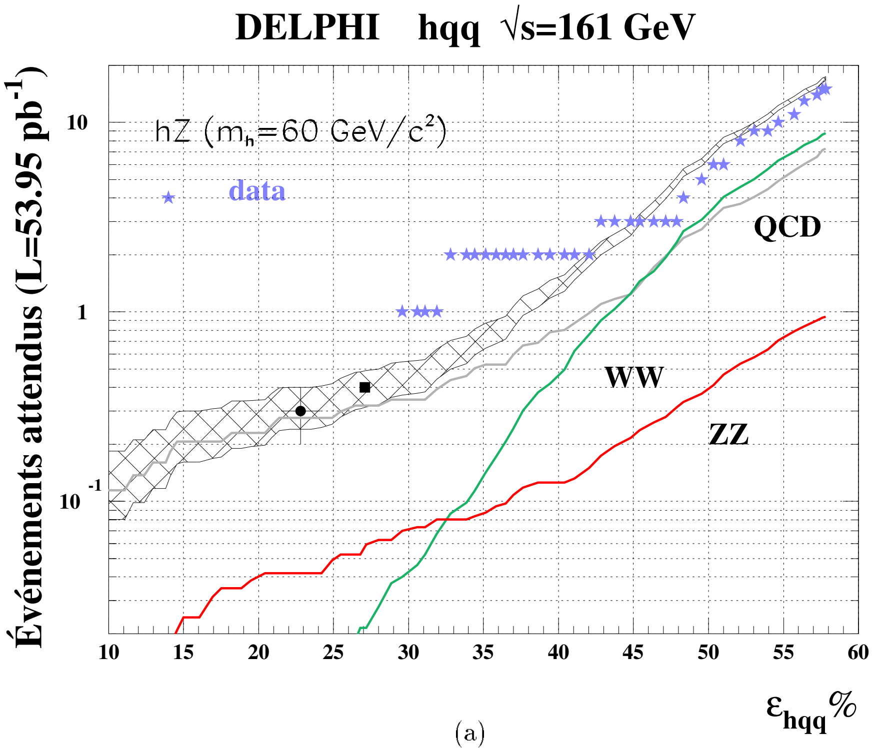
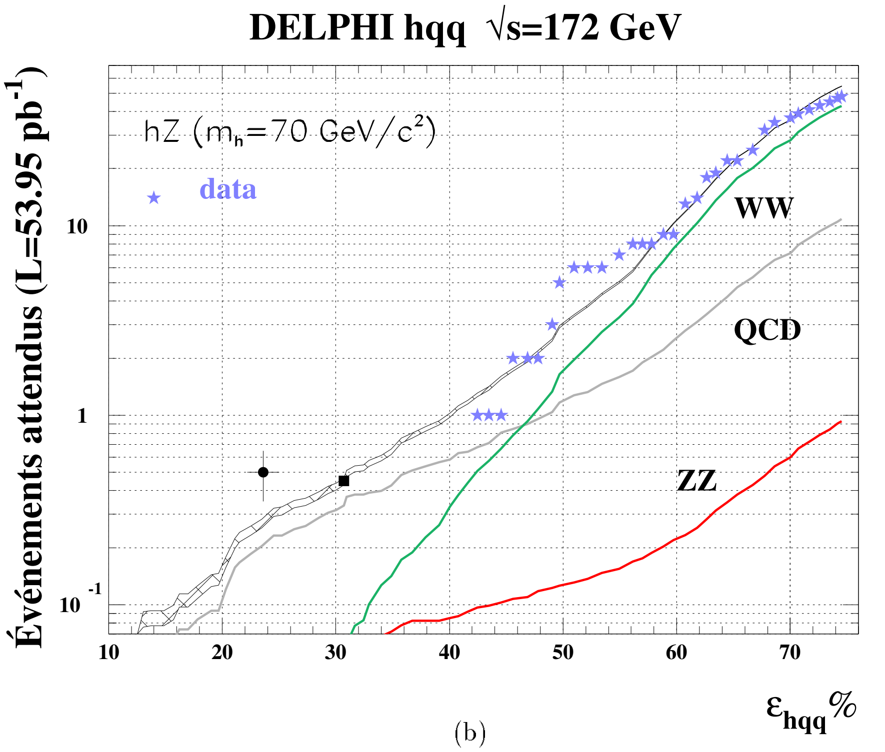


Figure 6.5: Variation du nombre d'événements de bruit de fond attendus à $\sqrt{s}$=183 GeV pour une luminosité de 53,95 pb^{-1} (W^+W^-, QCD et Z^0Z^0) en fonction de l'efficacité à un signal h^0Z^0 ($m_{h^0} = 85\,GeV/c^2$). L'erreur statistique sur le nombre d'événements disponibles dans la simulation et sur l'efficacité est indiquée par la zone hachurée. L'efficacité au signal est relative à l'ensemble des modes hadroniques de désintégration du boson de Higgs.



(a)



(b)

Figure 6.6: Variation du nombre d'événements de bruit de fond attendus à $\sqrt{s}$=161 GeV (a) et à $\sqrt{s}$= 172 GeV (b) pour une luminosité de 10 pb^{-1} (W^+W^-, QCD et Z^0Z^0) en fonction de l'efficacité à un signal h^0Z^0 (m_{h^0}=60 et 70 GeV/c^2 respectivement). L'erreur statistique sur le nombre d'événements disponibles dans la simulation et sur l'efficacité est indiquée par la zone hachurée. L'efficacité au signal est relative à l'ensemble des modes hadroniques de désintégration du boson de Higgs. Le point rond indique le point de fonctionnement d'une autre analyse faite dans la Collaboration DELPHI et publiée en 1997. Le point carré indique notre point de "fonctionnement" déterminé par la méthode du "$\overline{N_{95}}$".

Les tableaux 6.2, 6.3 et 6.4 donnent, pour chaque point de fonctionnement à $\sqrt{s}$=161, 172 et 183 GeV, le nombre d'événements sélectionnés dans les données, le nombre d'événements de bruit de fond attendus ainsi que l'efficacité obtenue pour chacune des valeurs de la masse du Higgs envisagée.

$\sqrt{s}$= 161 GeV	Données	Processus standards	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$
	0	0,39 ± 0,08	0,32 ± 0,08	0,02 ± 0,01	0,05 ± 0,01

m_{h^0} (GeV/c^2)	efficacité
45	21,1 ± 0,9 %
50	21,6 ± 0,9 %
55	23,8 ± 0,9 %
60	27,1 ± 1,0 %
65	28,6 ± 1,0 %
70	27,9 ± 0,8 %

Tableau 6.2: Nombres d'événements sélectionnés dans les données enregistrées à l'énergie $\sqrt{s}$=161 GeV et attendus à partir des processus standards, après application de l'ensemble des coupures. On donne également pour cette sélection, l'efficacité à un signal h^0Z^0 en considérant différentes valeurs de la masse du Higgs.

$\sqrt{s}$= 172 GeV	Données	Processus standards	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$
	0	0,43 ± 0,05	0,31 ± 0,05	0,07 ± 0,01	0,05 ± 0,001

m_{h^0} (GeV/c^2)	efficacité
45	20,7 ± 1,3 %
50	23,4 ± 1,4 %
55	27,2 ± 1,5 %
60	26,1 ± 1,4 %
65	29,2 ± 1,5 %
70	30,7 ± 1,9 %
75	31,6 ± 1,9 %
80	33,8 ± 1,7 %

Tableau 6.3: Nombres d'événements sélectionnés dans les données enregistrées à l'énergie $\sqrt{s}$=172 GeV et attendus à partir des processus standards, après application de l'ensemble des coupures. On donne également, pour cette sélection, l'efficacité à un signal h^0Z^0 en considérant différentes valeurs de la masse du Higgs.

Nous avons pu constater que les événements de bruit de fond qui passent la sélection dans l'analyse effectuée à $\sqrt{s}$=183 GeV étaient majoritairement composés par ceux contenant plusieurs quarks b, dans le cas des processus QCD et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$, et plusieurs quarks c dans le cas des paires de W. Le tableau 6.5 donne les proportions des différentes catégories d'événements de bruit de fond (QCD, W^+W^-, et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$) qui passent les coupures de sélection en distinguant les états finals possibles.

$\sqrt{s}$= 183 GeV	Données	Processus standards	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$
	4	5,34 ± 0,24	2,66 ± 0,20	1,41 ± 0,12	1,27 ± 0,05

m_{h^0} (GeV/c^2)	efficacité
50	29,6 ± 1,3 %
60	30,7 ± 1,0 %
65	32,8 ± 1,0 %
70	35,7 ± 0,8 %
75	40,0 ± 1,1 %
80	40,2 ± 0,9 %
85	40,1 ± 0,9 %
90	42,2 ± 0,9 %
95	36,2 ± 1,1 %

Tableau 6.4: Nombres d'événements sélectionnés dans les données enregistrées à l'énergie $\sqrt{s}$=183 GeV et attendus à partir des processus standards, après application de l'ensemble des coupures. On donne également, pour cette sélection, l'efficacité à un signal h^0Z^0 en considérant différentes valeurs de la masse du Higgs.

QCD	
$b\bar{b}gg$	47 %
$b\bar{b}q\bar{q}$	33 %
$b\bar{b}c\bar{c}$	5 %
$b\bar{b}b\bar{b}$	3 %
$q\bar{q}b\bar{b}$	4,3 %
autres	7,7 %

WW	
$c\bar{s}\bar{c}s$	38 %
$c\bar{s}\bar{u}d$	42 %
$u\bar{d}\bar{u}d$	11 %
$b\bar{c}\bar{c}s$	8 %

ZZ	
$b\bar{b}\bar{q}q$	77 %
$b\bar{b}\bar{c}c$	16 %
$b\bar{b}\bar{b}b$	7 %

Tableau 6.5: Proportions des différentes catégories d'états finals dans les événements de bruit de fond qui passent les coupures de sélection finale dans l'analyse des données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV. Pour les événements QCD, les deux premières lettres concernent les quarks issus de la désintégration du Z^0, les deux dernières indiquent si les deux autres jets sont des jets de gluons (g) ou des jets de quarks secondaires (u, d, s ou c) issus de la désintégration d'un gluon. La lettre q désigne un quark léger u, d ou s.

Dans les analyses effectuées avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV, aucun événement n'a été sélectionné, alors que 0,31 ± 0,05 et 0,43 ± 0,05 événements sont respectivement attendus à partir des processus standards.
Dans l'analyse faite avec les données de 1997, quatre événements sont sélectionnés pour un nombre attendu d'événements de bruit de fond de 5,24 ± 0,34. La figure 6.7 représente une image des deux derniers événements montrant les traces reconstruites des 4 jets.
Ces deux événements présentent deux jets bien identifiés comme étant issus d'un quark b. Pour l'un, les deux jets contiennent un vertex secondaire, pour l'autre seul un des jet contient un tel vertex (voir figure 6.8). La masse du dijet opposé au Z^0 est de $M_{ij} = 89,4\,\mathrm{GeV}/c^2$ pour l'un et de $M_{ij} = 87,6\,\mathrm{GeV}/c^2$ pour l'autre. Ces deux événements sont compatibles avec le fond attendu (un événement Z^0Z^0 et un événement QCD).
Il faut remarquer que les caractéristiques topologiques du deuxième événement sont très proches de la valeur des coupures appliquées. La distribution de la masse des événements sélectionnés est représentée dans la figure 6.9.

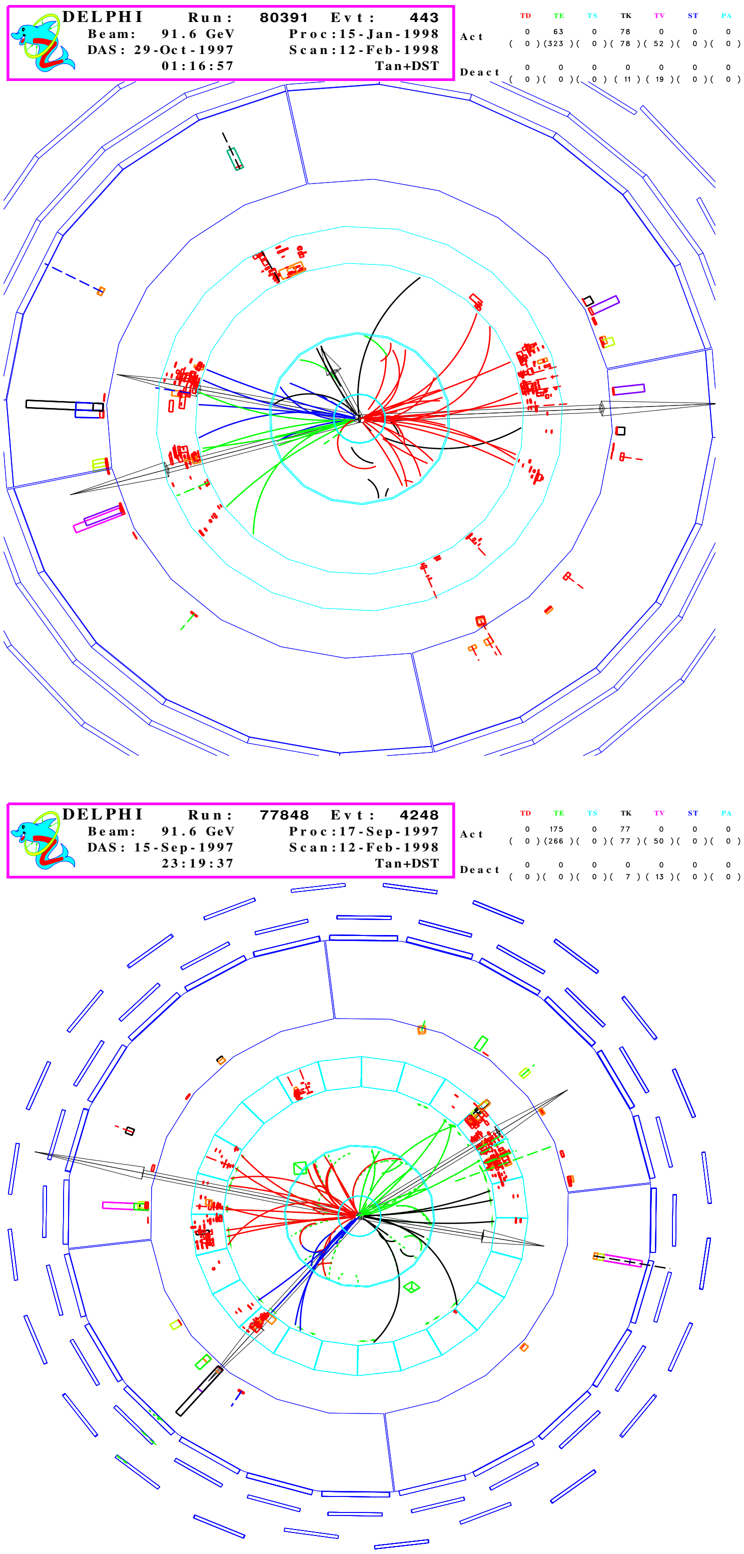


Figure 6.7: Vues dans le plan (x,y) des 4 jets reconstruits dans le détecteur DELPHI pour les deux derniers événements sélectionnés dans les données à $\sqrt{s}$=183 GeV.

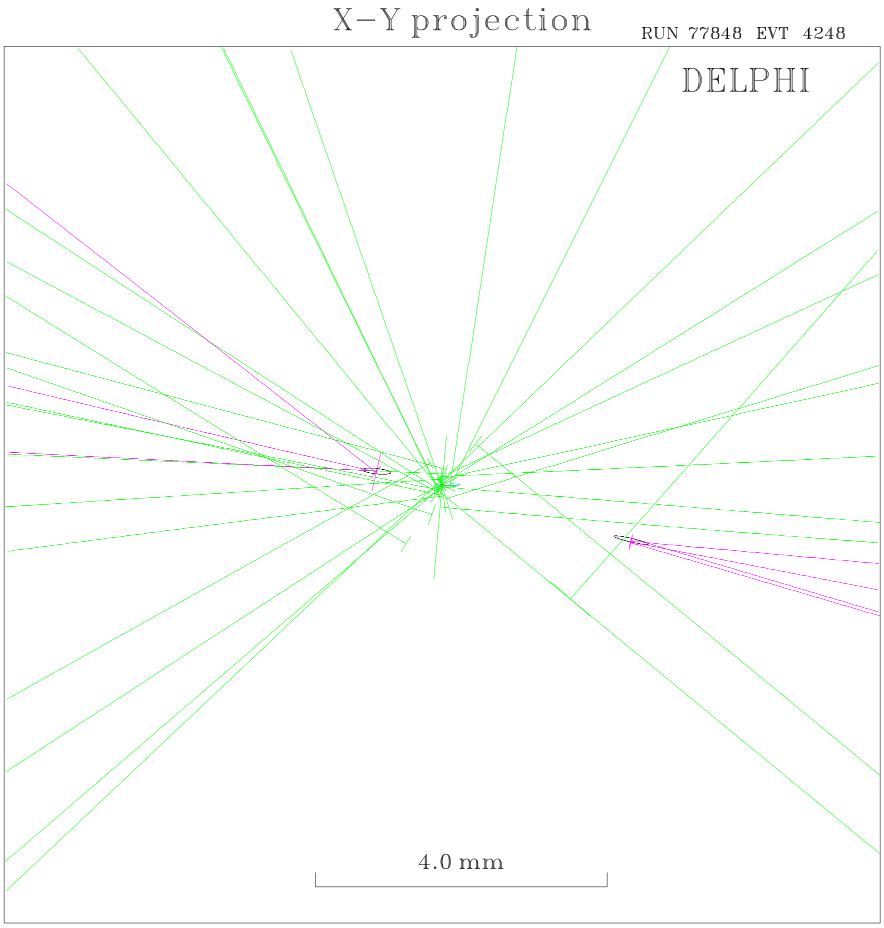


Figure 6.8: Vue du point d'interaction de l'événement sélectionné par l'analyse h^0Z^0. Les deux vertex secondaires sont déplacés par rapport au point d'interaction, mettant en évidence la présence de deux quarks b dans l'événement. Cet événement est compatible avec un événement standard Z^0Z^0.

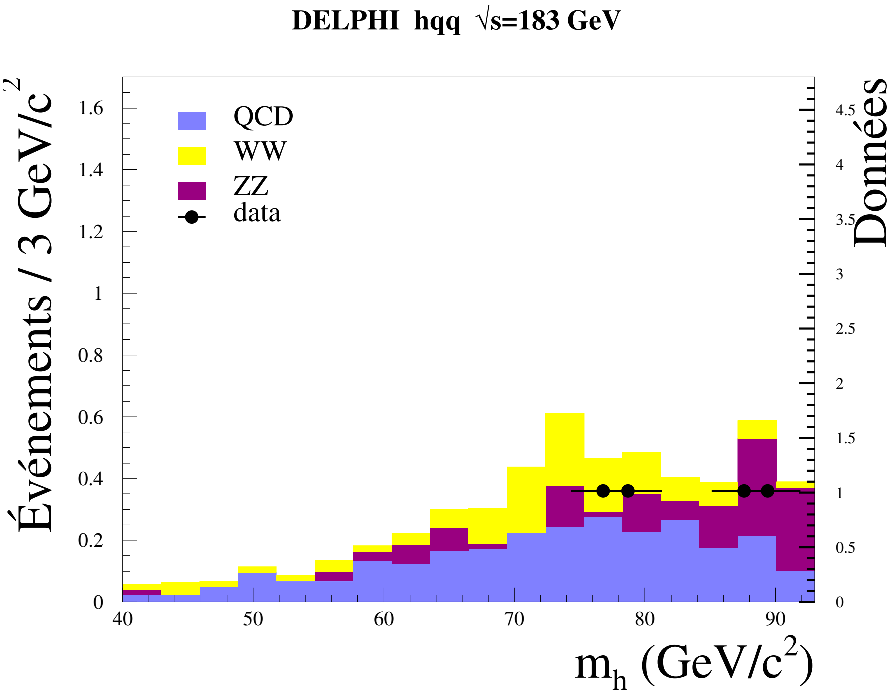


Figure 6.9: Distribution de la masse reconstruite du dijet Higgs, obtenue à partir des événements de bruit de fond sélectionnés à l'énergie de $\sqrt{s}$=183 GeV. Les masses mesurées pour les événements retenus dans les données sont indiquées par les points.

6.1.3.3 Conclusion

En appliquant l'analyse développée sur les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV, nous avons amélioré légèrement les résultats obtenus dans le canal h^0Z^0 en quatre jets pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV, par rapport à une autre analyse faite dans la Collaboration DELPHI et publiée en 1997 [103]. Le gain est de l'ordre de 20 % sur l'efficacité pour un niveau de bruit de fond attendu identique.
Nous comparons les résultats obtenus à $\sqrt{s}$=183 GeV dans DELPHI et dans les autres Collaborations LEP en fin de chapitre.

6.1.4 Reconstruction de la masse du boson de Higgs

On cherche à reconstruire la masse des bosons h^0 et Z^0 qui se sont désintégrés chacun en deux quarks. Il faut donc apparier les jets, ce qui conduit à plusieurs possibilités.
Dans le cas de deux bosons de masses égales (étude du canal h^0A^0 ou mesure de la masse des W dans le mode de désintégration hadronique) le nombre de possibilités est limité à trois. Pour le canal h^0Z^0, il y a 6 possibilités d'appariement.
Le choix doit donc être guidé par les propriétés de l'état final.
La première information utilisée est la présence d'un boson Z^0 de masse connue. On utilisera, dans la suite, les indices k et l pour repérer les jets formant le Z^0 et les indices i et j pour ceux issus du boson de Higgs. Parmi les 6 permutations sur les indices k et l on peut supposer que la bonne est celle qui correspond à une masse invariante du système (k,l) la plus proche de la valeur nominale de la masse m_{Z^0}[1].
Malheureusement, cette méthode ne donne pas des résultats satisfaisants pour l'évaluation de la masse du Higgs. En effet la largeur intrinsèque du Z^0 et l'incertitude expérimentale sur la reconstruction de la masse d'un objet lourd sont la cause d'un taux d'erreur assez élevé dans le choix de la combinaison correspondant à la réalité, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants.
Par ailleurs, la résolution sur la masse reconstruite du Higgs dépend à la fois de la résolution expérimentale sur la reconstruction des jets (erreur sur la mesure de l'énergie et des angles) et de la combinaison choisie.
Le spectre en masse, obtenu sur des événements simulés, est formé en général de deux composantes : une accumulation relativement étroite, centrée sur la masse du Higgs choisie dans la simulation et un fond combinatoire dû principalement aux erreurs d'appariement.
La première amélioration à apporter concerne ce dernier point. Nous avons alors utilisé une autre caractéristique de l'état final : le contenu en quarks b des jets car le Higgs se désintègre majoritairement en paire $b\bar{b}$.
Dans les prochains paragraphes, nous décrivons plusieurs méthodes que nous avons envisagées pour la reconstruction de la masse du Higgs, dans le canal $e^+e^- \to h^0Z^0 \to 4$ jets. La comparaison entre les différentes méthodes et l'évaluation de leurs performances est faite selon deux critères :

- la proportion d'associations $(i,j)(k,l)$ qui correspondent réellement aux dijets du Higgs et du Z^0 (taux de bonne combinaison),
- la fraction d'événements où la masse reconstruite du dijet Higgs est située dans une fenêtre autour de la masse générée.

6.1.4.1 Estimateurs de la masse du Higgs

La première façon d'évaluer la masse du boson de Higgs consiste, une fois que l'on a fait le choix de la combinaison $(i,j)(k,l)$, à retrancher m_{Z^0} à la somme des masses des dijets. Soit :

$$M_{h^0} = M_{ij} + M_{kl} - M_{Z^0} \tag{6.5}$$

On justifie l'emploi de cet estimateur par le fait, qu'après avoir appliqué la procédure de correction des quadri-vecteurs impulsion des jets décrite dans le paragraphe 3.3.2, la résolution sur la somme des masses des dijets est meilleure que celle sur leurs masses respectives.
La figure 6.10 montre la distribution de la masse du Z^0 reconstruite dans des événements simulés $e^+e^- \to h^0Z^0 \to 4$jets (m_{h^0}=80 GeV/c^2 à $\sqrt{s}$=184 GeV). Dans cette distribution on choisit le dijet "Z^0", parmi les six, en prenant celui dont la masse est la plus proche de celle du Z^0. La largeur de cette distribution est nettement plus grande que la largeur naturelle du Z^0 convoluée avec les effets de résolution des détecteurs. Cette dégradation de la résolution sur la masse des dijets est un effet de la correction appliquée aux quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets.
La résolution sur la somme des masses des dijets s'améliore lorsque l'on est proche de la limite cinématique. En effet, si on considère l'ajustement contraint des quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets (défini par

[1] C'est cette méthode qui était couramment employée dans les analyses de DELPHI

un facteur qui ne porte que sur la valeur de l'impulsion : $\mathbf{p}_\mathrm{i}^{\mathrm{corrigé}} = \alpha_\mathrm{i}\mathbf{p}_\mathrm{i}$, pour simplifier la discussion) alors la somme des masses des dijets s'écrit :

$$M_{ij} + M_{kl} = \sqrt{(\alpha_i E_i + \alpha_j E_j)^2 - (\alpha_i \overrightarrow{p}_i + \alpha_j \overrightarrow{p}_j)^2} + \sqrt{(\alpha_k E_k + \alpha_l E_l)^2 - (\alpha_k \overrightarrow{p}_k + \alpha_l \overrightarrow{p}_l)^2} \tag{6.6}$$

À la limite cinématique, quand on peut négliger le "boost" de Lorentz des bosons h^0 et Z^0 qui apparaît quand $\mathrm{m}_{\mathrm{h}^0}$ est différent de $\mathrm{m}_{\mathrm{Z}^0}$, l'équation 6.6 se réduit à :

$$\begin{aligned} M_{ij} + M_{kl} &= \sqrt{(\alpha_i E_i + \alpha_j E_j)^2} + \sqrt{(\alpha_k E_k + \alpha_l E_l)^2} \\ &= \sqrt{s} \end{aligned} \tag{6.7}$$

puisque $\alpha_{i,k} \overrightarrow{p}_{i,k} + \alpha_{j,l} \overrightarrow{p}_{j,l} = \overrightarrow{0}$ et $\alpha_i E_i + \alpha_j E_j + \alpha_k E_k + \alpha_l E_l = \sqrt{s}$ sont les contraintes de l'ajustement cinématique. On remarque que la résolution sur la différence de masse des dijets ne sera aucunement contrainte par l'ajustement.

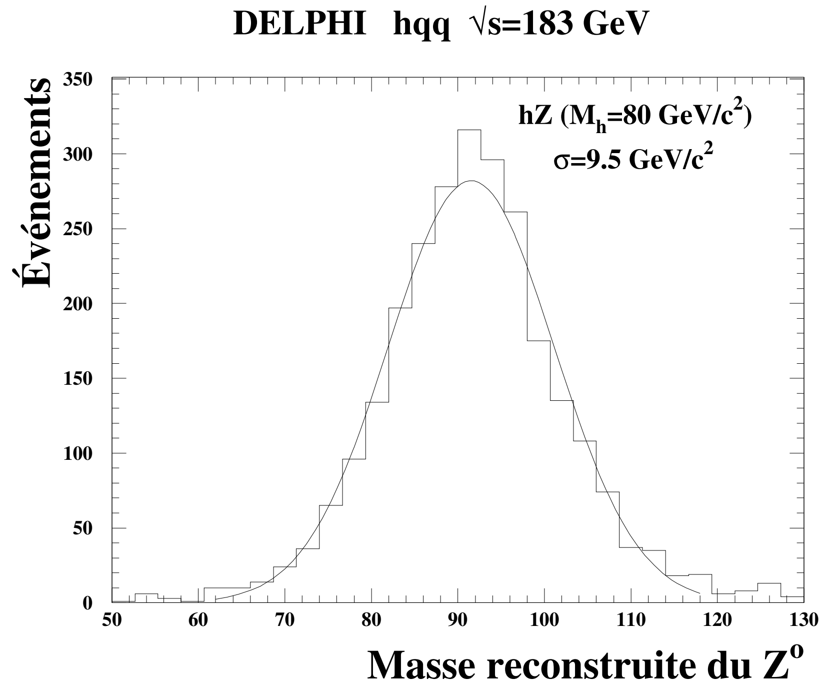


Figure 6.10: Distribution de la masse reconstruite du Z^0 dans des événements $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ simulés à $\sqrt{\mathrm{s}}$=184 GeV. La masse est reconstruite à partir des valeurs corrigées des quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets.

Pour évaluer la masse du Higgs, une autre méthode consiste à imposer dans un ajustement cinématique contraint assurant la conservation de l'énergie-impulsion pour l'ensemble des jets de l'événement, que la masse du dijet (k, l) soit égale à $\mathrm{m}_{\mathrm{Z}^0}$.
Nous avons utilisé le même algorithme d'ajustement cinématique que celui décrit dans le paragraphe 3.3.2. Il permet de tenir compte des erreurs de mesure sur la direction et sur l'énergie des jets, et d'imposer les contraintes désirées. Bien souvent, parmi les six ajustements possibles, seulement deux ou trois conduisent à des valeurs acceptables du χ^2_{5C} de l'ajustement. Les autres sont donc naturellement exclus. Quand plusieurs combinaisons mènent à des probabilités de χ^2_{5C} semblables, il est nécessaire de

définir des critères de choix pour la bonne combinaison. Cela sera discuté dans le paragraphe suivant. Cependant, en imposant exactement la masse du Z^0 on ne tient pas compte de sa largeur Γ_{Z^0}. Nous avons essayé d'inclure cet effet dans l'ajustement en faisant varier la contrainte M_i sur la masse du dijet (k,l) de M_{kl} à m_{Z^0}, où M_{kl} est la masse du dijet (k,l) après l'ajustement à quatre contraintes (4C) des quadri-vecteurs impulsions des jets. Cinquante ajustements à cinq contraintes sont ainsi réalisés par combinaison. On attribue pour chacune des cinquante valeurs de la contrainte, un poids donné par :

$$\chi_i^2 = \chi_{5C}^2 - 2 \times ln(\frac{\Gamma_{Z^0}}{2\pi} \frac{1}{\frac{\Gamma^2}{4} + (M_i - M_{Z^0})^2}) \tag{6.8}$$

où χ_{5C}^2 est le χ^2 de l'ajustement contraint, dans lequel on a imposé la masse M_i pour le dijet (k,l). Le second terme correspond à la probabilité donnée par une distribution de Breit-Wigner, que la masse ajustée M_i soit celle d'un boson Z^0. Il permet de déprécier les solutions qui conduisent à une masse trop éloignée de la masse du Z^0.

Pour évaluer les performances relatives de ces estimateurs, il est nécessaire de connaître *a priori* quelle est la combinaison $(i,j)(k,l)$ correspondant réellement au Z^0 et au h^0 produits, afin de pouvoir séparer les deux effets qui conduisent à détériorer les performances de reconstruction de la masse du Higgs que sont l'appariement et la précision de reconstruction des quadri-vecteurs des jets.

6.1.4.2 Appariement des jets

Différentes méthodes d'appariement ont été envisagées. Les plus simples ne font intervenir que des critères de masse, d'autres combinent l'information sur la masse des dijets à certaines caractéristiques de l'état final. Nous décrivons et comparons ces méthodes dans ce qui suit.

- méthode de base :
  La méthode la plus simple consiste à considérer le dijet formé par le Z^0, comme étant celui dont la masse reconstruite, M_{kl}, est la plus proche de m_{Z^0}. Le candidat Higgs est alors formé par les deux autres jets. Cette méthode est souvent mise en échec car il arrive que plusieurs combinaisons de dijets ont une masse proche de m_{Z^0} quand on a 4 jets énergétiques assez isolés. De plus, comme nous l'avons déjà remarqué, la résolution sur la masse des dijets, après ajustement 4C, n'est pas très bonne ($\sigma_{M_{Z^0}} \sim 9,5\,\mathrm{GeV}/c^2$).

- minimisation du χ^2 de l'ajustement à 5 contraintes :
  Pour pallier au manque de résolution sur la masse des dijets après ajustement cinématique des quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets, on a vu qu'il était possible d'ajouter une cinquième contrainte sur la masse du dijet formant le Z^0. La distribution de la probabilité du χ^2 de l'ajustement est plate, lorsqu'on a choisi la bonne combinaison, elle est piquée à 0 pour les autres. Choisir celle qui minimise le χ^2 de l'ajustement à cinq contraintes constitue une méthode simple. La figure 6.11 indique la distribution de la probabilité du χ^2 d'un ajustement à cinq contraintes en distinguant les mauvaises et la bonne combinaisons.

- méthode de base avec l'information du contenu en quark b :
  Nous avons vu que la méthode de base conduit souvent à des combinaisons de dijets erronées, car plusieurs appariements peuvent correspondre à des dijets dont la masse est proche de la masse du Z^0 (à 5 ou 10 GeV/c^2 près). Le choix de l'appariement peut être facilité si l'on considère le contenu en quark b de l'autre dijet. Parmi toutes les solutions où un dijet est proche de la masse du Z^0 à ± 20 GeV/c^2, on choisit celle qui maximise le contenu en quarks b de l'autre dijet.

- méthode probabiliste combinant les masses des dijets et le contenu en quark b :
  On peut généraliser la méthode précédente aux différentes combinaisons en construisant, pour chacune des 6 possibilités d'appariement, une probabilité. La combinaison correspondant à l'état final attendu, rend maximum l'expression suivante, qui correspond au maximum de vraisemblance pour un événement h^0Z^0 :

$$\mathcal{J} \;=\; \max(\mathcal{P}_b(\rho_b^i)\mathcal{P}_b(\rho_b^j)[(1-\mathcal{P}_b(\rho_b^k))(1-\mathcal{P}_b(\rho_b^l))]\mathcal{P}_{\chi^2}^{5C}(k,l)) \tag{6.9}$$

$\mathcal{P}_b(\rho_b^i)$ est la probabilité que la valeur mesurée de la variable d'identification des quarks b, ρ_b^i pour le jet i, corresponde à un jet de quark b (la définition de cette probabilité est expliquée dans le paragraphe 6.1.4.3). Les 4 jets correspondent aux indices i, j, k, l, les indices i et j étant relatifs au boson Higgs. Le dernier terme dans l'expression est la probabilité du χ^2 d'un ajustement cinématique contraint. On peut aussi utiliser le χ^2_{5C} modifié qui permet de tenir compte de la largeur du Z^0 (voir équation 6.8).
$\mathcal{P}_b(\rho_b^i)\mathcal{P}_b(\rho_b^j)$ représente la probabilité que le système *(i,j)* soit une paire $b\overline{b}$ et $(1-\mathcal{P}_b(\rho_b^k))(1-\mathcal{P}_b(\rho_b^l))$ est celle pour que le système *(k,l)* soit une paire de quarks de saveur u,d,s ou c. Cependant, comme le Z^0 se désintègre dans 22 % des cas en une paire $b\overline{b}$, nous avons tenu compte de cette possibilité en considérant l'expression suivante :

$$\mathcal{J} \;=\; \max(\mathcal{P}_b(\rho_b^i)\mathcal{P}_b(\rho_b^j)[,22*\mathcal{P}_b(\rho_b^k)\mathcal{P}_b(\rho_b^l)+,78*(1-\mathcal{P}_b(\rho_b^k))(1-\mathcal{P}_b(\rho_b^l))]\mathcal{P}^{5C}_{\chi^2}(k,l)) \tag{6.10}$$

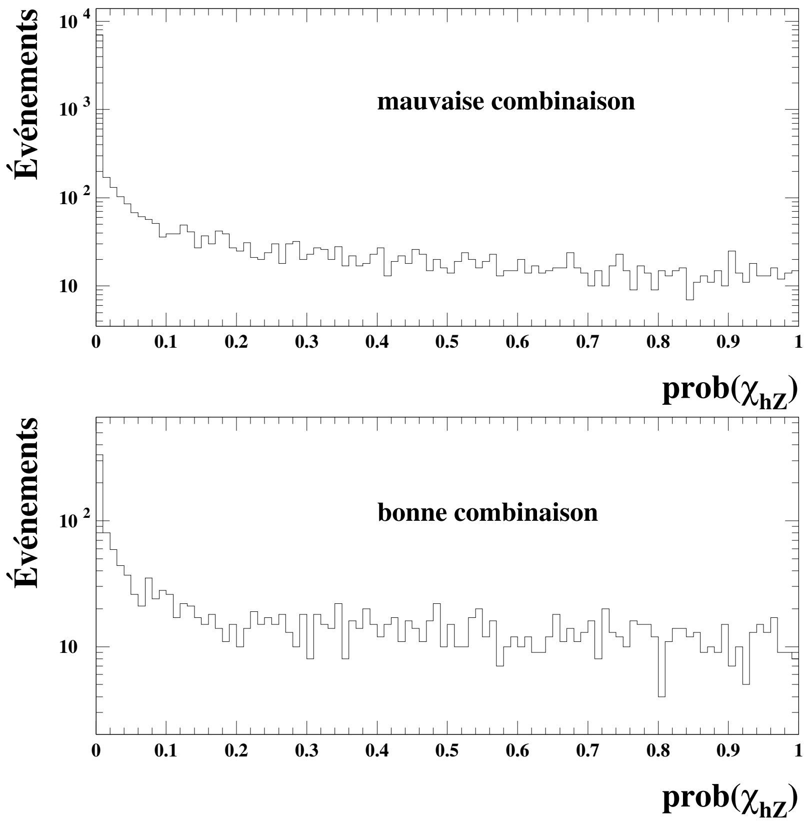


Figure 6.11: Distribution de la probabilité du χ^2 de l'ajustement cinématique à cinq contraintes dans lequel on fixe la masse d'un des dijets à la valeur m_{Z^0}. La figure du haut correspond aux cas où on s'est trompé sur l'identification du dijet formant le Z^0, la figure du bas correspond au cas contraire.

6.1.4.3 Détermination des $\mathcal{P}_b$

Nous disposons pour chaque jet, d'une variable ρ_b^j combinant les différentes informations fournies par le VD pour les traces chargées du jet i. Nous avons évalué les distributions de la variable ρ_b^j à partir d'événements simulés, correspondants à la désintégration du Z^0 en 2 jets à $\sqrt{s}$=91 GeV et en considérant séparément les états finals $b\overline{b}$ (fonction $b(\rho_b^j)$) et les autres saveurs u, d, s, c (fonction $q(\rho_b^j)$). Si on mesure

ρ_b^j pour le jet j nous définissons alors la probabilité qu'il soit issu d'un jet de b par :

$$\mathcal{P}_b(\rho_b^i) = \frac{b(\rho_b^j)}{b(\rho_b^j) + q(\rho_b^j)} \tag{6.11}$$

La probabilité $\mathcal{P}_q(\rho_b^i)$ que le jet i soit issu d'un quark de saveur u, d, s, ou c est égale à 1-$\mathcal{P}_b(\rho_b^i)$ si ρ_b^i est la valeur mesurée pour le jet i. Nous désignerons, par la suite, par la lettre q un quark ayant l'une de ces quatre saveurs.
Sur la figure 6.12 on montre la distribution de la variable $\log_{10}(\rho_\mathrm{b}^\mathrm{j}+2)$ pour des désintégrations du Z^0 en $b\overline{b}$, et celle obtenue pour les désintégrations du Z^0 en paire de quarks $q\overline{q}$. Pour évaluer la forme de ces distributions nous avons utilisé 50000 événements simulés à $\sqrt{s}=m_{Z^0}$, $e^+e^- \to Z^0 \to$ hadrons dans lesquels seulement 2 jets sont reconstruits (les 2 jets sont alors d'égale impulsion et on connaît avec une grande pureté leur saveur dans la simulation, ayant rejeté les événements $q\overline{q}g$).

On a vérifié que les distributions obtenues en utilisant des événements à deux jets, simulés à $\sqrt{s}=m_{Z^0}$, étaient bien reproduites par des événements de haute énergie ayant quatre jets. On peut en effet s'attendre à des différences liées au "boost" de Lorentz et à l'énergie des jets différents pour les deux catégories d'événements. Les paramètres d'impact significatifs ne sont pas très sensibles au "boost" des jets car ils sont de l'ordre de $\frac{\gamma c\tau}{\gamma} = c\tau$, mais la précisison sur les paramètres d'impact contient un terme lié à la diffusion multiple qui varie avec l'impulsion des traces. De même la reconstruction des vertex secondaires est plus efficace lorsque ces derniers sont éloignés du vertex primaire.

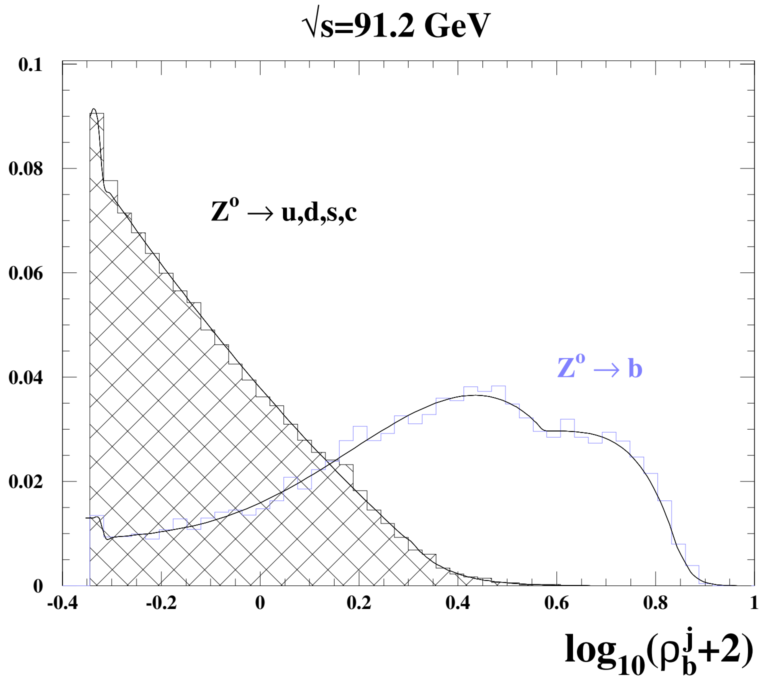


Figure 6.12: Distributions normalisées de la variable $\log_{10}(\rho_\mathrm{b}^\mathrm{j}+2)$ indiquant le contenu en quark b du jet j . L'histogramme hachuré représente la distribution obtenue pour des quarks de saveurs légères u,d,s et c, issus des désintégrations de Z^0/γ simulées à $\sqrt{s}=m_{Z^0}$. L'histogramme vide représente la distribution obtenue pour des quarks b. Les courbes en trait plein représentent le résultat des ajustements effectués.

La figure 6.13 représente la distribution de la variable $\log_{10}(\rho_\mathrm{b}^\mathrm{j}+2)$ obtenue pour des jets de quarks b produits à $\sqrt{s}=m_{Z^0}$ et pour ceux produits dans la collision $e^+e^- \to h^0Z^0 \to b\bar{b}q\bar{q}$ à $\sqrt{s}$=184 GeV (m_{h^0}=70, 75, 80, 85 et 90 GeV/c^2). Pour faire cette comparaison, on n'a considéré que les jets dont l'angle polaire θ est compris entre 40° et 140° afin de ne pas dépendre de l'acceptance géométrique du détecteur de micro-vertex.
L'accord entre les deux distributions est satisfaisant. Nous n'avons donc pas eu à considérer d'autre

dépendance que la dépendance angulaire[2]. En revanche, l'acceptance géométrique du détecteur de micro-vertex est prise en compte dans l'évaluation des distributions de la variable $\log_{10}(\rho_b^j + 2)$ car l'identification des jets de quarks b dépend du nombre de traces reconstruites traversant le micro-vertex, donc de l'angle θ des jets. De plus la distribution angulaire de production des quarks b dans les événements $e^+e^- \to Z^0$ à $\sqrt{s} = m_{Z^0}$, est différente de celle des quarks b produits dans $e^+e^- \to h^0Z^0$.
Nous avons ainsi considéré trois zones angulaires :

- $40^o \leq \theta \leq 140^o$
- $30^o \leq \theta \leq 40^o$ et $140^o \leq \theta \leq 150^o$
- $\theta \leq 30^o$ et $\theta \geq 150^o$

La figure 6.14(a) où apparaît clairement la dépendance angulaire de la valeur moyenne de la variable d'identification des quarks b en fonction de l'angle θ des jets, justifie le choix de ces trois zones. La figure 6.14(b) représente (en échelle logarithmique) la distribution de cette variable pour des quarks b en distinguant les trois zones angulaires considérées.

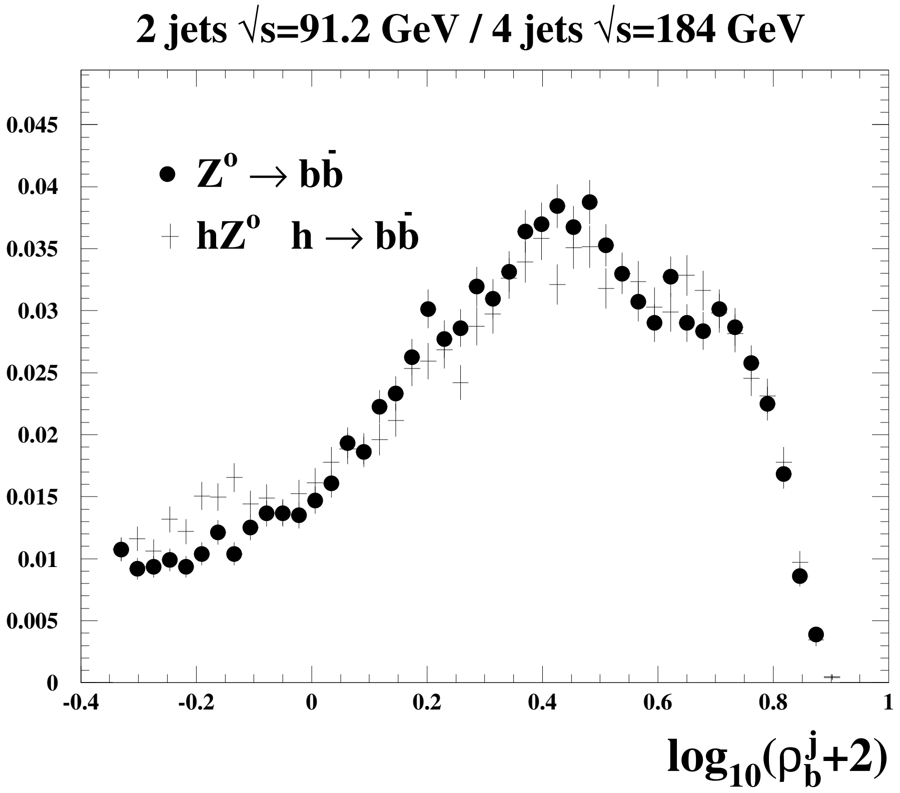
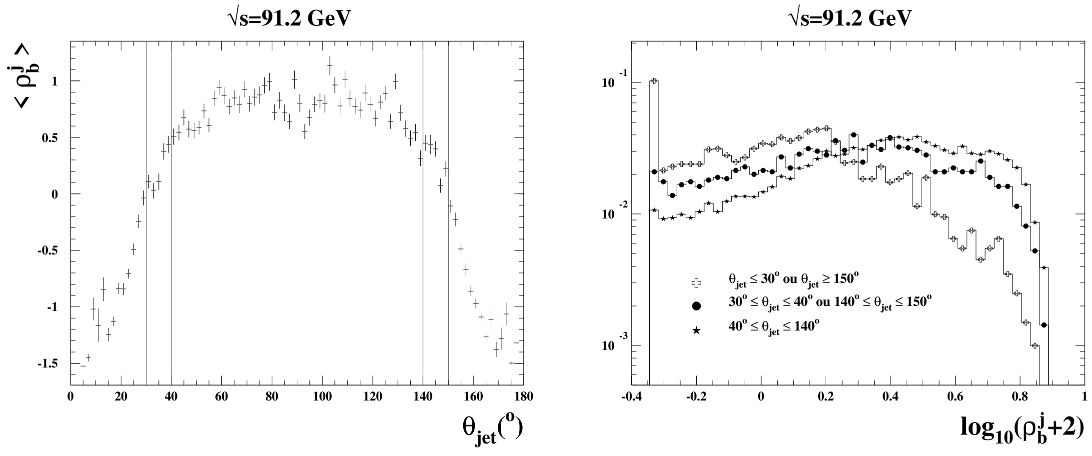


Figure 6.13: Comparaison entre la distribution de la variable $\log_{10}(\rho_b^j + 2)$ obtenue pour des jets de quarks b produits à $\sqrt{s} = m_{Z^0}$ (points noirs) et celle des jets de quark b produits dans la réaction $e^+e^- \to h^0Z^0 \to b\bar{b}q\bar{q}$ à $\sqrt{s}$=184 GeV (les valeurs mesurées pour les deux jets de b sont incluses dans l'histogramme si ces derniers sont situés dans l'acceptance angulaire du détecteur de micro-vertex).

[2] nous verrons que ce n'est plus le cas dans l'étude du canal $e^+e^- \to h^0A^0 \to 4$ b où la dépendance en impulsion des jets a été prise en compte (paragraphe 8.3.3)



(a) (b)

Figure 6.14: (a) distribution de la valeur moyenne de la variable d'identification des jets de quarks b en fonction de l'angle du jet. (b) distributions de la variable $\log_{10}(\rho_b^j + 2)$ obtenues pour des quarks b situés dans les trois zones angulaires définies dans le texte.

6.1.4.4 Comparaisons entre les différentes méthodes d'appariement

Nous avons évalué le taux de "bonnes" combinaisons trouvées par les différentes méthodes décrites pour apparier les jets.
Il faut d'abord déterminer, dans la simulation, qu'elle est la bonne combinaison, c'est à dire qu'il faut pouvoir associer chaque jet reconstruit au boson dont il est issu. On a accès dans la simulation aux caractéristiques des bosons générés. Pour ce faire nous avons adopté deux façons de procéder qui diffèrent selon l'état final considéré :

- 1er cas : $h^0 \to b\overline{b}$, $Z^0 \to q\overline{q}$ (75 % des états finals)
  $h^0 \to q\overline{q}$ $Z^0 \to b\overline{b}$ (1,5 % des états finals)

  Puisque l'un des deux bosons donne naissance aux deux quarks b présents dans l'état final, il n'y a pas d'ambiguité dans l'attribution des jets. Dans les événements simulés, à partir des traces associées à chaque jet, on a accès aux traces initiales à partir desquelles on peut rechercher, dans la cascade d'hadronisation des quarks, la présence de mésons ou de baryons beaux. Dans environ 70 % des cas, on identifie ainsi sans ambiguïté les deux jets initiaux. Dans les autres cas, il arrive que les produits de désintégration d'une particule de beauté aient été partagés entre deux jets. Nous considérons qu'il y a ambiguïté quand au moins une particule n'est pas associée au jet contenant la majorité des traces provenant du méson ou baryon beau. Il est alors possible d'utiliser la seconde méthode, adaptée aux autres états finals, pour trouver la bonne combinaison dans ces événements, cependant le taux d'ambiguité étant plus élevé il apporterait un biais. Nous préférons ne pas considérer ces événements ambigus dans cette étude. Nous évaluerons donc le taux de bonne combinaison pour les 70 % des événements, pour lesquels on sait parfaitement associer les jets aux bosons.

- 2^{ième} cas : $h^0 \to b\overline{b}$ $Z^0 \to b\overline{b}$ (18 % des états finals)
  $h^0 \to q\overline{q}$ $Z^0 \to q\overline{q}$ (5.6 % des états finals)
  Pour ces événements la méthode précédente ne peut être appliquée. On associe simplement les jets aux partons en considérant leur compatibilité angulaire. Cette méthode est d'une pureté de l'ordre de 60 %, (vérifiée sur l'état final $b\overline{b}q\overline{q}$), à cause des problèmes de reconstruction des jets. Pour cette raison, les résultats obtenus avec les états finals pour lesquels on a appliqué cette méthode ne peuvent pas être directement comparés aux résultats obtenus pour l'état final $b\overline{b}q\overline{q}$, pour lequel, la

pureté d'identification est de 100 %. Nous avons remarqué que les pourcentages mesurés de bonne combinaison sont systématiquement surévalués (jusqu'à 30 %) quand la pureté est faible (60 %).
Finalement, pour 10 % des événements de simulation h^0Z^0 on ne peut pas associer raisonnablement les jets aux partons (soit parce que deux partons sont émis très proches l'un de l'autre, soit parce que les jets ont été très mal reconstruits, et que leur direction est trop différente de la direction des partons).
Nous évaluerons donc le pourcentage de bonne combinaison pour les 90 % des événements correspondant à ces états finals pour lesquels on sait associer les jets aux bosons avec une pureté supérieure à 60 %.

Nous donnons dans le tableau 6.6 les taux de bonnes combinaisons obtenus en utilisant différentes méthodes, en distinguant les états finals $b\overline{b}q\overline{q}$, $b\overline{b}b\overline{b}$ et les autres. Nous avons mesuré ce taux dans le lot initial d'événements simulés, et aussi pour les 30 % d'événements qui sont sélectionnés par les coupures de l'analyse présentée.
Comme la façon de déterminer la bonne combinaison dans la simulation est différente suivant que l'état final contienne deux quarks b, quatre quarks b ou aucun quark b, (la pureté est différente), on ne peut pas comparer les performances d'un état final à un autre. Mais, ce n'est pas gênant puisque l'on veut simplement comparer les performances des différentes méthodes, pour un état final donné.
Rappelons les méthodes qui ont été comparées dans cette étude :

1. La combinaison choisie est celle qui présente une masse de dijet qui est la plus proche de m_{Z^0},
2. La combinaison choisie est celle qui minimise le χ^2 d'un ajustement à 5 contraintes,
3. La combinaison choisie doit avoir un dijet dont la masse est compatible avec m_{Z^0} ± 20 GeV/c^2 et le contenu en quark b de l'autre dijet est maximum,
4. La combinaison choisie est celle qui maximise l'équation 6.9,
5. La combinaison choisie est celle qui maximise l'équation 6.10,
6. Identique à la méthode 4, mais utilise le χ^2_{5C} modifié pour tenir compte de la largeur du Z^0,
7. Identique à la méthode 5, mais utilise le χ^2_{5C} modifié pour tenir compte de la largeur du Z^0.

$m_{h^0} = 70$ GeV/c^2			
méthode	2b2q	4b	autres
1	44 %	60 %	55 %
2	46 %	62 %	55 %
3	51 %	57 %	44 %
4	60 %	46 %	53 %
5	58 %	57 %	55 %
6	70 %	36 %	47 %
7	64 %	56 %	53 %

$m_{h^0} = 85$ GeV/c^2			
méthode	2b2q	4b	autres
1	27 %	34 %	41 %
2	34 %	44 %	49 %
3	45 %	42 %	37 %
4	63 %	40 %	29 %
5	60 %	44 %	30 %
6	72 %	35 %	29 %
7	66 %	42 %	37 %

$m_{h^0} = 90$ GeV/c^2			
méthode	2b2q	4b	autres
1	21 %	22 %	24 %
2	27 %	30 %	26 %
3	41 %	28 %	36 %
4	63 %	36 %	28 %
5	60 %	32 %	28 %
6	72 %	32 %	27 %
7	66 %	30 %	27 %

Tableau 6.6: Taux de "bonne" combinaison obtenus en utilisant les différentes méthodes envisagées pour apparier les jets dans l'hypothèse d'un signal h^0Z^0 de masse m_{h^0}=70, 85 et 90 GeV/c^2. Les états finals $h^0 \to b\overline{b}, Z^0 \to q\overline{q}$ et $h^0 \to b\overline{b}, Z^0 \to b\overline{b}$ sont distingués. Les résultats obtenus pour les différents états finals ne peuvent être directement comparés car la pureté de la détermination de la bonne combinaison, à partir de la simulation, n'est pas la même pour chaque état final.

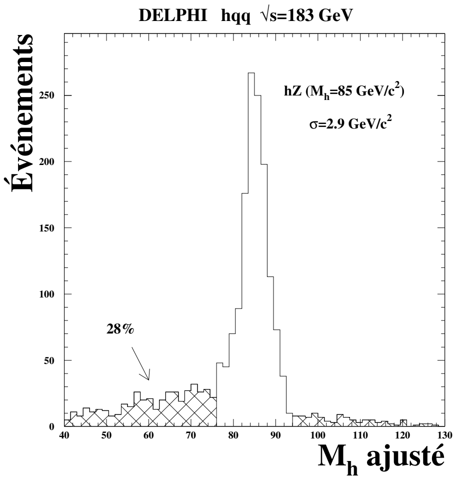
$m_{h^0} = 70$ GeV/c^2		
méthode	2b2q	4b
1	59 %	60 %
2	61 %	61 %
3	74 %	63 %
4	85 %	43 %
5	80 %	56 %
6	88 %	38 %
7	85 %	55 %

$m_{h^0} = 85$ GeV/c^2		
méthode	2b2q	4b
1	39 %	39 %
2	47 %	46 %
3	67 %	45 %
4	90 %	40 %
5	85 %	45 %
6	92 %	35 %
7	88 %	43 %

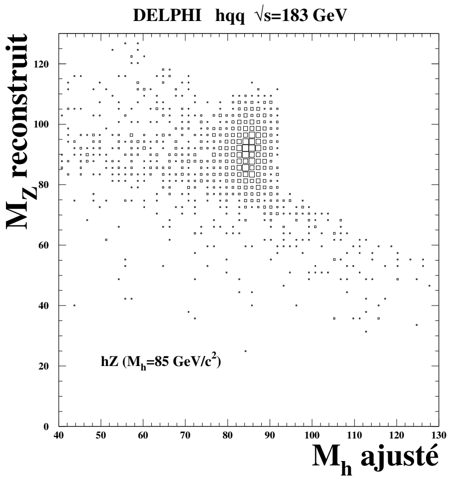
$m_{h^0} = 90$ GeV/c^2		
méthode	2b2q	4b
1	26 %	22 %
2	33 %	32 %
3	54 %	30 %
4	86 %	34 %
5	80 %	39 %
6	89 %	35 %
7	84 %	32 %

Tableau 6.7: Taux de "bonne" combinaison obtenus en utilisant les différentes méthodes envisagées pour apparier les jets dans l'hypothèse d'un signal h^0Z^0 de masse m_{h^0}=70, 85 et 90 GeV/c^2, après application de l'ensemble des coupures.

De façon claire, les méthodes les plus performantes sont celles qui allient, dans une fonction de vraisemblance, l'information en masse et le contenu en quarks b des dijets. Il y a en moyenne un facteur 2 entre les performances de ces méthodes et celles basées uniquement sur la masse des dijets, et l'écart est d'autant plus important que la masse du Higgs est voisine de 90 GeV/c^2.
Si l'on considère, maintenant, seulement les quatre méthodes probabilistes, qui tiennent compte du contenu en b des jets et du résultat d'un ajustement cinématique à cinq contraintes (méthodes 4, 5, 6 et 7), l'état final à 4b semble légèrement mieux traité quand on prend en compte la désintégration du Z^0 en $b\bar{b}$ dans l'expression de la probabilité. Cependant les résultats pour l'état final 2b2q sont légèrement détériorés, de telle sorte que la différence est imperceptible sur le spectre en masse après sélection des événements. La prise en compte de la largeur du Z^0 dans l'ajustement contraint semble donner les meilleures performances en terme de taux de "bonne" combinaison, notamment sur le lot d'événements, avant d'avoir appliqué la sélection. Néanmoins le spectre en masse du Higgs obtenu est déformé. En effet on obtient parfois (figure 6.15(a)) des masses de Higgs ajustées supérieures à la limite cinématique. Cela est dû au fait que la "bonne" combinaison correspond à un dijet Z^0 très mal reconstruit, de basse masse, ce que montre la figure 6.15(b). Un estimateur de la masse du Higgs mieux adapté à cette façon d'apparier les jets, semble être $M_{kl} + M_{ij} - M_{Z^0}$ (figure 6.16).



(a)



(b)

Figure 6.15: (a) masse reconstruite du boson de Higgs produit en association avec un Z^0 ($m_{h^0} = 85$ GeV/c^2), obtenue par un ajustement cinématique où la contrainte sur la masse du Z^0 tient compte de la largeur du Z^0. (b) corrélation entre les masses reconstruites du boson de Higgs et du Z^0 après un ajustement cinématique à quatre contraintes.

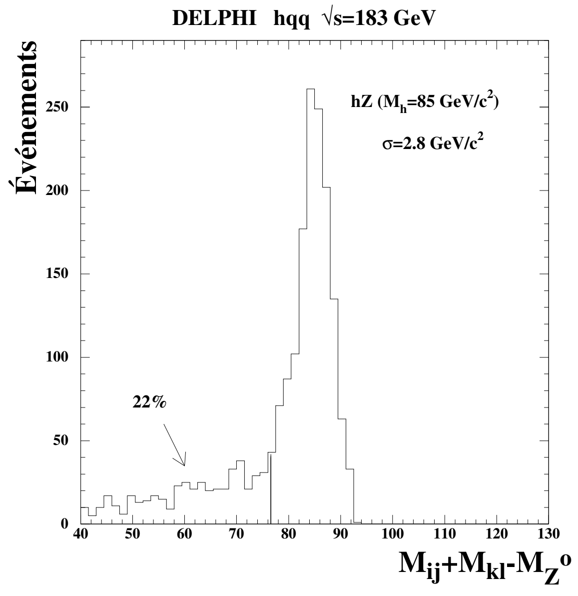


Figure 6.16: Distribution de $M_{kl} + M_{ij} - M_{Z^0}$ pour la combinaison de jets qui maximise l'expression 6.10, et qui tient compte de la largeur du Z^0. Cette distribution est faite avant d'avoir appliqué la sélection finale des événements.

Cela illustre le fait que le choix de la méthode pour apparier les jets ne peut être dissocié du choix de l'estimateur de la masse du Higgs.

6.1.4.5 Choix de l'estimateur et résolution sur la masse du Higgs

A priori , le choix de l'estimateur est basé sur la résolution obtenue sur la masse du Higgs. Cependant, il est aussi important que le nombre d'événements dont la masse reconstruite est située dans la queue du spectre, soit aussi faible que possible.
Le tableau 6.8 donne les résolutions sur la masse du Higgs ainsi que la proportion $N_{>3\sigma}$ d'événements reconstruits en dehors de la fenêtre $m_{h^0}^{\text{généré}} \pm 3\sigma$. Ces valeurs ont été comparées, pour les deux estimateurs mentionnés précédemment, et pour quatre des méthodes d'appariement des jets. Les valeurs des résolutions ont été obtenues pour une sélection d'événements ($\epsilon_{h^0Z^0} = 33$ %) du signal h^0Z^0, pour lesquels la masse du boson de Higgs est égale à 85 GeV/c^2 .

Estimateurs	$M_{h^0} = M_{kl} + M_{ij} - M_{Z^0}$		$M_{h^0}^{5C}$	
	résolution (GeV/c^2)	$N_{>3\sigma}$	résolution (GeV/c^2)	$N_{>3\sigma}$
méthode 1	2,4 ± 0,20	41 %	2,4 ± 0,20	40 %
méthode 3	2,6 ± 0,17	22 %	2,3 ± 0,15	24 %
méthode 4	2,7 ± 0,17	17 %	2,4 ± 0,15	17 %
méthode 5	2,5 ± 0,15	20 %	2,4 ± 0,10	21 %

Tableau 6.8: Valeurs de la résolution sur la masse reconstruite du boson de Higgs produit en association avec un Z^0 pour les deux estimateurs de la masse du Higgs que l'on a considérés et pour les différentes méthodes utilisées pour apparier les jets. Nous donnons aussi le pourcentage du nombre d'événements dont la masse reconstruite se situe en dehors de la fenêtre $m_{h^0}^{\text{généré}} \pm 3\sigma$.

L'ajustement contraint conduit à une meilleure résolution (gain de 200 MeV/c^2 sur la résolution).

La méthode 4 qui ne tient pas compte des désintégrations du Z^0 en quarks b, et la méthode 5 qui en tient compte, conduisent à des résultats identiques.
Les figures 6.17 a,b,c,d montrent les spectres en masse obtenus pour les événements de signal sélectionnés, par deux méthodes différentes (méthodes 1 et 5) et pour les deux estimateurs de la masse du Higgs envisagés dans cette étude ($\sqrt{s}$=184 GeV).

Les figures 6.18 (a,b,c,d) montrent la distribution de la masse reconstruite du Higgs respectivement pour quatre valeurs de la masse générée (80, 85, 90 et 95 GeV/c^2) à l'énergie $\sqrt{s}$=184 GeV. Elles ont été obtenues en prenant comme estimateur le résultat de l'ajustement cinématique à cinq contraintes dans lequel on impose la masse du Z^0 à un des dijets. Le choix de la combinaison est déterminé par la méthode 5. Les valeurs des résolutions en masse sont résumées dans le tableau 6.9.

m_{h^0} (GeV/c^2)	$\sigma_{m_{h^0}}$ (GeV/c^2)
80	2,8 ± 0,2
85	2,4 ± 0,15
90	1,4 ± 0,1

Tableau 6.9: Résolution attendue sur la masse reconstruite du boson de Higgs, dans le canal $h^0Z^0 \rightarrow$ 4 jets. L'ajustement a été effectué au moyen d'une fonction de Gauss et d'un polynôme du second degré.

6.1.5 Conclusions

Une nette amélioration de la reconstruction de la masse du boson de Higgs dans le canal $h^0Z^0 \rightarrow$ 4 jets a été obtenue par rapport aux méthodes habituelles, qui ne faisaient pas intervenir l'information sur la présence de beauté dans les jets. Nous avons aussi vu qu'il est encore possible d'améliorer l'estimation de la masse, en particulier en tenant compte de manière automatique de la largeur du Z^0. Il faut, pour cela, résoudre le problème des masses de Higgs reconstruites au delà de la limite cinématique. Cependant dans la pratique, ceci n'est pas gênant pour la recherche du boson de Higgs comme nous le verrons par la suite.

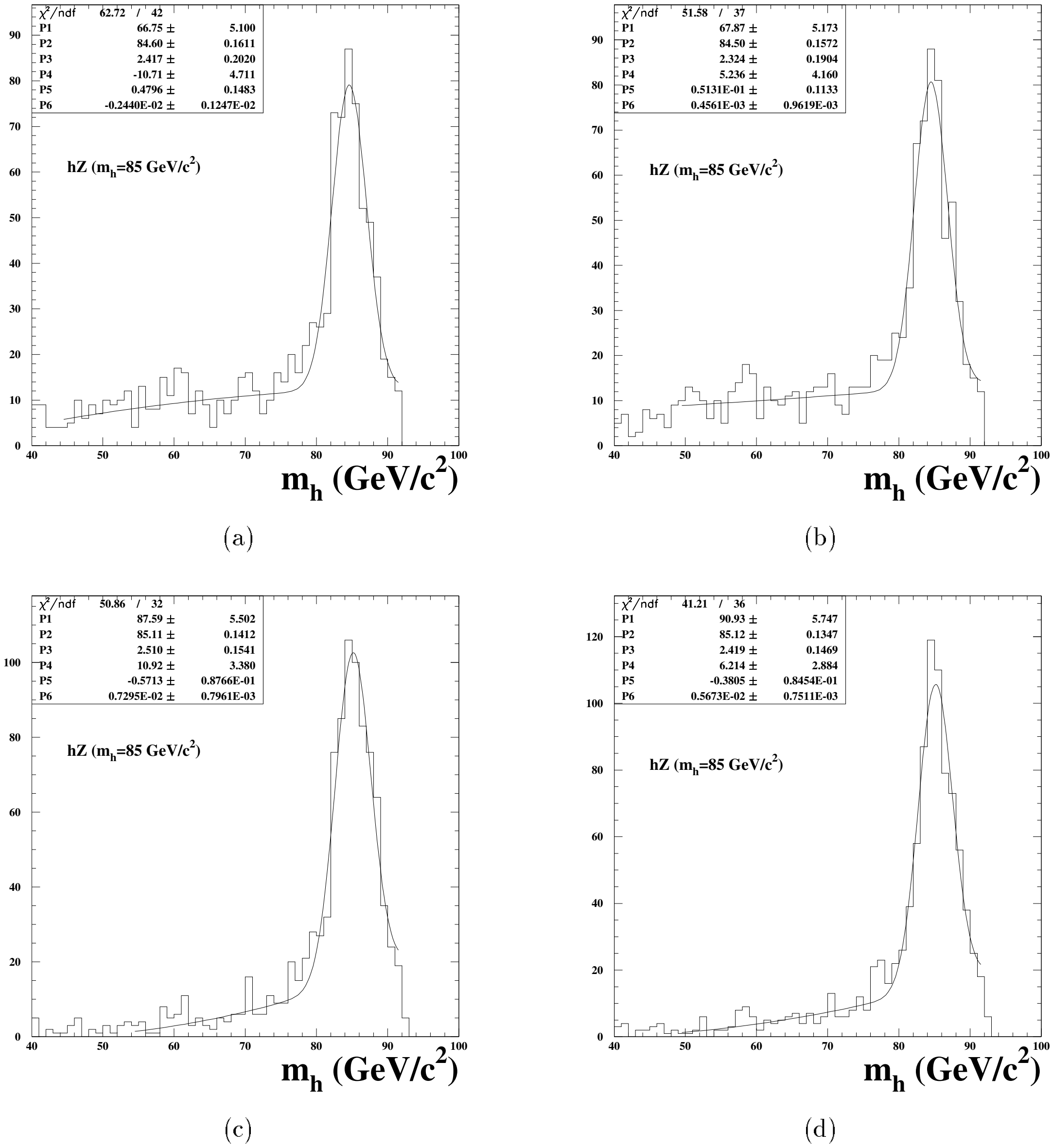


Figure 6.17: Distributions de la masse reconstruite du boson de Higgs obtenues en utilisant différentes méthodes ($\sqrt{s}$=184 GeV). La figure (a) correspond à la méthode numéro 1 d'appariement des jets et la masse est estimée par : $m_{ij} + m_{kl} - m_{Z^0}$. La figure (b) correspond à la même méthode d'appariement que la précédente, mais l'estimation de la masse du Higgs est donnée par un ajustement cinématique à cinq contraintes. Les figures (c) et (d) correspondent à la méthode d'appariement numéro 5, et l'estimation de la masse est identique à celle des figures (a) et (b) respectivement. Les quatre distributions ont été obtenues en ayant appliqué les mêmes coupures de sélection (l'efficacité est de l'ordre de 30 %).

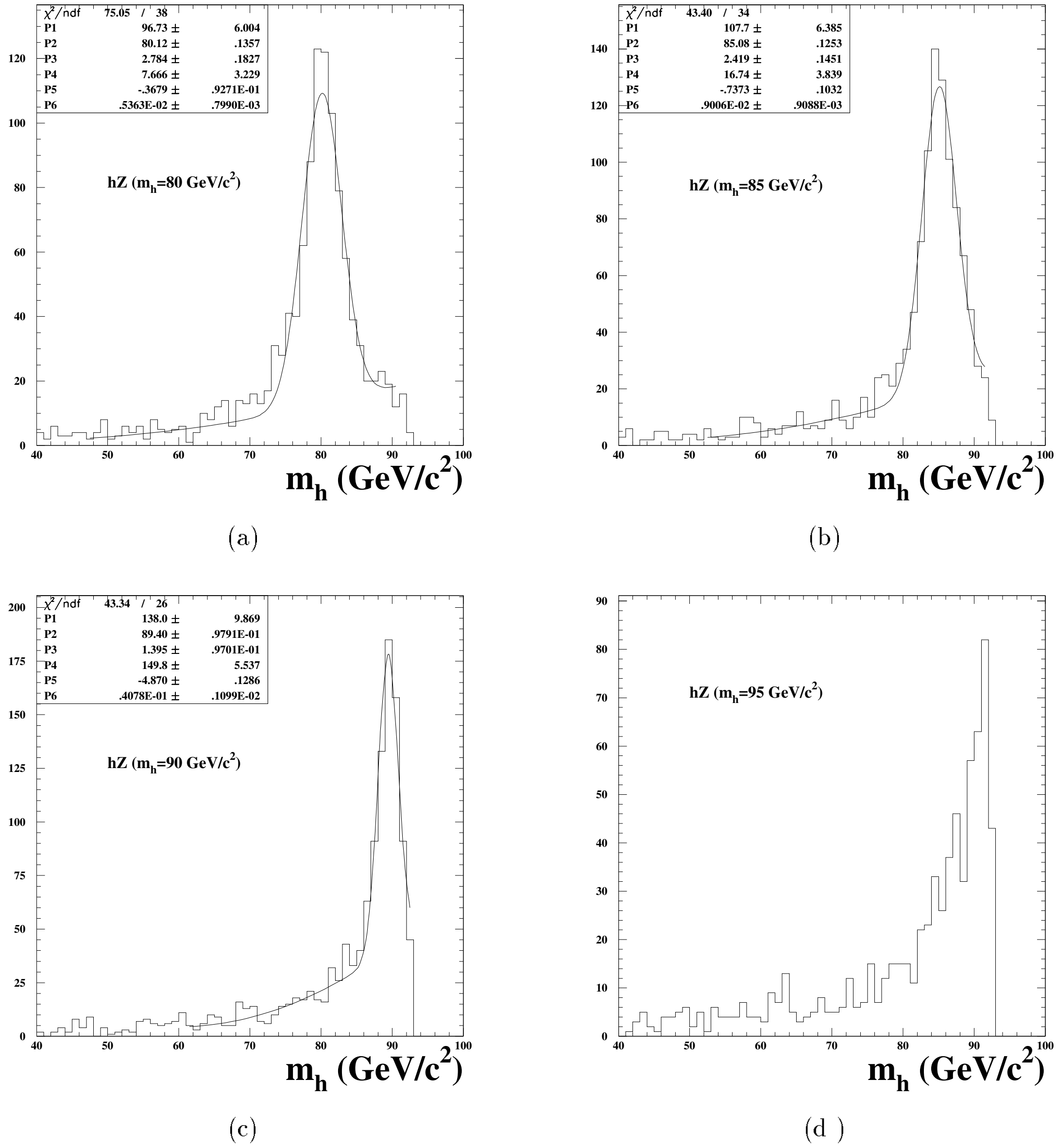


Figure 6.18: Distributions de la masse reconstruite du boson de Higgs produit en association avec un Z^0, obtenues avec un ajustement cinématique à cinq contraintes. Cette distribution est représentée pour plusieurs valeurs de la masse générée du boson de Higgs, comme indiqué sur les figures (a), (b), (c) et (d), après avoir appliqué les coupures de sélection. Les événements ont été simulés à l'énergie $\sqrt{s}$=184 GeV.

6.2 Analyse probabiliste

6.2.1 Introduction

L'analyse (dite "séquentielle") que nous avons présentée dans les paragraphes précédents, consiste à appliquer une série de coupures sur des variables permettant de distinguer les événements de bruit de fond de ceux issus du signal. Le choix des variables qui ont une distribution clairement différente pour les deux types d'événements est limité. Il existe d'autres variables dont le pouvoir discriminateur est plus faible et dont l'utilisation n'améliore, en général, que très peu les performances d'une analyse "séquentielle".
Par ailleurs, dans l'analyse "séquentielle", nous effectuons deux séries de coupures, l'une pour supprimer le bruit de fond QCD, l'autre pour supprimer le bruit de fond constitué par les paires de W. Et, bien que nous ayons optimisé le poids relatif de ces coupures, il peut être intéressant de ne pas supprimer des événements de signal ayant des jets très bien identifiés comme étant issus de quarks b à cause de leur topologie proche de celle des événements QCD, et inversement. Pour cela, il faut combiner de manière statistique les variables de forme des événements avec les variables d'étiquetage des quarks b.
Ajoutons qu'il reste un élément subjectif dans la manière de fixer les coupures dans l'analyse séquentielle. Il peut être tentant de rejeter ou de garder tel ou tel événement dont on sait qu'il est proche d'une coupure.
Nous présentons une méthode, adaptée au canal h^0Z^0 en 4 jets, qui permet au niveau de la présélection décrite dans le paragraphe 3.4, de combiner plusieurs variables topologiques et d'étiquetage des quarks b en une seule variable discriminante. À ce niveau de présélection, l'efficacité au signal est de l'ordre de 90 %.
Cette analyse a été appliquée uniquement aux données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV qui correspondent à la meilleure luminosité.
On décrira également un développement intéressant de cette méthode qui permet de déterminer une limite à 95 % de niveau de confiance (CL) sur la masse du boson de Higgs standard.

6.2.2 Description de la méthode

Nous construisons une variable discriminante en calculant le rapport de deux fonctions de vraisemblance. Nous faisons ainsi un test d'hypothèse. On considère tour à tour que chaque événement observé correspond soit à un événement de signal, soit à un événement de bruit de fond. Le bruit de fond comprend trois composantes : les processus QCD, la production des paires de W et celle des paires de Z^0. Comme ce dernier processus est, par bien des aspects, très proche du signal recherché, nous ne l'avons pas considéré comme un bruit de fond dans la détermination de la fonction de vraisemblance du bruit de fond.

6.2.3 Contribution des variables d'étiquetage des quarks b et de la masse des bosons produits, à la variable discriminante

6.2.3.1 Définition des variables

Nous avons vu que, pour un événement de signal h^0Z^0, il y a 6 possibilités d'apparier les jets pour reconstruire le Z^0 et le h^0. Nous rappelons que, pour un événement de signal, les indices des jets i et j correspondent au boson de Higgs, alors que les indices k et l sont associés au boson Z^0.
Parmi les 6 combinaisons, une seule correspond à ce qui a été réellement produit. Les bosons h^0 et Z^0 ont des rapports d'embranchement en $b\overline{b}$ différents : 93 % et 22 % des modes hadroniques respectivement. Pour traduire cela, on multiplie la probabilité que le système (i,j) soit une paire $b\overline{b}$ par celle que le système (k,l) se désintègre dans 22 % des cas en une paire $b\overline{b}$ et dans 78 % en une paire de quarks plus légers (symbolisés par la lettre q). Nous n'avons volontairement pas tenu compte des 7 % de désintégrations du Higgs, en $c\overline{c}$ et gg, présents dans le lot initial d'événements générés mais rapidement éliminés par la sélection, du fait qu'ils ne contiennent pas de quarks b dans l'état final.
La probabilité qu'un événement à quatre jets corresponde à un événement de signal h^0Z^0, est donnée par

la somme sur les six combinaisons :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}^b_{hZ}(\rho^1_b,\rho^2_b,\rho^3_b,\rho^4_b) = \sum_{i,j,k,l}^{6} [(1-\mathcal{P}^b_Z)\mathcal{P}_b(\rho^i_b)\mathcal{P}_b(\rho^j_b)\mathcal{P}_q(\rho^k_b)\mathcal{P}_q(\rho^l_b) \\ + \mathcal{P}^b_Z\mathcal{P}_b(\rho^i_b)\mathcal{P}_b(\rho^j_b)\mathcal{P}_b(\rho^k_b)\mathcal{P}_b(\rho^l_b)] \times \mathcal{P}^{5C}_{\chi^2}(m_{kl}=m_{\mathrm{Z}^0})\end{aligned} \tag{6.12}$$

où ρ^1_b, ρ^2_b, ρ^3_b et ρ^4_{b} sont les valeurs des variables d'identification des quarks b pour les quatre jets, et où $\mathcal{P}_b(\rho^i_b)$ est la probabilité qu'ayant mesuré la valeur ρ^i_b pour le jet i, celui-ci soit un jet de quark b. La détermination de cette probabilité a été décrite dans le paragraphe 6.1.4.3. Rappelons que $\mathcal{P}_q(\rho^i_b)$ est simplement définie par :

$$\mathcal{P}_q(\rho^i_b) = 1 - \mathcal{P}_b(\rho^i_b) \tag{6.13}$$

Dans l'équation 6.12, la probabilité qu'un Z^0 se désintègre en $b\overline{b}$ est égale à : $\mathcal{P}^b_Z = 0,216$.
De plus, à chacune des six combinaisons, on assigne un poids défini par la probabilité du χ^2 d'un ajustement cinématique à cinq contraintes dans lequel on impose la conservation de l'énergie-impulsion de l'événement et la compatibilité de la masse du système (k,l) avec $\mathrm{m}_{\mathrm{Z}^0}$. La somme des poids $\mathcal{P}^{5C}_{\chi^2}(m_{kl}=m_{\mathrm{Z}^0})$ pour les 6 combinaisons est normalisée à 1.

De la même manière, on définit la probabilité qu'un événement à quatre jets soit issu d'un processus QCD par la somme sur les six combinaisons possibles :

$$\mathcal{P}^b_{QCD}(\rho^1_b,\rho^2_b,\rho^3_b,\rho^4_b) = \sum_{i,j,k,l}^{6} [(1-\mathcal{P}^b_\gamma)\mathcal{P}_q(\rho^i_b)\mathcal{P}_q(\rho^j_b)\mathcal{P}_q(\rho^k_b)\mathcal{P}_q(\rho^l_b) + \mathcal{P}^b_\gamma\mathcal{P}_b(\rho^i_b)\mathcal{P}_b(\rho^j_b)\mathcal{P}_q(\rho^k_b)\mathcal{P}_q(\rho^l_b)] \tag{6.14}$$

où le premier terme prend en compte les désintégrations du Z^0 en quarks légers et le second celles en quarks b. La probabilité de trouver une paire $\mathrm{b\overline{b}}$ dans un événement QCD est $\mathcal{P}^b_\gamma = 0,175$. On fait l'hypothèse que les deux jets secondaires ne sont pas des jets de quarks b. La production de paires de quarks $\mathrm{b\overline{b}}$ à partir d'un gluon est relativement faible dans le lot d'événements QCD sélectionnés (1,2 %).
Notons que, dans le cas des processus QCD, les masses des dijets (i,j) et (k,l) peuvent prendre n'importe quelle valeur. Les combinaisons ne sont donc pas pondérées par des termes de masse comme dans le cas de l'hypothèse $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$.

Enfin, pour les événements $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, si on oublie les désintégrations des W en quark b, et si on néglige la différence entre un jet issu d'un quark c et un jet issu d'un quark u, d ou s, alors une seule combinaison est à envisager.

$$\mathcal{P}^b_{WW}(\rho^1_b,\rho^2_b,\rho^3_b,\rho^4_b) = \mathcal{P}_q(\rho^1_b)\mathcal{P}_q(\rho^2_b)\mathcal{P}_q(\rho^3_b)\mathcal{P}_q(\rho^4_b) \tag{6.15}$$

Cependant, nous avons essayé de prendre en compte la différence induite par les différents types de désintégration des W. Pour chacune des six combinaisons nous avons alors considéré les quatre modes de désintégration suivants :

- $\mathrm{W}^+ \to \mathrm{u\overline{d}}$ (49,9 %)
- $\mathrm{W}^+ \to \mathrm{c\overline{s}}$ (49,9 %)
- $\mathrm{W}^+ \to \mathrm{c\overline{b}}$ ($1,6\ 10^{-1}$ %)
- $\mathrm{W}^+ \to \mathrm{u\overline{b}}$ ($1,0\ 10^{-3}$ %)

Pour cela, il faut définir pour chaque catégorie de quarks (b, c, et uds) les densités de probabilité de la variable d'étiquetage des jets, comme on l'a fait pour les quarks b et u, d, s, c de manière indifférenciée en prenant les proportions des rapports d'embranchement du Z^0.
Chacune des six combinaisons est également pondéré par la probabilité du χ^2 d'un ajustement cinématique

à 5 contraintes, dans lequel on impose l'égalité des masses des 2 dijets (i,j) et (k,l). Aucune hypothèse n'a été faite sur la valeur de cette masse.

Mais aucune amélioration notoire n'étant décelable, nous avons préféré garder l'expression 6.15 qui a l'avantage de rester plus simple.

6.2.3.2 Comparaison entre les données et la simulation

Dans le paragraphe précédent, pour identifier un jet de quark b, nous avons utilisé une seule variable qui regroupe plusieurs caractéristiques de la production de jets de quarks b, comme il a été expliqué dans le paragraphe 5.3. Des vérifications ont été effectuées sur les variables de base (paramètres d'impact, nombre de traces, vertex secondaires ...) en comparant les distributions correspondantes obtenues dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV et $\sqrt{s}$=91 GeV et à partir des simulations correspondantes. Elles ont montré un bon accord (voir paragraphe 5.2).
La figure 6.19 montre la distribution de la variable finale, $\log_{10}(\rho_{\mathrm{b}}^{\mathrm{i}}+2)$, qui est utilisée pour définir $\mathcal{P}_b(\rho_b^i)$ et qui combine l'ensemble des informations mentionnées précédemment. Un léger, mais systématique, décalage de la distribution obtenue dans les données, par rapport à celle de la simulation, est visible.

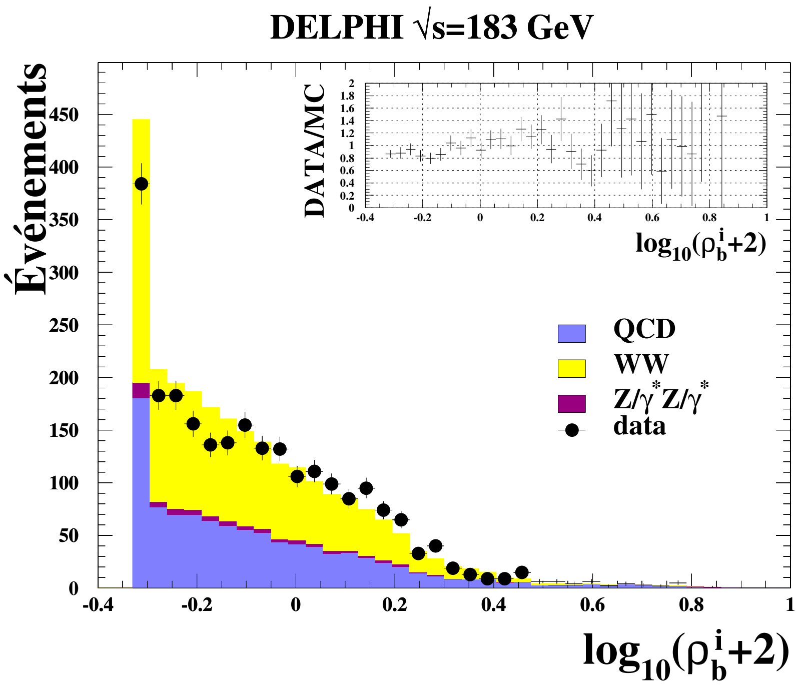


Figure 6.19: Distributions normalisées de la variable $\log_{10}(\rho_{\mathrm{b}}^{\mathrm{i}}+2)$ obtenues dans les données à $\sqrt{s}$=183 GeV et à partir des événements de simulation correspondants. $\rho_{\mathrm{b}}^{\mathrm{i}}$ est la variable d'identification des quarks b. Les différentes composantes des bruits de fond sont indiquées dans la légende. Le rapport entre ces deux distributions est représenté dans l'encart, exhibant une pente non nulle.

Cet effet systématique a été corrigé dans la simulation de manière empirique par un simple changement de variable. La distribution corrigée est représentée dans la figure 6.20. L'effet de cette correction est faible pour l'analyse du canal $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ mais doit être pris en compte pour celle du canal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ présentée dans le chapitre 8, dans laquelle intervient de manière prépondérante l'identification des jets de b.

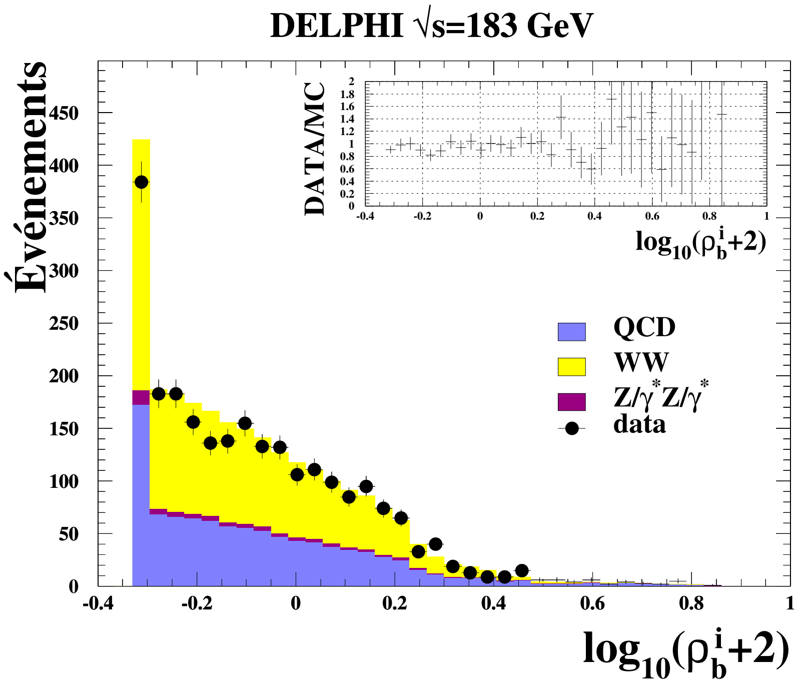


Figure 6.20: Distributions de la variable $\log_{10}(\rho_{\mathrm{b}}^{\mathrm{i}}+2)$. $\rho_{\mathrm{b}}^{\mathrm{i}}$ est la valeur de la variable d'identification des quarks b, après avoir corrigé les événements de simulation de telle sorte que le rapport des distributions correspondantes obtenues dans les données et la simulation soit plat aux erreurs statistiques près. Le rapport entre les deux distributions est représenté dans l'encart.

L'influence de cette correction, sur la détermination de la limite à 95 % de niveau de confiance de la masse du boson de Higgs, sera évoquée au niveau des incertitudes systématiques qui seront discutées plus en détail dans le paragraphe 7.2.3. Après cette correction il reste un excès de l'ordre de 10 % dans la simulation pour les événements n'ayant pas d'information d'identification de quark b. L'effet de cette différence sera également envisagé dans l'étude des incertitudes systématiques.

6.2.4 Contribution des variables de forme à la variable discriminante

Les expressions précédentes $\mathcal{P}_{hZ}^{b}, \mathcal{P}_{QCD}^{b}$ et $\mathcal{P}_{\mathrm{WW}}^{\mathrm{b}}$ sont multipliées par les densités de probabilité observées pour des variables de forme dans des événements de signal et des événements de bruit de fond QCD et WW.
Cinq variables sont utilisées (les quatre premières étaient présentes dans l'analyse séquentielle) :

- la masse minimale des dijets,
- $\alpha_{\mathrm{min}}\mathrm{E}_{\mathrm{min}}$ qui est le produit de l'angle minimum entre deux jets et l'énergie minimale des jets après correction cinématique,
- $\frac{\mathrm{H}_2+\mathrm{H}_4}{\mathrm{H}_0}$ la somme normalisée de deux moments de Fox-Wolfram (chapitre 3),
- $\beta_{\mathrm{min}} \times \mathrm{E}_{\mathrm{max}}/\mathrm{E}_{\mathrm{min}}$ où β_{min} est l'angle minimum entre le jet le plus énergétique et les autres,
- la valeur y_{34} du paramètre de résolution $\mathrm{y}_{\mathrm{cut}}$ de l'algorithme de reconstruction de jets (DURHAM). Cette valeur correspond à la valeur maximum au delà de laquelle trois jets seulement de particules sont reconstruits au lieu de quatre.

Pour les événements de signal h^0Z^0, il existe une certaine dépendance entre la forme des distributions de ces variables et la masse envisagée pour le boson de Higgs. Ce fait a déjà été mentionné dans le paragraphe 6.1.1. Pour permettre à l'analyse d'être sensible à une gamme étendue de masse tout en restant performante pour les masses de Higgs élevées, nous avons ajouté les distributions, normalisées à la même statistique, pour chacune des variables, obtenues dans cinq simulations de signal h^0Z^0 et où la masse du Higgs varie entre 75 et 95 GeV/c^2 par pas de 5 GeV/c^2. De cette manière, on a pu constater que l'efficacité au signal augmente avec la masse du Higgs comme dans le cas de l'analyse séquentielle. L'analyse n'est donc pas optimisée pour une masse de Higgs particulière.
Les paramétrisations des distributions de ces variables sont faites de telle sorte que les queues accidentelles ne sont pas prises en compte. Cela nous protège *a priori* contre la sélection d'un événement pour lequel une des variables prendrait une valeur "anormale". De plus il est important que l'accord entre les données et ce qu'on attend des processus standards soit bon.
La figure 6.21 montre la comparaison, pour les cinq variables utilisées, entre les distributions obtenues dans les données enregistrées à 183 GeV et la simulation des processus standards attendus à cette énergie. On a représenté aussi le rapport entre les données et les événements de simulation attendus pour chacune des variables.

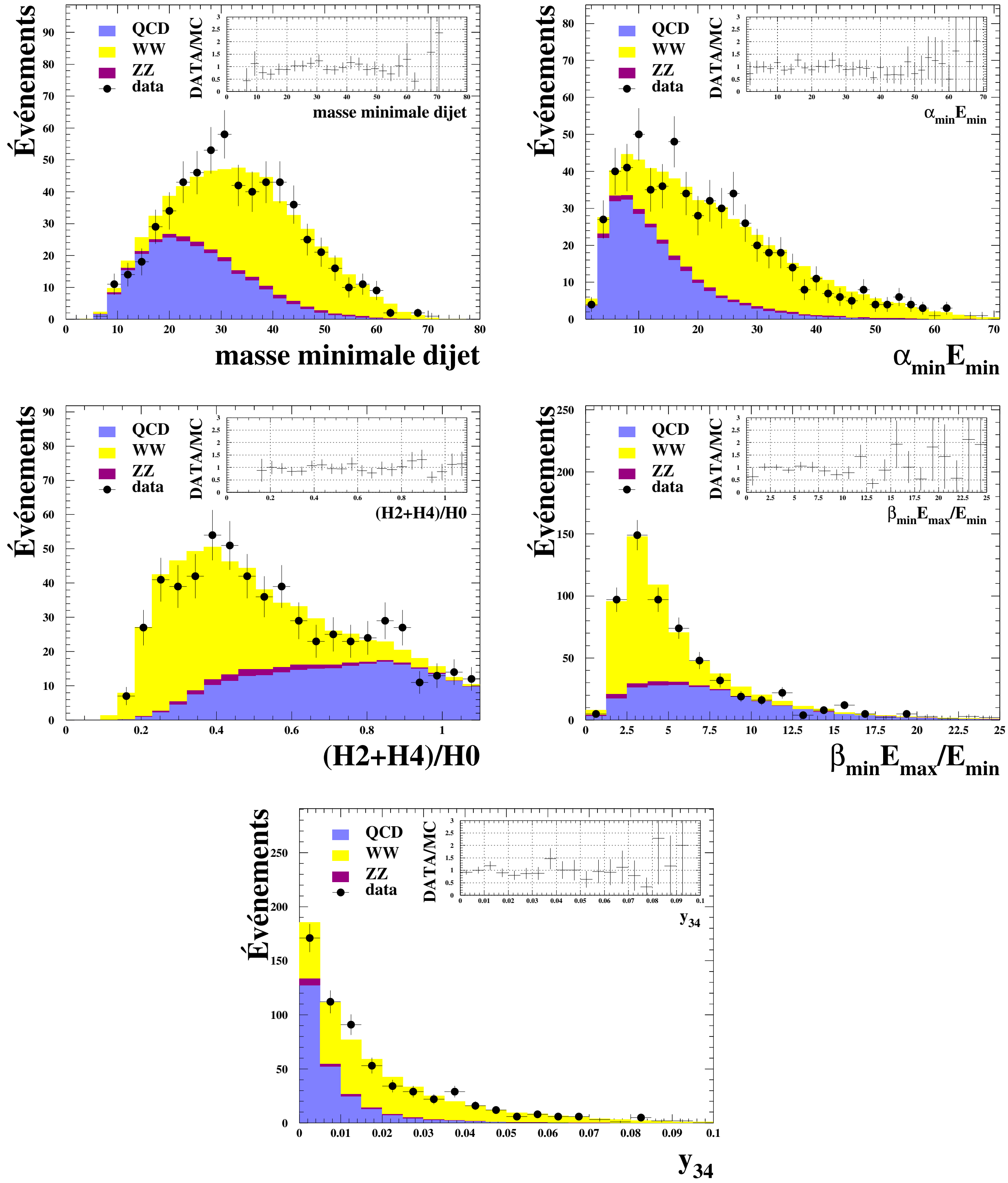


Figure 6.21: Distributions des cinq variables de forme utilisées pour séparer les différentes composantes du bruit de fond et le signal h^0Z^0 : masse minimale des dijets, produit $\alpha_{\min}E_{\min}$, somme des moments de Fox-Wolfram $\frac{H_2+H_4}{H_0}$, $\beta_{\min} \times E_{\max}/E_{\min}$ et valeur maximale y_{34} du paramètre de coupure de l'algorithme de jet, au delà de laquelle l'algorithme reconstruit trois jets au lieu de quatre. Une description détaillée de ces variables peut être trouvée dans 6.1.1. L'accord entre les données et les événements de simulation est satisfaisant. Pour chaque variable on a montré le rapport entre la distribution des données et celle des événements de simulation qui confirme, aux fluctuations statistiques près, le bon accord.

Les quantités $\mathcal{P}^b_{hZ}, \mathcal{P}^b_{QCD}$ et $\mathcal{P}^{\rm b}_{\rm WW}$ déterminées par les équations 6.12, 6.14 et 6.15 respectivement, sont donc multipliées par le produit des densités de probabilités $\mathcal{F}^i_{hZ}$, $\mathcal{F}^i_{QCD}$ et $\mathcal{F}^i_{WW}$ définies pour les cinq variables de forme y_i. On obtient les quantités suivantes :

$$\mathcal{P}_{hZ} = \mathcal{P}^b_{hZ}(\rho^1_b, \rho^2_b, \rho^3_b, \rho^4_b) \times \prod_{i=1}^{5} \mathcal{F}^i_{hZ}(y_i) \tag{6.16}$$

$$\mathcal{P}_{QCD} = \mathcal{P}^b_{QCD}(\rho^1_b, \rho^2_b, \rho^3_b, \rho^4_b) \times \prod_{i=1}^{5} \mathcal{F}^i_{QCD}(y_i) \tag{6.17}$$

$$\mathcal{P}_{WW} = \mathcal{P}^b_{WW}(\rho^1_b, \rho^2_b, \rho^3_b, \rho^4_b) \times \prod_{i=1}^{5} \mathcal{F}^i_{WW}(y_i) \tag{6.18}$$

6.2.5 Définition de la variable discriminante

La variable discrimante est définie comme le rapport de deux fonctions de vraisemblance ; l'une correspondant au signal et l'autre au bruit de fond attendu, soit :

$$X_{disc} = \frac{\mathcal{P}_{hZ}}{\mathcal{P}_W \mathcal{P}_{WW} + (1 - \mathcal{P}_W)\mathcal{P}_{QCD}} \tag{6.19}$$

où $\mathcal{P}_W$ est la fraction d'événements $\rm W^+W^-$ contenus dans le lot d'événements à quatre jets présélectionnés à $\sqrt{\rm s}$=183 GeV soit $\mathcal{P}_W = 0,575$.

6.2.6 Résultats

La figure 6.22 montre la distribution du logarithme décimal de X_{disc} obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{\rm s}$=183 GeV et la totalité des événements de simulation des bruits de fond, en distinguant les trois composantes. L'accord entre les données et les processus standards est satisfaisant.
Sur la même figure, on peut voir la distribution obtenue pour un signal $\rm h^0Z^0$, montrant la zone de recouvrement des distributions de signal et celle des bruits de fond. La distribution de signal est normalisée au même nombre d'événements sélectionnés dans les données.

On obtient une courbe représentant la variation du nombre d'événements attendus en fonction de l'efficacité au signal en faisant varier la coupure sur $\log_{10}(\rm X_{disc})$ pour sélectionner les événements. La figure 6.23 reproduit cette courbe (indiquant la contribution des trois composantes de fond).
Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est aussi représenté sur cette courbe. On peut voir que le nombre d'événements retenus est en bon accord avec ce qui est attendu à partir des processus standards. Aucun excès significatif d'événements n'a été vu dans les données.
Le dernier événement sélectionné (celui correspondant à la plus grande valeur de la variable discriminante) est le même que celui qui a été trouvé dans l'analyse séquentielle. Il est compatible avec le processus $\rm e^+e^- \to Z^0Z^0$. Le deuxième événement que l'on a sélectionné dans l'analyse séquentielle n'apparaît plus dans les derniers événements sélectionnés dans cette analyse, car les valeurs des variables de forme pour cet événement sont assez proches de celles des événements QCD.

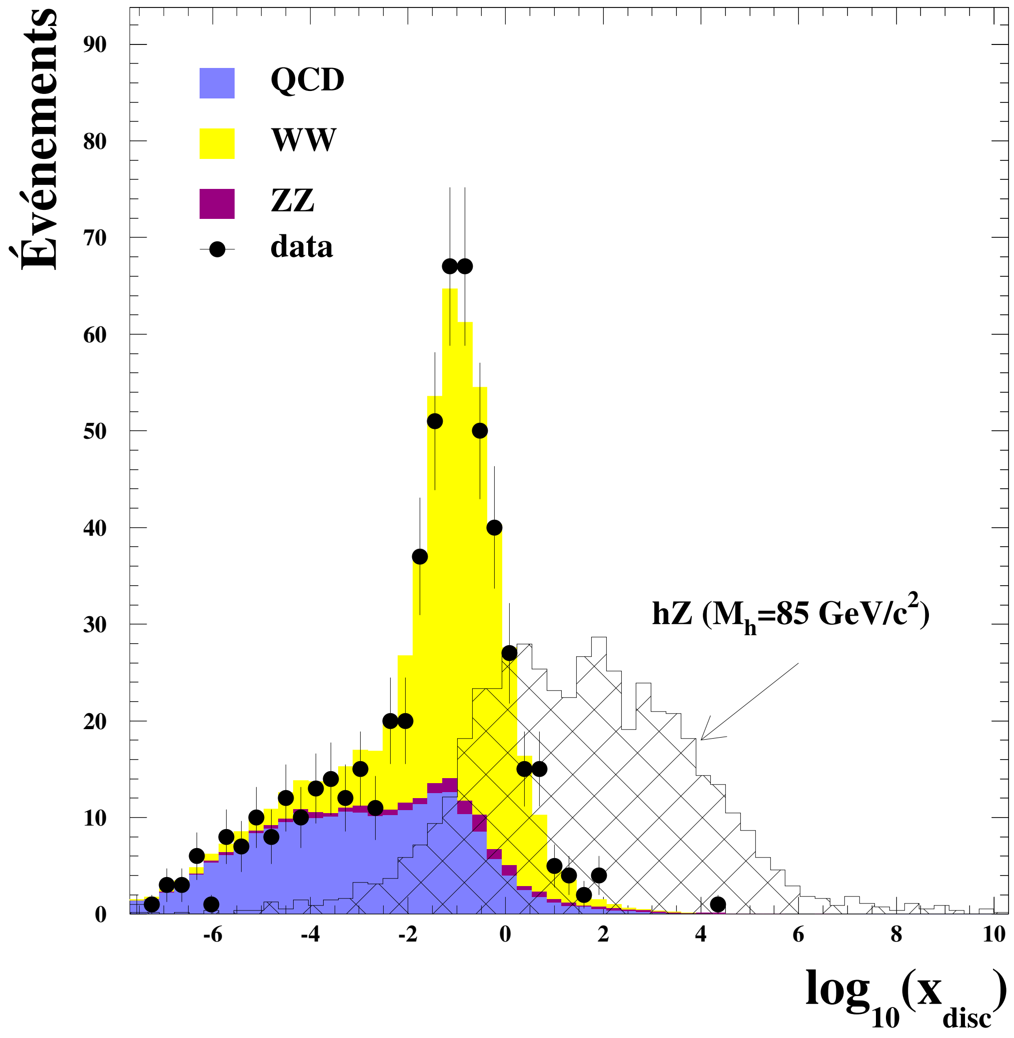


Figure 6.22: Distribution du logarithme décimal de la variable discriminante X_{disc} pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV (points noirs) et pour les trois composantes des processus standards attendus (histogrammes pleins). L'histogramme hachuré montre la distribution attendue pour des événements de signal ($m_{h^0} = 85\,\mathrm{GeV}/c^2$). Ces distributions sont obtenues avec le lot d'événements à quatre jets présélectionnés (à ce niveau, l'efficacité à un signal est de l'ordre de 90 %).

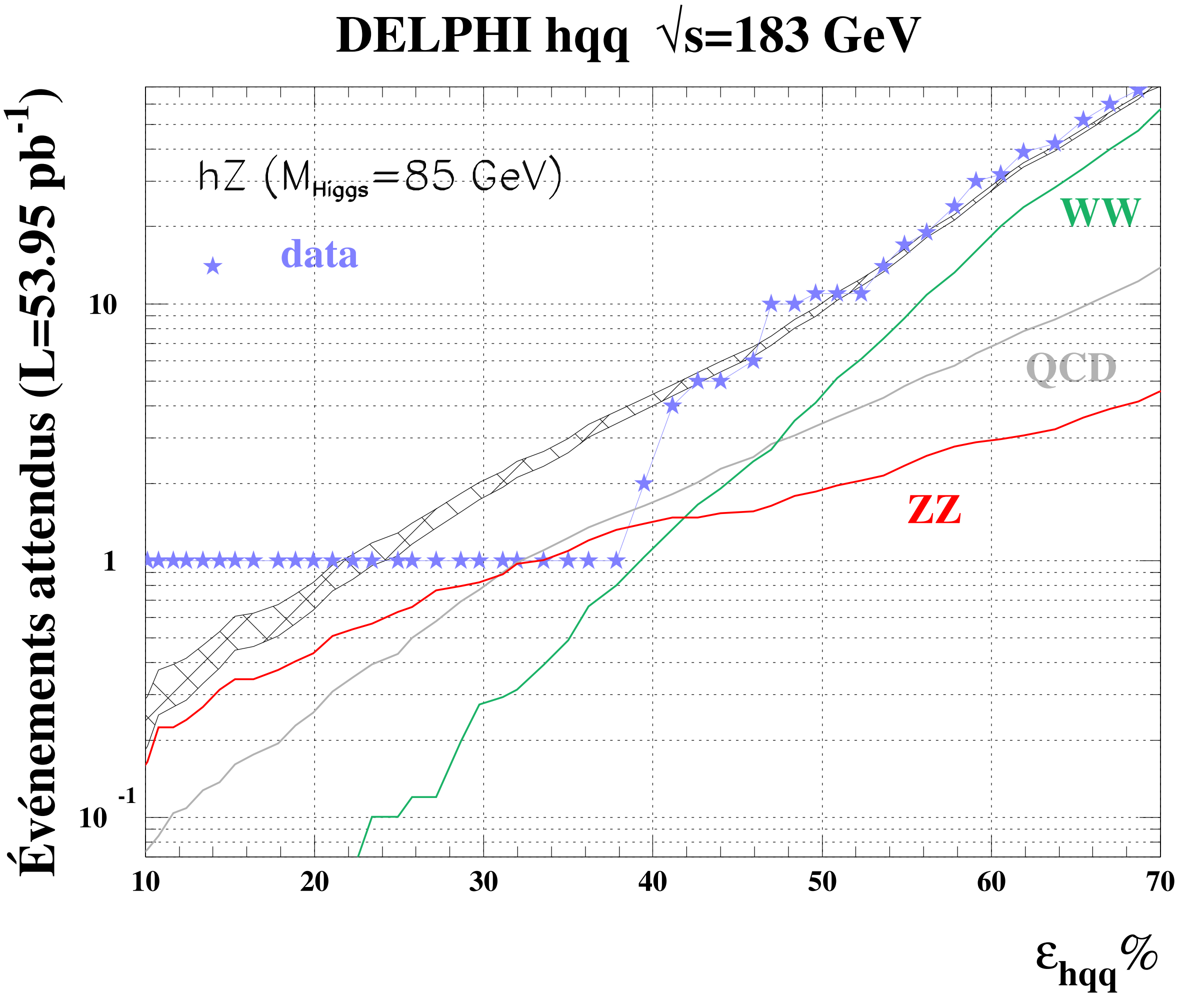


Figure 6.23: Variation du nombre d'événements de bruit de fond attendus et sélectionnés dans les données en fonction de l'efficacité au signal h^0Z^0 (m_{h^0}=85 GeV/c^2). Les différentes composantes des bruits de fond sont indiquées par les courbes en traits continus. Les données sélectionnées sont indiquées par les étoiles. L'erreur statistique sur l'efficacité et sur le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés est représentée par la bande hachurée.

6.2.7 Comparaisons et conclusions

Si l'on compare les figures 6.13 et 6.23 on constate que les résultats obtenus avec l'analyse probabiliste sont sensiblement meilleurs que ceux trouvés avec l'analyse séquentielle.
Cette deuxième analyse a également l'avantage de résoudre le problème toujours délicat de la définition des coupures intermédiaires puisque l'ensemble de l'information est résumée dans une seule quantité.
Cette analyse permet aussi d'éviter le problème de la sélection d'événements qui sont proches des coupures appliquées.
Afin de ne pas avoir, également, à établir de coupure sur la dernière variable, nous présentons dans le chapitre suivant une méthode permettant de définir une limite à 95 % de niveau de confiance sur la masse du boson de Higgs.
Par ailleurs, il existe d'autres méthodes statistiques qui combinent plusieurs variables. Au sein de la Collaboration DELPHI, une analyse basée sur l'utilisation de réseaux de neurones a été développée et appliquée sur les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV. Les performances atteintes sont similaires à celles de notre analyse "séquentielle". Elles sont légèrement meilleures à haute efficacité (au delà de 40 %) [104].

Une autre analyse basée sur la méthode du maximum de vraisemblance proposée par OPAL [102] a conduit à une légère amélioration des performances en terme d'efficacité / réjection du bruit de fond, mais cette analyse s'est révélée moins performante quand on a déterminé la limite (prise en compte de la distribution en masse des événements de bruit de fond et des événements de signal). La figure 6.24 représente pour chacune des analyses du canal $e^+e^- \to h^0Z^0 \to 4$ jets faites dans la Collaboration DELPHI, la courbe indiquant le nombre d'événements attendus en fonction de l'efficacité au signal.

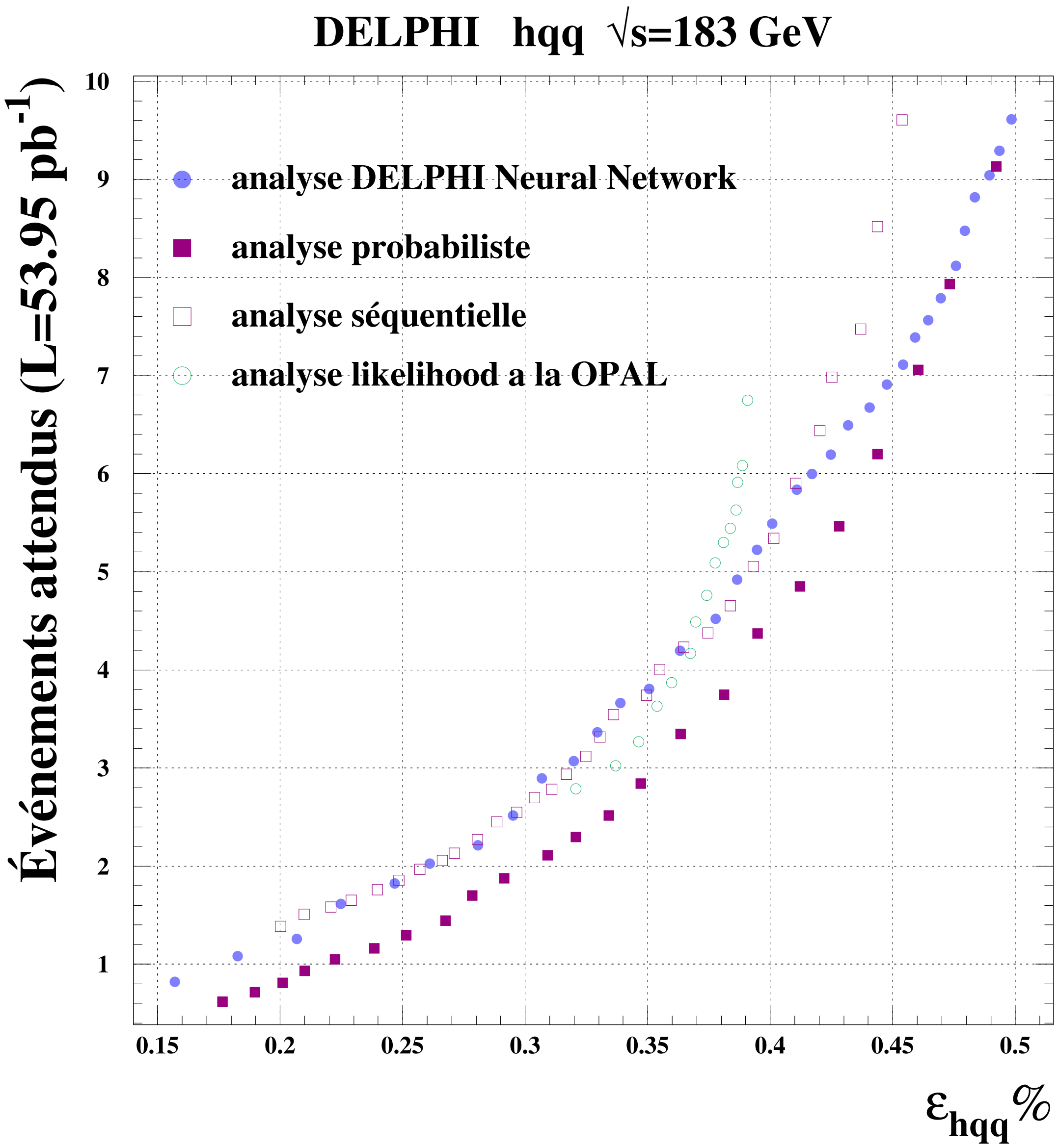


Figure 6.24: Variation du nombre d'événements de bruit de fond attendus, dans les données en fonction de l'efficacité au signal h^0Z^0 (m_{h^0}=85 GeV/c^2). Les différentes courbes ont été obtenues par différentes méthodes d'analyses. Les carrés concernent les deux analyses présentées dans cette thèse.

Nous avons également comparé les performances que nous avons obtenues à partir de l'analyse probabiliste, à celles des autres Collaborations LEP présentées aux conférences de l'hiver 98. La Collaboration

ALEPH a combiné deux analyses, l'une séquentielle l'autre utilisant un réseau de neurones [105]. Les performances sont équivalentes à celles que nous avons obtenues avec notre analyse probabiliste. En revanche les résultats de la Collaboration OPAL [106] sont moins bons. La Collaboration L3 préfère ne pas sélectionner les événements et détermine la limite sur la masse du Higgs par une méthode statistique qui prend en compte tous les événements [107]. La figure 6.25 indique les "points de fonctionnements" choisis par OPAL et ALEPH par rapport aux performances de l'analyse présentée dans cette thèse.
Il faut tout de même remarquer que la courbe donnant le nombre d'événements attendus en fonction de l'efficacité ne traduit pas totalement les performances d'une analyse. En effet, il n'est pas très important d'avoir un peu plus d'événements de bruit de fond sélectionnés si ceux-ci n'ont pas une masse située dans la zone où le signal est concentré. Nous verrons dans le chapitre 7 que l'algorithme qui calcule la limite d'exclusion tient compte de la distribution en masse des événements de signal, de bruit de fond et des événements sélectionnés dans les données (s'il y en a).

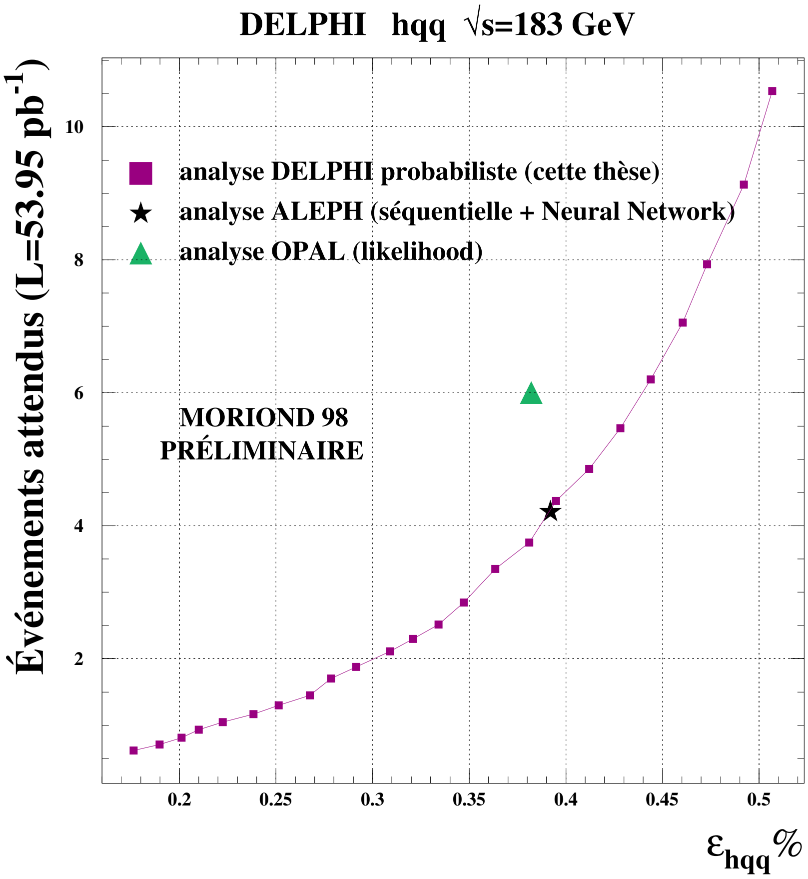


Figure 6.25: La courbe représente la variation du nombre d'événements de bruit de fond attendus et sélectionnés dans les données en fonction de l'efficacité au signal h^0Z^0 (m_{h^0}=85 GeV/c^2) obtenue en appliquant l'analyse probabiliste dans le canal $e^+e^- \to h^0Z^0 \to 4$ jets. Les deux symboles indiquent les points de fonctionnement des analyses effectuées dans deux des trois autres Collaborations LEP (ALEPH et OPAL) pour une luminosité équivalente de 53,95 pb^{-1}.

Chapitre 7

Limite sur la masse du boson de Higgs Standard

Les résultats présentés par la Collaboration DELPHI à Moriond en 1998 étaient basés, pour le canal 4 jets, sur l'analyse séquentielle étudiée dans cette thèse au chapitre 6. Nous allons décrire brièvement la méthode utilisée dans DELPHI pour fixer la limite sur la masse du boson de Higgs. Cette méthode a permis de comparer les performances de différentes analyses faites dans la Collaboration, ainsi que d'évaluer les contributions respectives des différents états finals étudiés (4 jets, $q\overline{q}\ell^+\ell^-$ et $q\overline{q}\nu\overline{\nu}$) à l'établissement de la limite sur $\mathrm{m_{h^0}}$. Cette approche nécessite de couper sur la distribution d'une variable afin de sélectionner un lot de candidats.
Afin de prendre en compte toute l'information contenue dans la distribution de cette variable, qui a été définie pour séparer au mieux le signal du bruit de fond, nous décrirons ensuite la méthode que nous avons mise au point. Elle a l'avantage de la simplicité et permet de prendre en compte plus d'informations que la méthode précédente. Elle permet, en outre, une combinaison facile des différents canaux et de différentes expériences. Les effets issus des incertitudes systématiques peuvent être également incorporés aisément.

7.1 Méthode utilisée dans DELPHI pour établir une limite sur $\mathrm{m_{h^0}}$

La méthode couramment utilisée dans DELPHI [110] pour déterminer la limite sur les masses des bosons de Higgs, consiste à calculer, pour chaque hypothèse de masse du boson de Higgs et pour une valeur fixée d'un paramètre permettant de distinguer les événements de signal de ceux du bruit de fond, un niveau de confiance ($\mathrm{CL_s}$) que les événements sélectionnés proviennent d'un signal. Pour cela on définit une variable X qui est le rapport des fonctions de vraisemblance obtenues, en considérant tour à tour que les événements retenus proviennent du signal superposé au bruit de fond ou bien uniquement du bruit de fond. X prend des valeurs élevées quand il s'agit d'événements de signal, petites quand il s'agit d'événements de bruit de fond.

$$X = \frac{\mathcal{L}_{s+f}}{\mathcal{L}_f} \tag{7.1}$$

Grâce à l'utilisation des fonctions de vraisemblance, il est facile d'inclure de l'information distinguant les événements de signal des événements de bruit de fond, ce qui permet de ne pas dégrader la limite établie, quand des événements qui ont toutes les caractéristiques d'événements de bruit de fond sont sélectionnés, et inversement. Mais jusqu'à présent seule la distribution de la masse correspondant au candidat Higgs reconstruit dans les événements sélectionnés (bruit de fond, données et signal) a été utilisée dans la fonction de vraisemblance [111].
Quand les résultats de $\mathrm{N_{canal}}$ canaux de désintégration du boson de Higgs doivent être combinés, pour

déterminer le niveau de confiance, on peut construire le rapport :

$$X = \frac{\mathcal{L}_{\rm s+f}}{\mathcal{L}_{\rm f}} = \frac{\prod_{\rm i=1}^{\rm N_{canal}} \frac{\rm e^{-(s_i+f_i)}(s_i+f_i)^{n_i}}{\rm n_i!} \prod_{\rm j=1}^{\rm n_i} \frac{\rm s_iS_i(m_h)+f_iB_i(m_h^{ij})}{\rm s_i+f_i}}{\prod_{\rm i=1}^{\rm N_{canal}} \frac{\rm e^{-f_i}f_i^{n_i}}{\rm n_i!} \prod_{\rm j=1}^{\rm n_i} \rm B_i(m_h^{ij})} \tag{7.2}$$

où $\rm n_i$ est le nombre d'événements observés dans le canal i, $\rm m_h^{ij}$ est la masse du boson de Higgs reconstruite pour l'événement j sélectionné dans le canal i, $\rm b_i$ est le nombre d'événements de bruit de fond attendus et $\rm s_i$ le nombre d'événements de signal pour une hypothèse de masse du boson de Higgs.
$\rm S_i(m_h)$ et $\rm B_i(m_h)$ sont respectivement les fonctions de densité de probabilité de la masse reconstruite pour un signal et pour des événements de bruit de fond.

Pour une expérience donnée, ayant conduit à la valeur $\rm X_{obs}$ du paramètre X, on peut calculer les niveaux de confiance $\rm CL_{s+f}$ et $\rm CL_f$ pour que cette expérience soit compatible avec l'hypothèse qu'il s'agisse d'événements de signal superposés à du bruit de fond ou bien uniquement du bruit de fond[1].

$$\rm CL_{s+f} = \mathcal{P}_{s+f}(X \leq X_{obs}) \tag{7.3}$$

avec :

$$\mathcal{P}_{\rm s+f}(\rm X \leq X_{obs}) = \int_0^{\rm X_{obs}} \frac{\rm dP_{s+f}}{\rm dX} \rm dX \tag{7.4}$$

Des expressions similaires sont obtenues pour $\mathcal{P}_{\rm f}$ et $\rm CL_f$.
Enfin, on définit le niveau de confiance $\rm CL_s$ correspondant à l'hypothèse pour laquelle des événements de signal sont présents, par le rapport :

$$\rm CL_s = \frac{CL_{s+f}}{CL_f} \tag{7.5}$$

En toute rigueur $\rm CL_s$ n'est pas un niveau de confiance mais il permet de ne pas exclure un signal au delà d'une sensibilité nulle (section efficace nulle par exemple) à cause d'une fluctuation du bruit de fond attendu.
Les distributions de probabilité $\frac{\rm dP_{s+f}}{\rm dX}$ et $\frac{\rm dP_f}{\rm dX}$ sont obtenues à partir de la production d'un grand nombre d'expériences qui satisfont à la même coupure sur le paramètre de sélection finale des événements.
Par ailleurs, afin de déterminer si la limite dépend ou non des données enregistrées par le détecteur, on évalue la limite attendue en considérant, à la place des données, des tirages Monte-Carlo (600 *gedanken* expériences) à partir des distributions des événements de bruit de fond sélectionnés.

Cette méthode nécessite la définition d'une procédure de sélection des événements *a priori* (c'est à dire sans la prise en compte des données réelles). Pour cela, il faut déterminer la sélection qui optimise la sensibilité des différentes analyses au signal[2]. On teste plusieurs “points de fonctionnement” correspondant à une efficacité et à un nombre d'événements de bruit de fond donnés pour chaque canal, afin de déterminer celui qui correspond à la plus faible valeur de $\rm CL_s$[3].
C'est cette méthode qui a été utilisée dans les analyses des données à $\sqrt{s}$=183 GeV pour les canaux $\rm h^0Z^0$ et $\rm h^0A^0$. Nous donnons dans la figure 7.1 le niveau de confiance $\rm CL_s$, calculé par le programme pour la recherche du boson de Higgs standard dans DELPHI (combinant les résultats à 161, 172 et 183 GeV), qui a retenu notre analyse $\rm h^0Z^0$ séquentielle. Le résultat est entièrement dominé par les résultats obtenus en

[1] généralement dans les analyses de recherche du boson de Higgs à LEP200, il n'est pas possible de réduire à zéro le nombre d'événements de bruit de fond sans perdre toute sensibilité à un signal. *A contrario,* on connaît bien souvent la forme des distributions des événements de bruit de fond attendus, ce qui peut permettre de soustraire ces événements des événements observés.

[2] quand plusieurs analyses sont faites dans DELPHI (séquentielle, réseau de neurones, fonction de vraisemblance) le choix de l'analyse dont le résultat sera considéré pour établir la limite repose sur cette méthode d'optimisation

[3] étant donné le nombre important de canaux étudiés (6 ou 8) on commence par déterminer le point de fonctionnement du canal qui a le plus de poids, à savoir ($\rm h^0 \rightarrow$ hadrons)$\rm q\bar{q}$. Les autres canaux influent généralement peu sur le “point de fonctionnement” trouvé.

1997 par l'analyse des données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV. Les analyses des années antérieures apportent un gain de 100 MeV/c^2 sur la valeur de la limite.

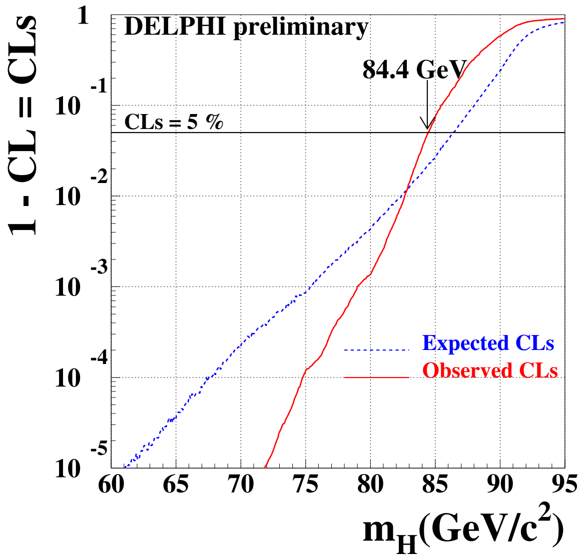


Figure 7.1: Variation de la valeur du niveau de confiance “observé” CL_s en fonction de la masse du boson de Higgs. La courbe du niveau de confiance “attendu” est également représentée.

Une limite mesurée à 95 % de niveau de confiance à 84,4 GeV/c^2 a été mise sur la masse du boson de Higgs standard en utilisant environ 74pb^{-1} enregistrés à 161, 172 et 183 GeV, alors que la limite attendue était de 86,4 GeV/c^2. Le tableau 7.1 résume les résultats obtenus à $\sqrt{s}$=183 GeV dans les différents canaux de désintégration du boson de Higgs standard qui ont été combinés pour obtenir la limite finale dans DELPHI [109]. On indique pour chaque canal le nombre d'événements de signal h^0Z^0 attendus pour un boson de Higgs de masse 85 GeV/c^2. Cela montre clairement l'importance du canal étudié dans cette thèse. Il faut cependant noter que l'apport des autres canaux n'est pas négligeable puisque la limite attendue à partir du canal $h^0Z^0 \to 4$ jets seul est voisine de 83,7 GeV/c^2 alors que l'adjonction des autres canaux permet d'atteindre 86,4 GeV/c^2.

	fond attendu	ϵ (%)	événements observés à $\sqrt{s}$=182,7 GeV	signal attendu m_{h^0}=85 GeV/c^2
$h^0 \to$ hadrons, $Z^0 \to q\bar{q}$	5,34	40,1	4	5,13
$h^0 \to$ tout, $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$	0,58	30,1	1	1,20
$h^0 \to$ tout, $Z^0 \to e^+e^-$	0,66	39,9	1	0,27
$h^0 \to$ tout, $Z^0 \to \mu^+\mu^-$	0,44	62,4	2	0,42
$h^0 \to$ tout, $Z^0 \to \tau^+\tau^-$	0,41	20,0	1	0,13
$h^0 \to \tau^+\tau^-$, $Z^0 \to q\bar{q}$	0,74	20,0	1	0,22
Total	8,17		10	7,36

Tableau 7.1: Résultats obtenus dans les différentes voies de désintégration du boson de Higgs standard dans la Collaboration DELPHI pour l'analyse des données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV (54 pb^{-1})

Le tableau 7.2 résume les limites observées et attendues présentées aux conférences de l'hiver 98 par DELPHI et par les trois autres Collaborations LEP :

	limite attendue (GeV/c^2) d'exclusion à 95 % C.L.	limite observée (GeV/c^2) d'exclusion à 95 % C.L.
ALEPH	85,5	87,9
DELPHI	86,4	84,4
L3	86,7	87,6
OPAL	86,5	84,2

Tableau 7.2: Limites attendues et observées d'exclusion à 95 % de niveau de confiance obtenues par chaque Collaboration LEP en combinant les résultats des analyses faites sur les données enregistrées à 161, 172 et 183 GeV (environ 75 pb^{-1} par expérience).

Une combinaison très préliminaire des résultats des Collaborations DELPHI, L3 et OPAL par l'utilisation de la procédure adoptée dans le LEP Higgs Working Group [112] exclut un boson de Higgs standard plus léger que 89,3 GeV/c^2. La courbe du niveau de confiance CL_s est représentée en fonction de la masse du boson de Higgs dans la figure 7.2

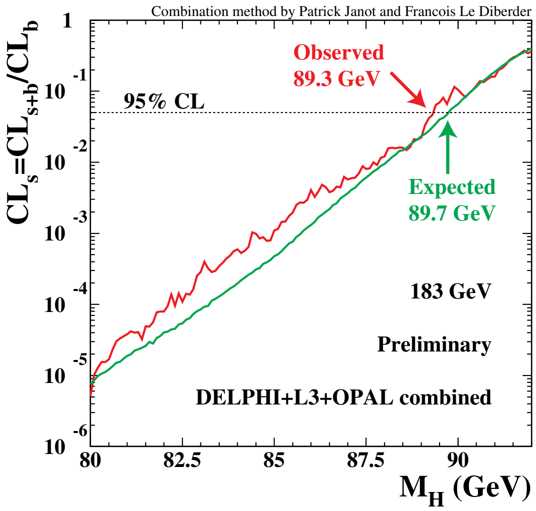


Figure 7.2: Variation du niveau de confiance CL_s obtenu en combinant le résultat des recherches du boson de Higgs standard, dans ses différents modes de désintégration, effectuées par trois des Collaborations LEP en fonction de la masse du boson de Higgs.

7.2 Méthode proposée dans cette thèse

On a défini dans le chapitre 6 une variable, X_{disc}, qui distingue les événements de signal des événements de fond de manière optimale. On dispose aussi de l'information sur la masse du dijet candidat pour former un boson de Higgs. La distribution de $\log_{10}(X_{disc})$ en fonction de m_{h^0} est représentée dans la figure 7.3 pour les processus de bruits de fond et pour des événements de signal simulés à différentes masses.
Dans les événements de signal, il y a une corrélation entre la variable discriminante et la masse reconstruite du boson de Higgs, liée au fait que, lorsque les jets du boson de Higgs sont bien identifiés b, on sait d'autant mieux les associer et ainsi obtenir une masse proche de la valeur nominale. Pour les processus de bruit de fond la distribution en masse est, à ce niveau de présélection, concentrée aux petites valeurs (QCD) ou aux alentours de 70 GeV/c^2 (W^+W^-).
La limite obtenue précédemment, avec l'analyse séquentielle, a été fixée en faisant varier la dernière coupure de manière à trouver un optimum entre l'efficacité au signal et la réjection du fond.

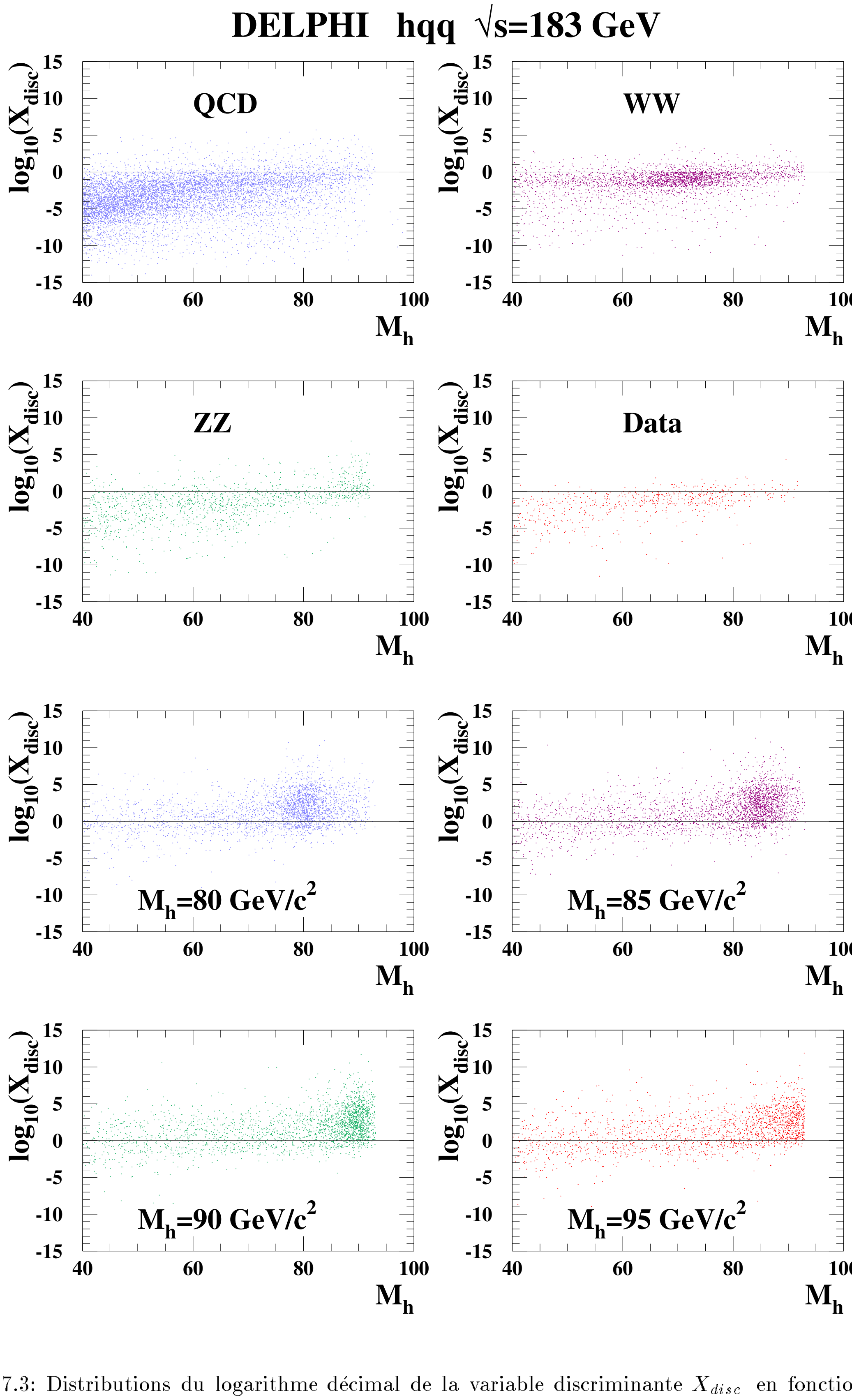


Figure 7.3: Distributions du logarithme décimal de la variable discriminante X_{disc} en fonction de la masse reconstruite du boson de Higgs, observées pour les événements de bruit de fond, les données et des événements de signal. Ces derniers ont été simulés en utilisant quatre valeurs différentes de la masse du boson de Higgs.

Cependant cette "optimisation", qui se fait de manière objective sur des bases statistiques (génération Monte-Carlo d'un grand nombre d'expériences), ne concerne pas l'ensemble des autres coupures situées en amont.
Nous présentons une autre approche qui a les avantages suivants :

- utiliser l'ensemble des événements,
- prendre en compte, pour chaque événement (ou presque), l'importance locale du bruit de fond attendu,
- ne pas avoir à définir de coupures strictes,
- permettre une combinaison aisée des résultats obtenus dans différents canaux ou (et) par différentes expériences.

Bien que moins optimale du point de vue statistique que la méthode officielle, notre approche permet d'évaluer le gain apporté par l'utilisation de la forme de la distribution de la variable discriminante.

7.2.1 Description de la méthode

La stratégie consiste à supposer que les données contiennent des événements de signal et à simplement mesurer ce nombre dans le lot initial de données en effectuant un ajustement, dans le plan ($\log_{10}(X_{disc})$, $\mathrm{m_{h^0}}$), par la méthode du maximum de vraisemblance "binné". Le plan ($\mathrm{m_{h^0}}$,$\log_{10}(X_{disc})$) est divisé en "bins" et l'on suppose que les nombres observés dans les données proviennent de la somme de quatre composantes, dont trois correspondent au bruit de fond (QCD, W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$) et la dernière au signal (h^0Z^0). On impose que le nombre total d'événements observés dans les données (N) soit égal à la somme des différentes composantes. Trois quantités sont alors mesurées :

- le nombre d'événements W^+W^- : n_{WW},
- le nombre d'événements $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$: n_{ZZ},
- le nombre d'événements h^0Z^0 : n_{hZ}.

Le nombre d'événements issus du bruit de fond QCD est donné par :

$$n_{QCD} = N - n_{WW} - n_{ZZ} - n_{hZ} \tag{7.6}$$

On imposera également que les nombres d'événements QCD, W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$ soient compatibles avec les valeurs attendues à partir de la simulation : n^0_{QCD}, n^0_{WW} et n^0_{ZZ}, compte-tenu de la luminosité enregistrée et des sections efficaces respectives.
Dans chaque bin, i, le nombre d'événements prévus est obtenu à partir des distributions correspondantes pour les événements simulés.
Par exemple, pour la composante W^+W^-, on a :

$$a^i_{WW} = n^{i,MC}_{WW}\frac{n_{WW}}{n^{MC}_{WW}} = n^{i,MC}_{WW} \times p_W \tag{7.7}$$

où n^{MC}_{WW} est le nombre total d'événements WW qui ont été générés et qui ont satisfait aux coupures de présélection, et $n^{i,MC}_{WW}$ est le nombre correspondant obtenu dans le bin i. On a la relation évidente :

$$\sum_i a^i_{WW} = n_{WW} \tag{7.8}$$

On cherche à déterminer les p_j, c'est à dire les composantes issues de chaque catégorie d'événements.
Les échantillons simulés ont une statistique qui est très supérieure à celle des données : 210 fois pour QCD, 51 fois pour W^+W^- et 67 fois pour $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$. Cependant les distributions dans le plan ($\mathrm{m_{h^0}}$,$\log_{10}(X_{disc})$) de ces événements étant très différentes de celle attendue pour le signal, il peut exister des régions où la statistique disponible pour évaluer le bruit de fond est très limitée. Nous avons résolu ce problème de deux manières :

- en utilisant une taille variable pour les bins de façon à s'assurer que chacun d'eux contienne un nombre minimal d'événements simulés,

- en tenant compte, dans chaque bin, de la statistique finie des événements simulés.

Pour satisfaire à ce dernier point nous avons utilisé la méthode proposée dans [113]. Elle consiste en un ajustement, non seulement des proportions p_j des différentes composantes mentionnées précédemment, mais aussi des nombres "exacts" attendus dans chaque bin en provenance de chacune des composantes. Dans chaque bin on prévoit un nombre μ^i d'événements qui représente la somme des événements issus des différentes composantes :

$$\mu^i = \sum_{j=1}^{4} p_j A_j^i \tag{7.9}$$

où p_j représente le rapport entre le nombre total d'événements de la composante j, présent dans les données et celui qui a été généré (nous avons déjà cité p_{WW} pour la composante W^+W^-). A_j^i est le nombre "exact" d'événements attendus dans le bin i en provenance de la source j, alors que le nombre réellement généré est : a_j^i. On évalue l'ensemble des paramètres p_j et A_j^i par la méthode du maximum de vraisemblance en trouvant le maximum de l'expression :

$$\ln \mathcal{L} = \sum_i n^i \ln \mu^i - \mu^i + \sum_i \sum_{j=1}^{4} a_j^i \ln A_j^i - A_j^i \tag{7.10}$$

qui fait intervenir une somme de contributions définies à partir de la loi de Poisson. Les paramètres p_j apparaissent par l'intermédiaire de la relation 7.9. Le premier terme correspond à la probabilité d'observer n^i événements dans les données pour le bin i alors que μ^i sont prévus. Le second terme correspond à la probabilité de sélectionner a_j^i événements de bruit de fond alors que A_j^i sont prévus.
Afin d'imposer que les nombres totaux d'événements de bruit de fond, issus des différentes composantes, soient compatibles avec les valeurs attendues, on ajoute à l'expression 7.10 le terme suivant :

$$-\frac{1}{2} \sum_{j=1}^{3} \frac{(n_j - n_j^0)^2}{n_j^0} \tag{7.11}$$

où la somme est étendue aux trois composantes : QCD, W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$. La présence de ces contraintes, et notamment celle sur la composante $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$, est indispensable lorsque l'on explore la zone de masse aux alentours de 90 GeV/c^2.
Nous avons écrit un programme qui effectue cette minimisation dans le cadre de MINUIT [114] car le "produit" existant parmi les facilités proposées par HBOOK[4] [115] ne permettait pas d'inclure des contraintes extérieures.
Nous avons effectué l'ajustement en utilisant des bins de 3 GeV/c^2 en masse et contenant un nombre d'événements minimal tel que les fluctuations statistiques ne dépassent pas 40 % du contenu des bins. Nous avons vérifié la stabilité du résultat obtenu pour différents choix de regroupement des bins (Figure 7.7).
Comme cela est expliqué dans la référence [113], il est possible de séparer la détermination des paramètres A_j^i de celle des p_j. La première est obtenue de manière analytique et la seconde utilise MINUIT, une fois les valeurs des A_j^i connues à chaque étape du processus de minimisation.
Pour une valeur fixée de la masse du boson de Higgs, correspondant à un des lots d'événements simulés, nous mesurons, dans les données, le nombre d'événements $e^+e^- \to h^oZ^o \to 4$ jets. La probabilité d'observer dans les données un nombre d'événements de signal, N_{hZ}, est obtenue en intégrant la distribution de probabilité sur les nombres d'événements W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$:

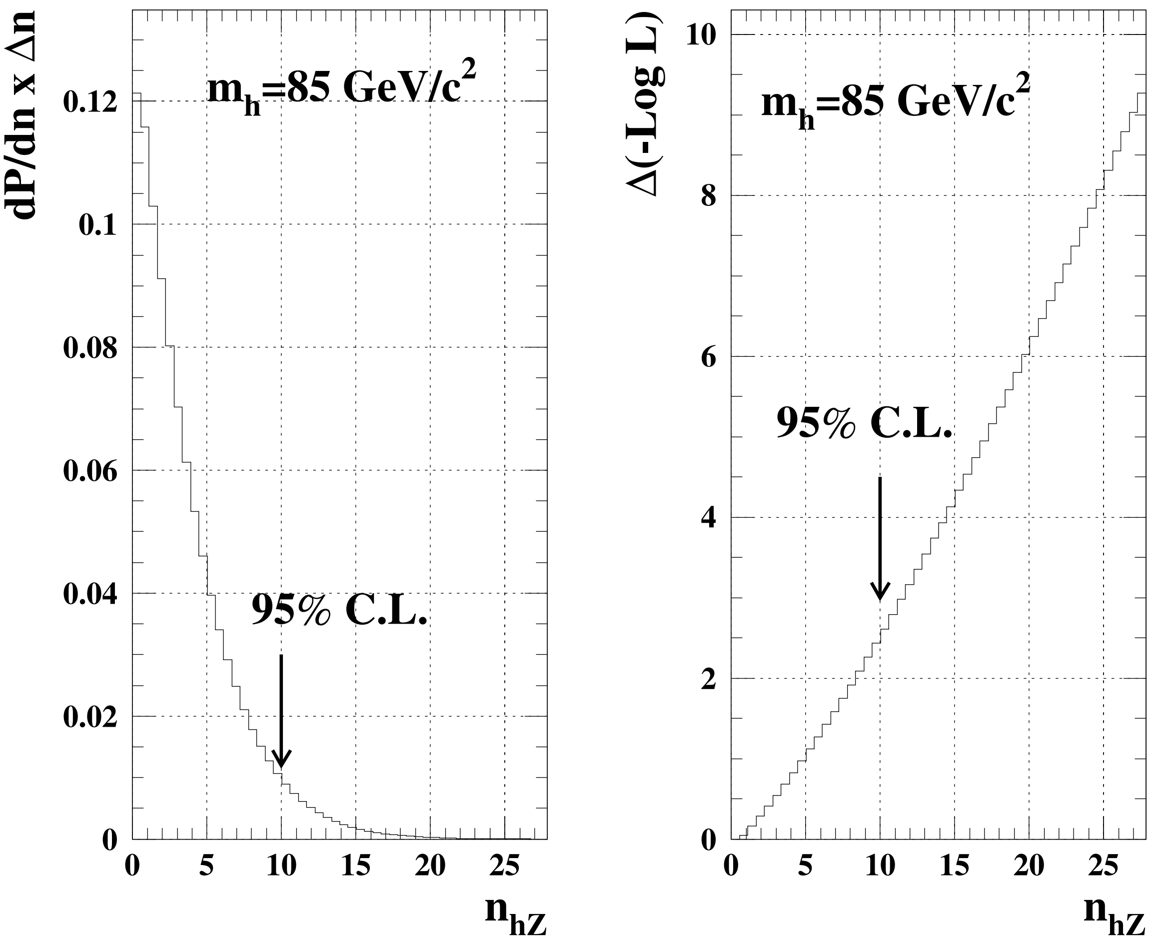
$$\mathcal{P}(N_{hZ}) = \frac{\int_0^{N-N_{hZ}} dN_{WW}\, dN_{ZZ} \exp\left(-\Delta \ln \mathcal{L}\right)}{\int_0^{N} dN_{WW}\, dN_{ZZ} dN_{hZ} \exp\left(-\Delta \ln \mathcal{L}\right)} \tag{7.12}$$

[4] routine HMCMLL de la librairie HBOOK

La limite à 95 % de niveau de confiance sur ce nombre est déduite de l'expression :

$$\int_{N_{95}^{hZ}}^{N} \mathcal{P}(N_{hZ}) = 5\ \%. \tag{7.13}$$

Ayant fixé la masse du boson de Higgs à 85 GeV/c^2 on a représenté, figure 7.4, la variation de cette distribution de probabilité en fonction du nombre de boson de Higgs.
Les résultats sont reportés dans le tableau 7.3 et sur la Figure 7.5.



(a) (b)

Figure 7.4: Distributions de la probabilité d'observer un nombre de bosons de Higgs donné. (a) chaque bin correspond à la probabilité d'observer le nombre correspondant dans le bin fixé. (b) variation de $-\log$(probabilité) en fonction du nombre de boson de Higgs. L'origine sur l'axe vertical a été placée de façon à ce que le premier bin débute à zéro.

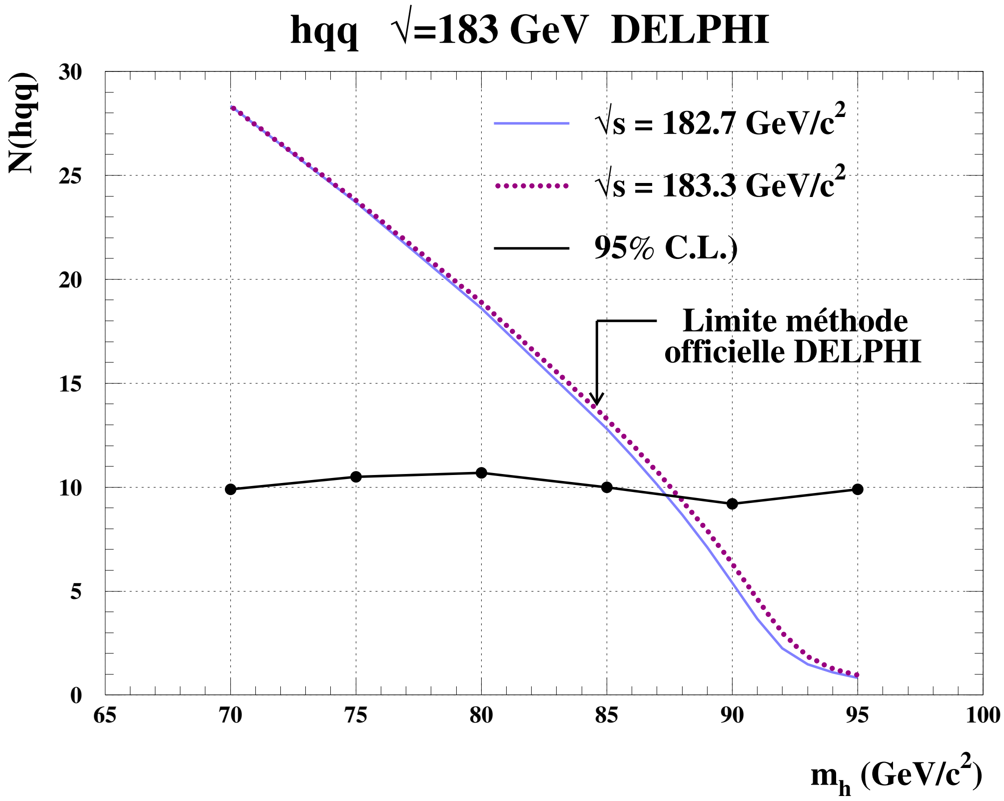


Figure 7.5: Variation du nombre de bosons de Higgs produits dans l'état final 4 jets en fonction de sa masse. On indique le nombre de bosons nécessaire pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance. On le compare à la limite attendue en utilisant l'analyse statistique officielle de DELPHI.

m_{h^0}(GeV/c^2)	70	75	80	85	90	95
$N_{95}^{h^0Z^0}$	9,9	10,5	10,7	10,0	9,2	9,9
$N_{produit}^{h^0Z^0}$ ($\sqrt{s}$=182,7 GeV)	28,3	23,7	18,6	12,8	5,4	0,8
$N_{produit}^{h^0Z^0}$ ($\sqrt{s}$=183,3 GeV)	28,3	23,7	18,9	13,3	6,3	1,0

Tableau 7.3: Limites à 95 % de niveau de confiance ($N_{95}^{h^0Z^0}$) obtenues sur le nombre d'événements de signal pour différentes masses du boson de Higgs. Ces valeurs sont comparées aux nombres correspondants de bosons de Higgs produits pour $\sqrt{s}$=182,7 GeV et $\sqrt{s}$=183,3 GeV [46].

Nous avons pu établir une limite à 95 % de niveau de confiance à 87,3 GeV/c^2 en utilisant seulement les résultats du canal $e^+e^- \to h^0Z^0 \to$ 4 jets.

7.2.2 Valeur attendue pour la limite

Les événements simulés ont été utilisés pour construire 44 expériences correspondant à la même luminosité que celle des données. Dans chaque expérience les nombres d'événements de type QCD, W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$ ont été tirés aléatoirement compte tenu des statistiques respectives. Les limites mesurées, à

95 % de niveau de confiance dans les dix premières expériences, sur le nombre de bosons de Higgs pour les masses respectives de 85 et 90 GeV/c² sont données dans le tableau 7.4.

Expérience	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$N_{95}^{\mathrm{h^0Z^0}}$ ($m_{\mathrm{h^0}}$=85 GeV/c^2)	9,5	9,3	10,5	7,7	9,9	8,5	15,3	11,7	11,8	9,6
$N_{95}^{\mathrm{h^0Z^0}}$ ($m_{\mathrm{h^0}}$=90 GeV/c^2)	10,1	9,3	11,7	8,3	10,0	7,9	13,3	9,1	10,4	8,8

Tableau 7.4: Limites à 95 % de niveau de confiance ($N_{95}^{\mathrm{h^0Z^0}}$) obtenues dans dix expériences sur le nombre d'événements de signal pour $\mathrm{m_{h^0}}$=85 et 90 GeV/c^2.

Les valeurs moyennes, sur l'ensemble de ces expériences fictives, des nombres de bosons de Higgs nécessaires pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance sont respectivement égales à 11,4 ± 0,6 et 11.1 ± 0,6 pour $\mathrm{m_{h^0}}$=85 et 90 GeV/c^2.
Les valeurs mesurées dans les données, qui sont respectivement de 10 et 9,2 événements se situent au voisinage de ces estimations.
Si l'on considère que le nombre moyen de bosons de Higgs nécessaire pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance, avec la méthode présentée ici, est égale à 11,2 ± 0,6, il correspond à une limite attendue sur la masse du boson de Higgs égale à (86,2±0,4) GeV/c^2 ($\sqrt{\mathrm{s}}$=182,7 GeV). Nous avons représenté sur la figure 7.6 la distribution des nombres de bosons de Higgs nécessaires pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance lorsque la masse réelle du boson de Higgs est égale à 85 GeV/c^2 ou à 90 GeV/c^2.

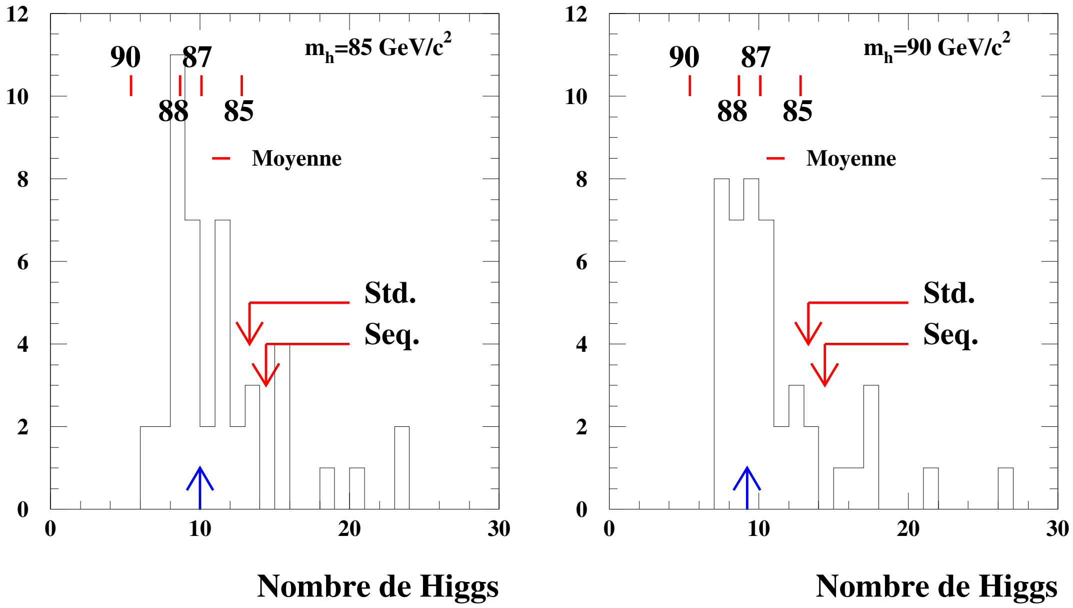


Figure 7.6: Distribution des nombres de boson de Higgs nécessaire pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance pour une masse de boson de Higgs de 85 GeV/c^2 et 90 GeV/c^2. Les flèches indiquent le résultat obtenu dans les données. Il correspond aux valeurs les plus probables des distributions. On a indiqué la moyenne (et son erreur) de chacune des distributions. Enfin on a reporté le résultat correspondant obtenu par la méthode officielle de DELPHI pour notre analyse dite "séquentielle" et notre analyse probabiliste dite "standard".

On notera la dispersion, voisine de 4 événements, sur ces nombres qui peut se traduire par une dispersion de ± 3 GeV/c^2 sur la limite atteinte, dans une expérience donnée, par rapport à la limite attendue.
Comme nous l'avons vu, la méthode d'obtention de la limite sur la production du boson de Higgs exposée ici diffère de celle utilisée actuellement dans la Collaboration DELPHI en particulier par l'utilisation de l'information contenue dans la distribution de la variable discriminante. Une modification de la méthode officielle DELPHI incluant cette information a apporté des résultats qui confirment ceux obtenus dans cette thèse, à savoir une amélioration importante de la sensibilité des mesures. Ce résultat est encore officieux. La limite attendue est ainsi passée de 84,3 à 86,5 GeV/c^2 ($\sqrt{s}$=182,7 GeV) ce qui correspond à une sensibilité similaire à celle communiquée par DELPHI à Moriond en 98 pour l'ensemble des canaux étudiés pour rechercher le boson de Higgs (86,4 GeV/c^2). Notons que l'analyse probabiliste, traitée dans le cadre de l'analyse statistique officielle de DELPHI, permet d'améliorer la limite obtenue avec le canal 4 jets de 700 MeV/c^2, si on la compare à l'analyse séquentielle.

7.2.3 Contribution des incertitudes systématiques

7.2.3.1 Contrôle de l'importance des différentes composantes

Jusqu'ici nous avons imposé que les nombres d'événements QCD, W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$ correspondent aux valeurs attendues à partir de la simulation, à l'intérieur des fluctuations statistiques.
Les distributions de ces événements étant différentes, dans le plan $(\log_{10}(X_{disc}), m_{h^0})$, elles peuvent être mesurées. Les résultats sont donnés dans le tableau 7.5. L'exercice a été fait pour un signal h^0Z^0 de masse $m_{h^0} = 85\,\mathrm{GeV}/c^2$.

	N_{WW}	N_{QCD}	N_{ZZ}
valeurs mesurées	$368{,}7^{+21,6}_{-22,1}$	224,6	$5{,}7^{+13}_{-5,7}$
valeurs attendues	364,6	234,6	19,1

Tableau 7.5: Comparaisons entre les nombres mesurés et attendus de paires de W et d'événements QCD dans les données à $\sqrt{s}$=183 GeV. Seuls les nombres de W^+W^- et de Z^0Z^0 ont été mesurés.

L'accord est satisfaisant. La différence principale est de 5 % pour le fond QCD. Si l'on suppose, dans les contraintes précédentes, que l'on connaît l'importance des différentes composantes avec une incertitude de 10 %, le nombre de candidats Higgs nécessaire pour mettre la limite augmente de 0,6.
On note aussi que, si l'on n'impose pas à la composante ZZ d'avoir une contribution compatible avec celle attendue, le nombre trouvé de candidats h^0Z^0 est voisin de 2 pour les masses de 90 et 95 GeV/c^2 utilisées pour le boson de Higgs, alors que l'on trouvait dans le cas précédent zéro événement.

7.2.3.2 Choix des paramètres du programme de minimisation

Comme nous l'avons indiqué, nous avons sélectionné un intervalle de masse fixe et imposé un nombre minimal d'événements issus de la simulation, dans chaque bin. La figure 7.7 indique, pour une masse fixée à 85 GeV/c^2 du boson de Higgs, le nombre d'événements nécessaire pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance en considérant divers choix d'intervalle de masse et de seuil en nombre d'événements dans chaque bin. Pour de faibles intervalles de masse, on notera qu'il faut plus d'événements pour mettre la limite lorsque l'on augmente le seuil dans chaque bin. Cela est dû à ce que la “granularité” utilisée pour la variable discriminante devient de plus en plus grossière. Pour de grands intervalles en masse, on exploite au mieux cette “granularité” mais alors la possibilité d'avoir des fluctuations du bruit de fond dans la zone de masse attendue pour la majorité des événements de signal s'accroît.
On note une zone de stabilité à laquelle le point de fonctionnement utilisé appartient.
Nous évaluons à $\pm 0{,}5$ l'incertitude liée au choix du point de fonctionnement.

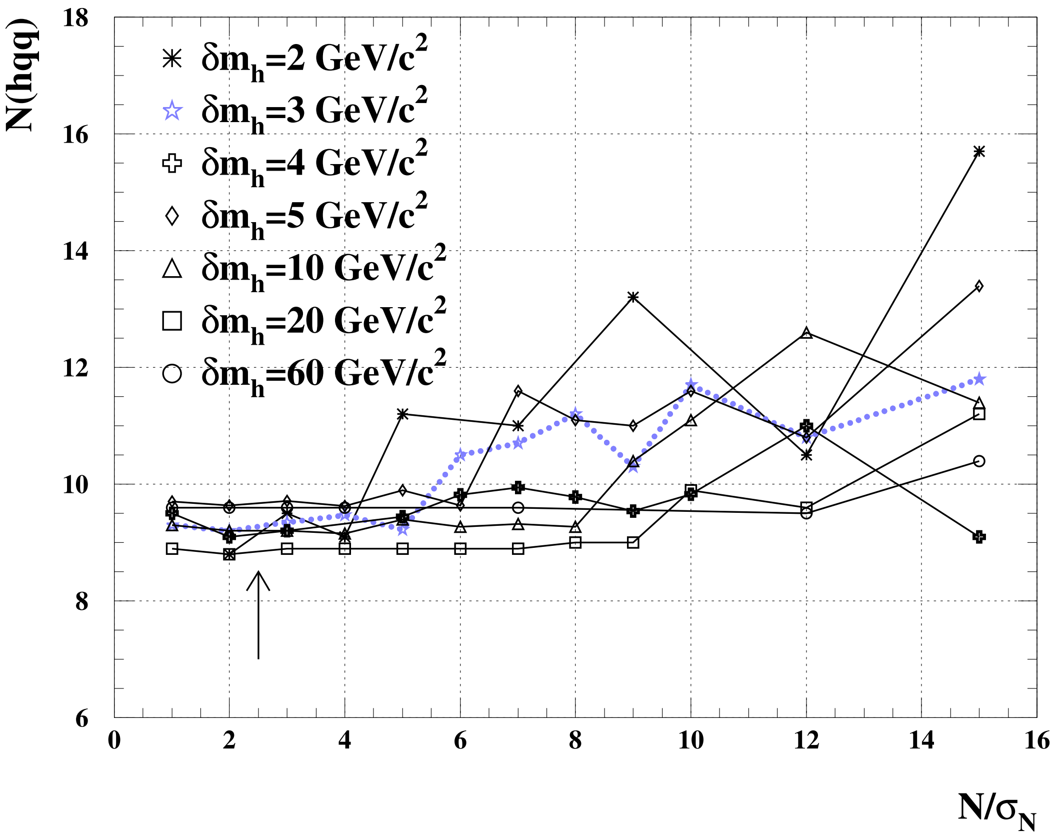


Figure 7.7: Nombre d'événements nécessaires pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance en fonction du rapport entre le nombre d'événements dans chaque bin et l'erreur statistique sur ce nombre. Les différentes courbes correspondent à différents intervalles de masse (de 2 GeV/c^2 à 60 GeV/c^2). La courbe en pointillés correspond au choix $\delta\,\mathrm{m_{h^0}}$=3 GeV/c^2 fait dans l'étude et la flèche indique le point de fonctionnement en N/σ_N.

7.2.3.3 Correction empirique sur la procédure d'étiquetage des quarks b

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 6.2.3.2, un désaccord demeure entre la simulation et les données au niveau de la distribution de la variable qui combine l'ensemble de l'information sur l'étiquetage des quarks b. Une correction empirique (correction 1) a été faite afin que les distributions coïncident. Après cette correction il subsiste un excès d'événements, dans le premier bin de la distribution, en faveur des données simulées correspondant à des événements dépourvus de la moindre information d'étiquetage. On corrige aussi cela (correction 2) en diminuant de 10 %, dans les distributions de probabilité obtenues avec la simulation, la proportion des événements qui n'ont pas d'information d'étiquetage.
Les résultats sont résumés dans le tableau 7.6.

$m_{h^0Z^0}$ (GeV/c^2)	70	75	80	85	90	95
$N_{95}^{h^0Z^0}$	9,9	10,5	10,7	10,0	9,2	9,9
$N_{95}^{h^0Z^0}$ (correction 1)	11,5	12,1	10,5	9,9	9,14	9,5
$N_{95}^{h^0Z^0}$ (correction 2)	11,6	12,6	10,3	9,8	9,2	9,5

Tableau 7.6: Nombre d'événements nécessaires pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance, avant la correction sur la variable d'identification des quarks b, après la première correction et la deuxième correction.

Dans la zone de masse où l'on établit la limite, les variations dues à ces corrections sont inférieures à 0,5 événement. Si l'on considère que la maîtrise de ces corrections est de l'ordre de 30 % on évalue leur contribution à 0,2 événements.

7.2.3.4 Incertitude sur l'énergie de la machine

Nous avons représenté sur la figure 7.5 les nombres d'événements $e^+e^- \rightarrow h^0Z^0 \rightarrow 4$ jets produits pour une luminosité de 54 pb^{-1} pour deux énergies dans le centre de masse $\sqrt{s}$=183,3 GeV et 182,7 GeV. Dans la zone où l'on met la limite cette différence se transmet de manière directe. Cependant l'énergie étant maintenant connue avec une incertitude inférieure à 100 MeV, nous pouvons négliger cet effet.

7.2.3.5 Résumé sur les incertitudes systématiques

Nous ne prétendons pas ici donner une évaluation détaillée des incertitudes systématiques qui interviennent dans l'établissement de la limite sur la masse du boson de Higgs. Nous pensons avoir évalué les plus importantes.
Nous avons indiqué quel était l'effet sur la limite de chacune des contributions envisagées. En les combinant en quadrature on estime leur effet à 0,8 événement ce qui ramène la limite sur la masse du boson de Higgs à 86,7 GeV pour $\sqrt{s}$=182,7 GeV.

7.3 Quelques exercices de prospective

7.3.1 Et s'il y avait des bosons de Higgs ?

Comme nous l'avons vu (figure 7.4), le nombre de candidats Higgs favorisé dans les données est nul. Afin de vérifier si la présence de candidats pouvait être détectée avec notre méthode nous avons ajouté, à la distribution mesurée dans les données, quelques événements simulés.
Deux essais ont été effectués consistant chacun en six expériences.
Dans le premier cas on a ajouté 10 événements correspondant au canal $e^+e^- \rightarrow h^0Z^0 \rightarrow 4$ jets, la masse du boson de Higgs étant égale à 85 GeV/c^2.
Dans le second, pour une masse du boson de Higgs de 90 GeV/c^2 seuls cinq événements sont utilisés.
Il s'agit de nombre d'événements bruts, avant l'application de toute coupure si bien que le nombre réel ajouté aux distributions étudiées est inférieur à ces valeurs.
Cet exercice est essentiellement qualitatif puisque les nombres d'événements utilisés sont fixes pour les deux masses envisagées et non distribués suivant une loi de Poisson.
Les nombres de candidats Higgs retrouvés sont donnés dans le tableau 7.7.

Expérience	1	2	3	4	5	6
$N_{h^0Z^0}$ m_{h^0}=85 GeV/c^2	$11,7^{+6,9}_{-5,6}$	$8,1^{+6,9}_{-5,5}$	$14,3^{+7,0}_{-5,7}$	$2,2^{+7,4}_{-2,2}$	$6,7^{+6,8}_{-6,7}$	$0,2^{+7,4}_{-0,2}$
$N_{h^0Z^0}$ m_{h^0}=90 GeV/c^2	$0,8^{+4,7}_{-0,8}$	$0,0^{+3,4}_{-0,0}$	$2,3^{+5,0}_{-2,3}$	$2,1^{+5,2}_{-2,1}$	$0,9^{+4,6}_{-0,9}$	$6,4^{+5,3}_{-4,0}$

Tableau 7.7: Nombres de candidats Higgs mesurés lorsque l'on ajoute aux données 10 événements de signal à la masse de 85 GeV/c^2 ou bien 5 événements de signal à la masse de 90 GeV/c^2.

7.3.2 Limite attendue dans le canal 4-jets en combinant les quatre expériences

À partir des événements simulés nous avons créé 10 expériences fictives correspondant à quatre fois la statistique enregistrée par DELPHI en 1997 à $\sqrt{s}$=182,7 GeV. Les limites attendues, dans le canal 4 jets, sont rapportées sur la figure 7.8. On obtient une limite attendue à 95 % de niveau de confiance de 90,5 $\pm$ 0,6 GeV/c^2 ce qui est à rapprocher de la valeur préliminaire attendue à partir des résultats combinés de tous les canaux étudiés par DELPHI, L3 et OPAL : 89,7 GeV/c^2 (paragraphe 7.1)

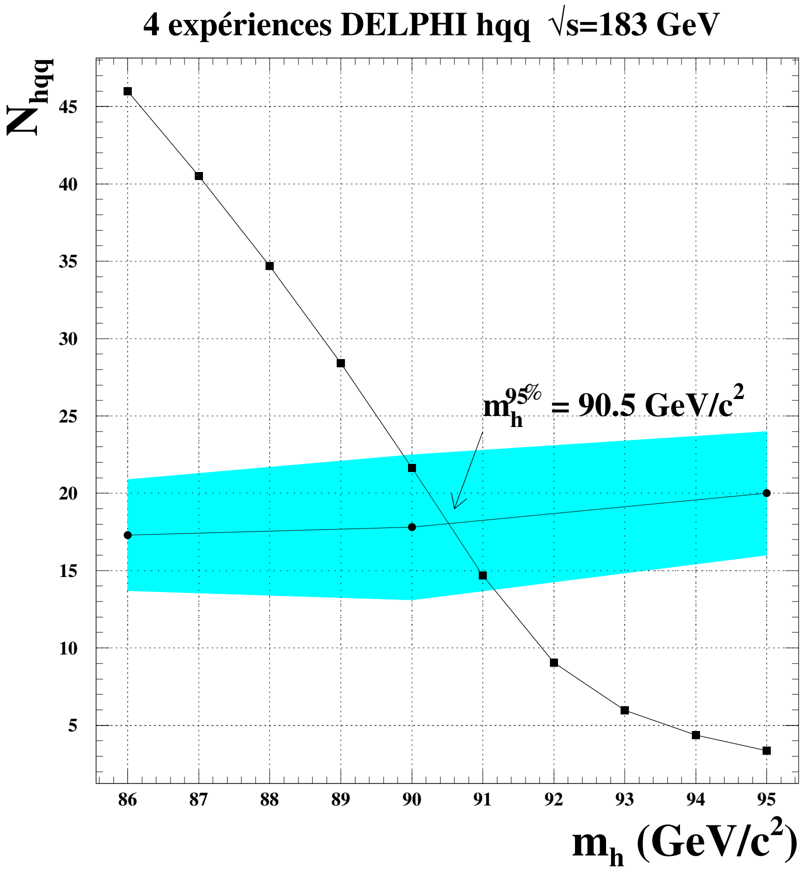


Figure 7.8: Variation du nombre de bosons de Higgs produits dans l'état final 4 jets en fonction de sa masse et pour une luminosité intégrée de 116 pb^{-1} correspondant à quatre fois la luminosité enregistrée par DELPHI à $\sqrt{s}$=183 GeV. Le nombre d'événements nécessaires pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance est indiqué. La bande représente la dispersion sur ce nombre, déterminée à partir de dix expériences fictives (et non la précision sur la valeur moyenne obtenue à partir des 10 expériences).

7.3.3 Limite attendue dans le canal 4-jets à $\sqrt{s}$= 188 GeV/c^2

On a effectué un exercice similaire au précédent pour évaluer la limite qui pourrait être atteinte en 1998, dans DELPHI, en appliquant la même méthode. La luminosité attendue est de 150 pb^{-1} et l'énergie doit être égale à $\sqrt{s}$= 188 GeV. Nous avons tenu compte de l'augmentation des sections efficaces pour les processus W^+W^- et $Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$ par rapport à la situation présente. Nous avons obtenu une limite d'exclusion à 95 % C.L. de 94,8 $\pm$ 1,0 GeV/c^2 (figure 7.9). Une analyse similaire faite à partir des résultats de la Collaboration OPAL à $\sqrt{s}$=183 GeV mais incluant tous les canaux, a conduit à une limite d'exclusion à 95 % voisine de 95 GeV/c^2 [116].

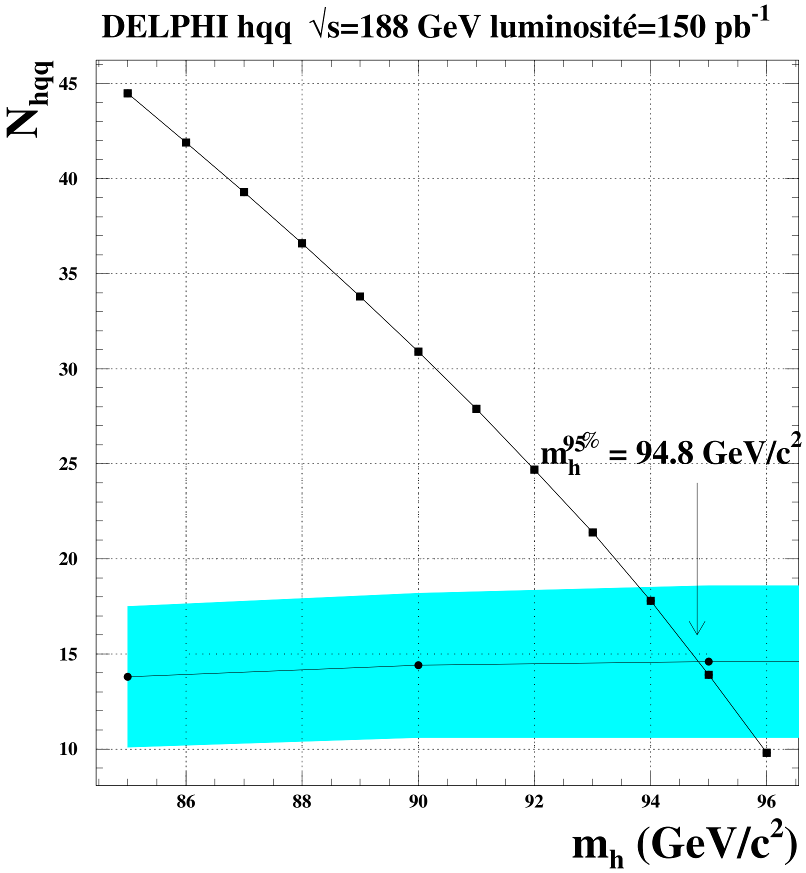


Figure 7.9: Variation du nombre de bosons de Higgs produits à $\sqrt{s}$=188 GeV dans l'état final 4 jets en fonction de sa masse pour une luminosité intégrée de 150 pb^{-1} (luminosité prévue pour chaque expérience LEP en 1998). Le nombre d'événements nécessaires pour mettre une limite à 95 % de niveau de confiance est indiqué. La bande représente l'erreur sur ce nombre.

7.4 Conclusions

Nous avons mis au point une méthode de sélection des événements $e^+e^- \to 4$ jets qui a obtenu les meilleurs résultats parmi celles développées dans DELPHI. Par rapport à l'analyse séquentielle, également présentée dans cette thèse, elle permet d'améliorer de 700 MeV/c^2, la limite sur la masse du boson de Higgs dans le cadre des programmes officiels de DELPHI utilisés pour établir ces limites. Elle a des performances similaires à celle dont les résultats ont été présentés par ALEPH à Moriond en 1998.
Nous avons également montré qu'il est possible d'améliorer par 2,2 GeV/c^2 la sensibilité obtenue actuellement par DELPHI en incluant, dans l'évaluation de la limite, l'information issue de la variable permettant de "classer" les événements.

Le résultat ainsi obtenu est celui qui permet d'atteindre la meilleure limite dans le canal 4 jets pour l'ensemble des expériences LEP.
Nous verrons dans le chapitre 8 comment on peut combiner très simplement les résultats de plusieurs canaux.

Chapitre 8

Étude du canal $e^+e^- \rightarrow h^0A^0 \rightarrow b\overline{b}b\overline{b}$

Nous présentons dans ce chapitre les résultats sur la recherche des bosons de Higgs neutres quand ils sont produits par paire comme le prévoit le modèle supersymétrique minimal (MSSM). Nous avons effectué cette étude en utilisant les données enregistrées à LEP200 par le détecteur DELPHI en 1996 et 1997 qui représentent une luminosité intégrée de 74 pb^{-1}.

8.1 Introduction

Cette recherche des bosons de Higgs neutres, dans le canal de production h^0A^0 concerne uniquement leurs désintégrations hadroniques et, parmi elles, celles en quarks b qui représentent la majorité des états finals possibles (84 % pour $\tan\beta$=20). Deux méthodes d'analyse ont été employées ; elles sont similaires à celles utilisées pour le canal de production h^0Z^0 :

- analyse dite "séquentielle" pour les petits lots de données enregistrées aux énergies $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV, dans laquelle on sélectionne les événements en appliquant une série de coupures que l'on détaillera,
- analyse dite "probabiliste" pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV, dans laquelle, on a construit une variable unique discriminant les événements de signal des événements de bruits de fond, comme nous l'avons déjà fait pour le canal h^0Z^0.

La présélection des événements est identique à celle se rapportant au canal h^0Z^0, assurant une efficacité initiale au signal de l'ordre de 90 % pour une réduction d'un facteur 10 du nombre d'événements retenus dans les données (voir le paragraphe 3.4).

8.2 Analyse des données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV

8.2.1 Sélection des événements

Le bruit de fond dominant vient de la production des événements multi-jets issus des réactions d'annihilation $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}$. La production de paires de $W^\pm$, est à prendre en compte, mais ne constitue pas un bruit de fond gênant puisque les désintégrations des $W^\pm$ ne produisent pratiquement pas de quarks b, et que nous recherchons des événements de signal contenant quatre jets de saveur lourde. Cet "excès de beauté" constitue la caractéristique essentielle permettant de distinguer les événements de signal de ceux du bruit de fond. Cependant, comme 17 % des états finals $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}$ contiennent au moins deux quarks b, il est nécessaire de réduire au maximum le nombre de ces événements, avant d'appliquer des coupures sur les variables d'identification de la beauté.
Ainsi, comme pour l'analyse du canal h^0Z^0 on applique, au départ de la procédure de sélection, des coupures sur les variables de forme qui distinguent le mieux les événements de signal des processus QCD. Les variables utilisées sont identiques à celles définies pour l'analyse du canal h^0Z^0. Les valeurs des coupures

sont cependant différentes et ont été optimisées pour chaque énergie.
En effet, les événements de signal h^0Z^0 et h^0A^0 recherchés se distinguent topologiquement de deux manières : premièrement, la masse envisagée des objets émis dans le canal h^0A^0 est plus faible que celle des objets dans le canal h^0Z^0 où un boson Z^0 est produit sur sa couche de masse et où le domaine de masse dans lequel on recherche actuellement le boson h^0 se situe au delà de 80 GeV/c^2 (du moins dans le Modèle Standard). Plus les objets sont de masse légère et plus leurs caractéristiques sont proches de celles d'un événement multi-jets $e^+e^- \to q\overline{q}$. Deuxièmement, le spin des bosons produits est différent, ce qui conduit à des distributions angulaires de production différentes. La distribution différentielle de production des bosons de Higgs dans le canal h^0A^0 est proportionnelle à $sin^2\theta$ où θ est l'angle polaire de production d'un des deux bosons dans le référentiel du centre de masse de la collision, alors qu'elle est relativement indépendante de l'angle polaire de production dans le canal h^0Z^0 (cela est d'autant plus vrai qu'on se rapproche de la limite cinématique).
Nous rappelons la définition des variables utilisées puis nous donnons les valeurs des coupures appliquées pour chaque lot de données.

- $\alpha_{\mathrm{min}}\mathrm{E}_{\mathrm{min}}$ est le produit de l'angle minimum entre deux jets par l'énergie minimale des jets après correction cinématique.
- $\omega = 15 \times \frac{H2+H4}{H0} + \beta_{min} * \frac{E_{max}}{E_{min}}$ où $\frac{H2+H4}{H0}$ est la somme normalisée de deux moments de Fox-Wolfram (chapitre 3) et β_{min} est l'angle minimum entre le jet le plus énergétique et les autres.
- $\mathrm{N_{trk}}$ est le nombre de traces chargées reconstruites par événement. En moyenne la multiplicité d'un jet de quark b est supérieure d'une unité à celle d'un jet de quark léger. Puisque le signal recherché contient quatre jets de quarks b, on s'attend à ce que la multiplicité totale soit plus grande que celle d'un événement h^0Z^0, nous autorisant ainsi à relever la coupure effectuée lors de la présélection des événements qui est fixée à 18 traces chargées.
- La masse minimale des jets qui est calculée à partir des quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules appartenant à chaque jet.
- Le thrust de l'événement. Les événements de signal h^0A^0 sont en moyenne plus sphériques que les événements de signal h^0Z^0 en raison de la différence de nature des spins des bosons produits. Comme pour la variable précédente, on a resserré la coupure sur la valeur du thrust par rapport à celle faite lors de la présélection.

Les coupures appliquées aux différentes énergies tiennent compte également des proportions relatives attendues pour les différents bruits de fond :

- $\sqrt{s}$=161 GeV
  - $\alpha_{\mathrm{min}}\mathrm{E}_{\mathrm{min}} \geq 11$ GeV rad
  - $\omega \leq 23$
  - thrust $\leq 0,85$
  - masse minimale des jets $\geq$ 3 GeV/c^2
- $\sqrt{s}$=172 GeV
  - $\alpha_{\mathrm{min}}\mathrm{E}_{\mathrm{min}} \geq 11$ GeV rad
  - $\omega \leq 23$
  - $\mathrm{N_{trk}} \geq 25$
  - thrust $\leq 0,85$

Les distributions de ces variables ont été pour la plupart montrées dans le chapitre 6. Un bon accord est obtenu.
Après avoir appliqué les coupures contre les événements QCD, on obtient des nombres d'événements sélectionnés dans les données et dans la simulation répertoriés dans le tableau 8.1 pour les deux lots de

données ($\sqrt{s}$=161 et 172 GeV). Nous donnons également l'efficacité à un signal de référence (m_{A^0}=55 et 60 GeV/c^2 respectivement pour les deux énergies envisagées et $\tan\beta$=20).
Pour diminuer le nombre d'événements de bruit de fond restants, on utilise maintenant la caractéristique principale du signal à savoir la production de quatre quarks b.
En ce qui concerne les événements de bruit de fond on a, ou bien aucun quark b produit (W^+W^-) ou bien deux quarks b produits (17 % des événements QCD et les désintégrations des paires de Z^0 en $b\overline{b}q\overline{q}$), ou alors, dans une faible fraction des événements, quatre quarks produits (désintégrations des paires de Z^0 en $b\overline{b}b\overline{b}$ (~3 %) et production secondaire de paires de quarks b par un gluon rayonné dans l'état final (~1,2 %)).
Pour exploiter au mieux cette propriété, nous avons utilisé deux variables combinant, par événement, l'identification des jets de b :

$$\begin{aligned} \Psi_{h^0A^0} &= \sum_{i=1}^{4} \rho_b^i \\ \Phi_{h^0A^0} &= \rho_b^3 + \rho_b^4 \end{aligned} \tag{8.1}$$

où ρ_b^i est la variable d'identification des jets de b, définie pour chaque jet (voir paragraphe 5.3). On a classé les jets dans l'ordre décroissant des valeurs de ρ_b^i c'est à dire que $\Phi_{h^0A^0}$ représente la somme des variables d'identification des deux jets portant le moins d'information typique de la présence de beauté (les événements de fond ne doivent avoir, dans leur grande majorité, que deux jets identifiés b). La sélection finale des événements a été faite en coupant simultanément sur ces deux variables. Les distributions des variables $\Psi_{h^0A^0}$ et $\Phi_{h^0A^0}$ sont représentées dans les figures 8.1 et 8.2, pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV.

Nous appliquons une première coupure sur la variable $\Phi_{h^0A^0} = \rho_b^3 + \rho_b^4$ puis nous faisons varier la coupure sur la variable $\Psi_{h^0A^0} = \sum_{i=1}^{4} \rho_b^i$. On obtient alors une courbe donnant le nombre d'événements sélectionnés (dans les données et la simulation) en fonction de l'efficacité à un signal de référence. Cette courbe est représentée sur les figures 8.3 et 8.4 pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 GeV et $\sqrt{s}$=172 GeV respectivement.

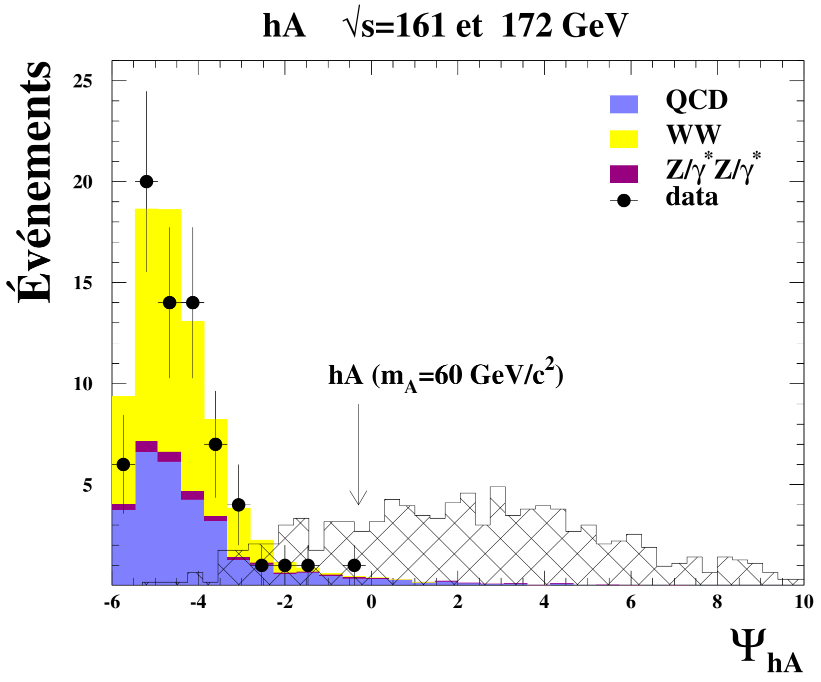


Figure 8.1: Distributions de la somme des variables d'identification des quarks b pour les quatre jets obtenues dans les données et dans la simulation ($\sqrt{s}$=161 et 172 GeV). L'histogramme hachuré représente la distribution attendue pour un signal h^0A^0.

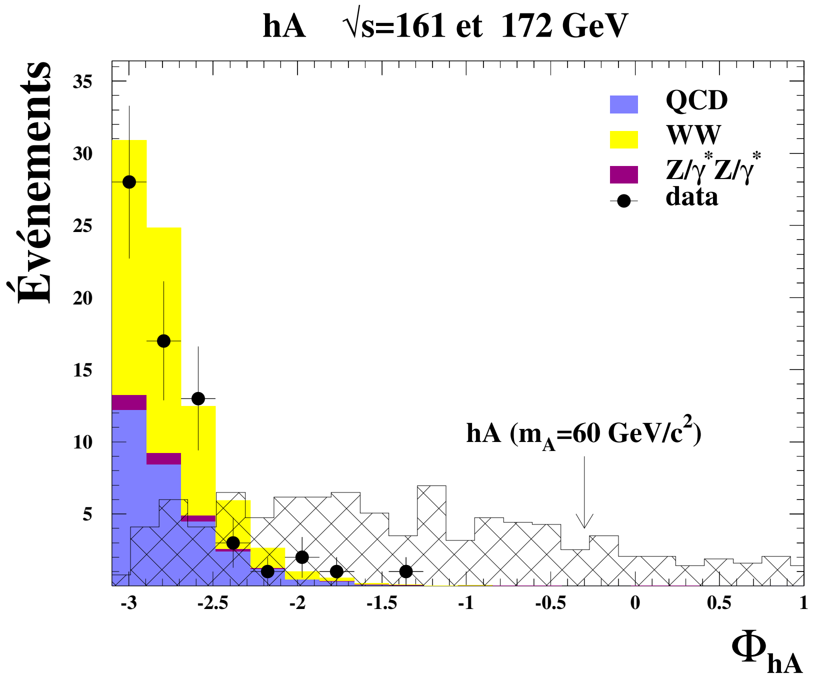


Figure 8.2: Distributions de la somme des variables d'identification des quarks b pour les deux jets les moins identifiés obtenues dans les données et dans la simulation ($\sqrt{s}$=161 et 172 GeV). L'histogramme hachuré représente la distribution attendue pour un signal h^0A^0.

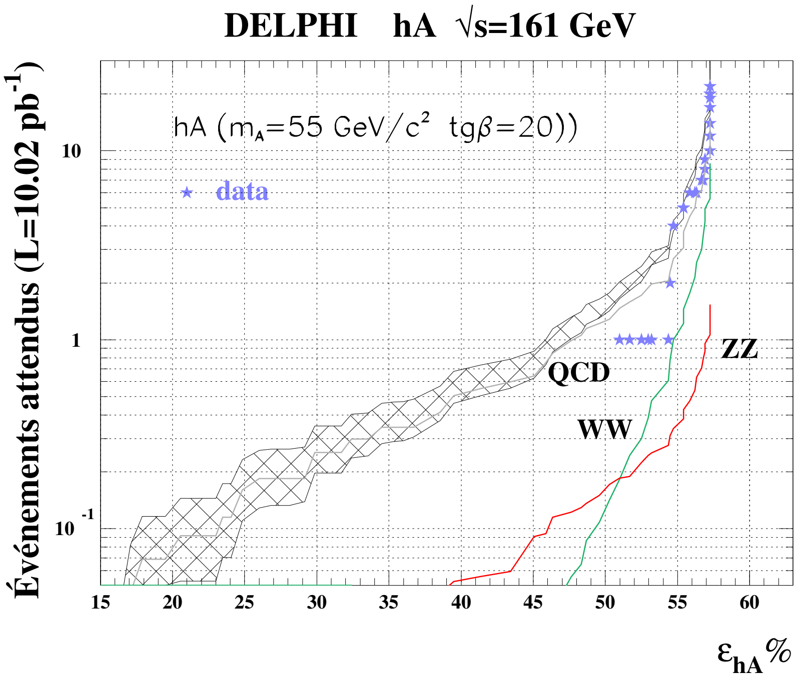


Figure 8.3: Variation du nombre d'événements attendus et sélectionnés dans les données ($\sqrt{s}$=161 GeV) en fonction de l'efficacité au signal h^0A^0 (m_{A^0}=55 GeV/c^2, tanβ=20). Les différentes composantes des bruits de fond sont indiquées par les courbes en trait plein et les données sélectionnées, par les étoiles. La bande hachurée représente l'erreur statistique sur le nombre d'événements attendus.

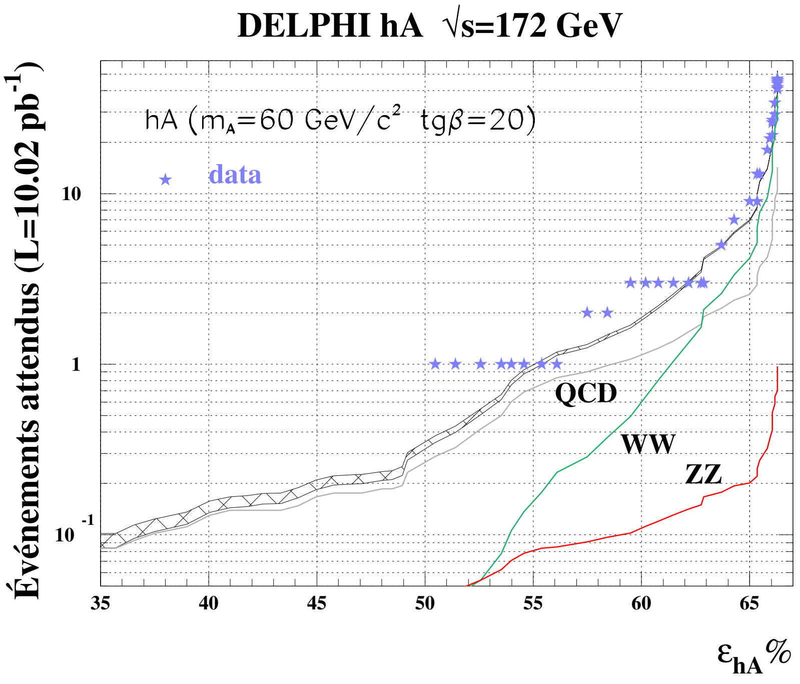


Figure 8.4: Variation du nombre d'événements attendus et sélectionnés dans les données ($\sqrt{s}$=172 GeV) en fonction de l'efficacité au signal h^0A^0 (m_{A^0}=60 GeV/c^2, tanβ=20). Les différentes composantes des bruits de fond sont indiquées par les courbes en trait plein et les données sélectionnées, par les étoiles. La bande hachurée représente l'erreur statistique sur le nombre d'événements attendus.

On peut noter qu'à $\sqrt{s}$=161 GeV, les fluctuations statistiques sont importantes en raison du nombre assez faible d'événements de simulation disponibles.
La valeur de la coupure finale pour chaque lot de données est déterminée avec la méthode dite du $\overline{N95}$, décrite dans le chapitre 6.1.3.1.
À $\sqrt{s}$=161 GeV, aucun événement n'a été sélectionné, alors que 0,66 ± 0,11 événements sont attendus pour une efficacité au signal de 43,0 ± 1,7 %.
À $\sqrt{s}$=172 GeV, aucun événement n'a été sélectionné dans les données pour un bruit de fond attendu de 0,22 ± 0,04 et une efficacité à un signal de 49,2 ± 1,7 %. Les résultats finaux (nombres d'événements de bruit de fond et efficacité à un signal) sont résumés dans le tableau 8.1.
Finalement nous donnons dans les tableaux 8.2 et 8.3, les efficacités à des événements de signal générés pour différentes valeurs de la masse du Higgs et du paramètre $\tan\beta$, pour les points de fonctionnement déterminés précédemment.

$\sqrt{s}$=161 GeV	Données	Simulation	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$	$\epsilon_{h^0A^0}$
présélection	81	97,1 ± 1,4	75	15,6	5,5	90,1 ± 1,0 %
anti-QCD	22	25,3 ± 0,5	15,1	8,6	1,6	63,0 ± 1,3 %
identification des b	0	0,66 ± 0,11	0,55	0,01	0,06	43,0 ± 1,7 %

$\sqrt{s}$=172 GeV	Données	Simulation	QCD	W^+W^-	$Z^0\gamma^*/Z^0\gamma^*$	$\epsilon_{h^0A^0}$
présélection	119	125,4 ±0,8	55	59,2	11,2	92,0 ± 1,1 %
anti-QCD	47	52,3 ± 0,4	14,6	37,7	1,0	74,2 ± 1,3 %
identification des b	0	0,22±0,04	0,18	0,008	0,03	49,2 ± 1,7 %

Tableau 8.1: Bilan du nombre d'événements sélectionnés et attendus dans l'étude du canal $e^+e^- \to Z^{0*} \to h^0A^0 \to b\bar{b}b\bar{b}$ aux énergies de $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV, en appliquant successivement les coupures mentionnées dans le texte.

m_{A^0} (GeV/c^2)	efficacités $\tan\beta$=20
45	25,6 ± 1,7 %
50	39,9 ± 1,7 %
55	43,4 ± 1,7 %
60	45,4 ± 1,7 %
65	46,1 ± 1,7 %

Tableau 8.2: Efficacités au signal h^0A^0 à $\sqrt{s}$=161 GeV pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs A^0, et pour la valeur du paramètre $\tan\beta$=20. Les points de fonctionnement ont été obtenus en appliquant la méthode $\overline{N_{95}}$.

m_{A^0} (GeV/c^2)	efficacités		
	tanβ=20	tanβ=5	tanβ=40
45	20,1 ± 1,7 %		
50	38,7 ± 1,7 %		
55	50,2 ± 1,7 %		
60	49,2 ± 1,7 %		
65	53,9 ± 1,8 %	51,7 ± 1,9 %	49,9 ± 1,7 %
70	49,3 ± 1,7 %		

Tableau 8.3: Efficacités au signal h^0A^0 à $\sqrt{s}$=172 GeV pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs A^0 et du paramètre tanβ.

8.3 Analyse des données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV

Les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV ont été analysées dans le cadre d'une analyse probabiliste similaire à celle faite pour le canal h^0Z^0. Nous présentons la méthode dans les paragraphes suivants et donnons les résultats obtenus. Le signal de référence choisi pour évaluer les performances de l'analyse correspond à un boson de Higgs de masse m_{A^0}= m_{h^0}=70 GeV/c^2 et à une valeur du paramètre tanβ=20. Les résultats obtenus par DELPHI en 1996 à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV dans le canal h^0A^0 ont permis de mettre les limites à 95 % de niveau de confiance sur m_{h^0} et m_{A^0} suivantes [103] :

$$m_{h^0} > 59,5 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L.}$$
$$m_{A^0} > 51,0 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L.}$$

8.3.1 Description de la méthode

La variable discriminante est déterminée par le rapport entre deux fonctions de vraisemblance ; l'une teste l'hypothèse selon laquelle l'événement considéré est un événement de signal, l'autre teste l'hypothèse contraire, à savoir que l'événement est ou bien un événement QCD ou bien une paire de $W^{\pm}$. Comme dans le cas de l'étude du canal h^0Z^0, nous n'avons pas considéré le bruit de fond Z^0Z^0 dans la fonction de vraisemblance, car il représente une faible fraction des événements de bruit de fond (3 %) et se rapproche topologiquement des événements de signal recherché. Dans l'étude de la production de paires de bosons de Higgs on suppose que ces deux particules sont de même masse, bien que cela ne soit pas rigoureusement exact, pour les faibles valeurs de tanβ.
On recherche donc deux objets de même masse qui se désintègrent en paires de quarks b.

8.3.2 Construction des fonctions de vraisemblance

Pour chaque hypothèse (événement de signal, QCD ou W^+W^-), nous définissons une fonction de vraisemblance en tenant compte de toutes les caractéristiques de l'événement permettant de tester l'hypothèse. Nous avons considéré l'identification des jets et les variables de forme globales pour chaque événement. Dans un événement de signal h^0A^0, les quatre jets doivent être identifiés comme issus de quarks b rendant de ce point de vue indiscernables les différentes combinaisons de jets. Le problème de l'appariement des jets est plus simple dans le canal h^0A^0 que dans le canal h^0Z^0 puisqu'il n'y a que trois combinaisons possibles. Nous reviendrons sur la reconstruction de la masse des bosons de Higgs dans le canal h^0A^0 au paragraphe 8.3.5. Enfin, l'utilisation des variables de forme (les mêmes que celles utilisées dans le canal h^0Z^0) permettent d'augmenter la séparation des événements de bruit de fond, contenant des quarks b, des événements de signal.

- Contribution de l'identification des quarks b :
  La probabilité qu'un événement à quatre jets corresponde à un événement de signal h^0A^0 est donnée

par :

$$\mathcal{P}^b_{\mathrm{h^0A^0}}(\rho_b^1,\rho_b^2,\rho_b^3,\rho_b^4) = \prod_{i=1,4} \mathcal{P}_b(\rho_b^i, E^i) \tag{8.2}$$

où ρ_b^1, ρ_b^2, ρ_b^3 et ρ_{b}^4 sont les valeurs des variables d'identification des quarks b pour les quatre jets et où $\mathcal{P}_b(\rho_b^i, E_i)$ est la probabilité qu'ayant mesuré ρ_b^i pour le jet i d'énergie E_i celui-ci soit un jet de quark b. La détermination de cette probabilité est légèrement différente de celle utilisée pour le canal $\mathrm{h^0Z^0}$ car on ne peut plus négliger sa dépendance vis à vis de l'énergie des jets. Nous reviendrons sur la détermination de ces probabilités dans le paragraphe suivant 8.3.3.

Nous définissons la probabilité qu'un événement à quatre jets soit issu d'un processus QCD, comme dans le cas $\mathrm{h^0Z^0}$, par la somme sur les six combinaisons possibles :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}^b_{QCD}(\rho_b^1,\rho_b^2,\rho_b^3,\rho_b^4) = \sum_{i,j,k,l}^{6} \frac{1}{6}[(1-\mathcal{P}^b_\gamma)\mathcal{P}_q(\rho_b^i,E^i)\mathcal{P}_q(\rho_b^j,E^j)\mathcal{P}_q(\rho_b^k,E^k)\mathcal{P}_q(\rho_b^l,E^l) \\ + \mathcal{P}^b_\gamma\mathcal{P}_b(\rho_b^i,E^i)\mathcal{P}_b(\rho_b^j,E^j)\mathcal{P}_q(\rho_b^k,E^k)\mathcal{P}_q(\rho_b^l,E^l)]\end{aligned} \tag{8.3}$$

où le premier terme prend en compte les désintégrations du $\mathrm{Z^0}$ en quarks légers et le second celles en quarks b. La probabilité de trouver une paire de $\mathrm{b\overline{b}}$ dans un événement QCD est $\mathcal{P}^b_\gamma = 0,175$. Cette expression est similaire à l'équation 6.14, mais ici nous tenons compte de la dépendance des probabilités d'identification des quarks b vis à vis de l'énergie des jets.
$\mathcal{P}_q(\rho_b^i, E^i)$ est toujours défini par :

$$\mathcal{P}_q(\rho_b^i, E^i) = 1 - \mathcal{P}_b(\rho_b^i, E^i) \tag{8.4}$$

Enfin, pour l'hypothèse $\mathrm{W^+W^-}$ nous définissons la probabilité :

$$\mathcal{P}^b_{WW}(\rho_b^1,\rho_b^2,\rho_b^3,\rho_b^4) = \mathcal{P}_q(\rho_b^1,E^1)\mathcal{P}_q(\rho_b^2,E^2)\mathcal{P}_q(\rho_b^3,E^3)\mathcal{P}_q(\rho_b^4,E^4) \tag{8.5}$$

où la lettre q désigne l'un des quarks u, d, s ou c.

- Contribution des variables de forme :
  De manière similaire à $\mathrm{h^0Z^0}$ les expressions précédentes $\mathcal{P}^b_{\mathrm{h^0A^0}}, \mathcal{P}^b_{QCD}$ et $\mathcal{P}^{\mathrm{b}}_{\mathrm{WW}}$ sont multipliées par les densités de probabilité observées pour des variables de forme y_i dans des événements de signal (ici $\mathrm{h^0A^0}$) et des événements de bruit de fond QCD et $\mathrm{W^+W^-}$.
  Nous n'avons retenu que les cinq variables déjà utilisées pour l'étude du canal $\mathrm{h^0Z^0}$ qui ont le pouvoir discriminateur le plus important (voir paragraphe 6.2.4 pour la description de ces variables et les figures montrant que les distributions de ces variables mesurées dans les données sont bien reproduites par les simulations).
  Les paramètrisations des densités de probabilité $\mathcal{F}^i_{QCD}$ et $\mathcal{F}^i_{WW}$ des cinq variables de forme y_i, pour les bruits de fond QCD et $\mathrm{W^+W^-}$, sont celles qu'on a déterminées lors de l'étude du canal $\mathrm{h^0Z^0}$. En revanche, pour celles du signal nous avons utilisé plusieurs simulations de signal $\mathrm{h^0A^0}$ couvrant une large gamme de masse ($\mathrm{m_{A^0}}$=60, 65, 70, 75, 80 et 85 GeV/c^2) afin d'éviter les problèmes liés à l'optimisation pour une masse donnée.

  Cependant, jusqu'à ce stade, nous n'exploitons pas la caractéristique essentielle du signal $\mathrm{h^0A^0}$ qui est de contenir quatre jets de quarks b, alors que les bruits de fond n'en contiennent que deux au maximum. Pour cela, nous avons utilisé comme sixième variable discriminante dans les fonctions de vraisemblance la variable d'identification du troisième jet le mieux identifié, appelée par la suite ρ_b^{ter}. Les densités de probabilité de cette variable pour chaque catégorie d'événements sont indiquées par la lettre $\mathcal{G}$.

Notons que, dans les événements de simulation, la correction à cette variable (voir le paragraphe 6.2.3.2) a été appliquée, afin d'obtenir un bon accord entre les données et la simulation pour la variable discriminante.

Finalement, on obtient pour chaque catégorie d'événements les probabilités suivantes :

$$\mathcal{P}_{\mathrm{h^0A^0}} = \mathcal{P}^b_{\mathrm{h^0A^0}}(\rho_b^1, \rho_b^2, \rho_b^3, \rho_b^4) \times \prod_{i=1}^{5} \mathcal{F}^i_{\mathrm{h^0A^0}}(y_i) \times \mathcal{G}_{\mathrm{h^0A^0}}(\rho_b^{ter}) \tag{8.6}$$

$$\mathcal{P}_{QCD} = \mathcal{P}^b_{QCD}(\rho_b^1, \rho_b^2, \rho_b^3, \rho_b^4) \times \prod_{i=1}^{5} \mathcal{F}^i_{QCD}(y_i) \times \mathcal{G}_{QCD}(\rho_b^{ter}) \tag{8.7}$$

$$\mathcal{P}_{WW} = \mathcal{P}^b_{WW}(\rho_b^1, \rho_b^2, \rho_b^3, \rho_b^4) \times \prod_{i=1}^{5} \mathcal{F}^i_{WW}(y_i) \times \mathcal{G}_{WW}(\rho_b^{ter}) \tag{8.8}$$

La variable discriminante est alors définie par le rapport des deux fonctions de vraisemblance : celle du signal par celle des bruits de fond qui tient compte des proportions $\mathcal{P}_W$ d'événements $\mathrm{W^+W^-}$ et $\mathcal{P}_{QCD} = 1 - \mathcal{P}_W$ d'événements QCD).

$$X_{disc}^{\mathrm{h^0A^0}} = \frac{\mathcal{P}_{\mathrm{h^0A^0}}}{\mathcal{P}_W \mathcal{P}_{WW} + (1 - \mathcal{P}_W)\mathcal{P}_{QCD}} \tag{8.9}$$

8.3.3 Détermination des $\mathcal{P}_b^i(\rho_b^i, \theta^i, E^i)$

La détermination des densités de probabilité $\mathcal{P}_b^i(\rho_b^i)$ que l'on a faite pour le canal $\mathrm{h^0Z^0}$ en utilisant les désintégrations en jets de quark b ou en jets de quarks u, d, s ou c, n'est pas applicable directement pour des jets de b issus des désintégrations des bosons de Higgs produits dans le canal $\mathrm{h^0A^0}$, en raison de la grande dispersion en énergie des jets de b dans ces événements. Cette dispersion est due principalement à la masse des bosons de Higgs considérés dans l'étude du canal $\mathrm{h^0A^0}$, qui sont légèrement moins lourds que dans le cas du canal $\mathrm{h^0Z^0}$. En effet, dans les événements $\mathrm{h^0Z^0}$ l'énergie moyenne des jets est similaire à celle des jets issus des désintégrations des $\mathrm{Z^0}$ à $\sqrt{\mathrm{s}}$=91,2 GeV (de l'ordre de 45 GeV) ce qui assure une détermination optimale de la probabilité $\mathcal{P}_b^i(\rho_b^i)$ pour les jets de quark b des événements $\mathrm{h^0Z^0}$, quand celle-ci a été déterminée sur les jets issus des désintégrations de $\mathrm{Z^0}$ à $\sqrt{\mathrm{s}}$=91,2 GeV (voir le paragraphe 6.1.4.3).
Ce n'est pas le cas pour les jets de quark b des événements $\mathrm{h^0A^0}$. La figure 8.5(a) représente la distribution de la variable $\log_{10}(\rho^{\mathrm{i}}_{\mathrm{b}} + 2)$ en fonction de l'énergie du jet de b, montrant la corrélation entre les deux quantités. Les figures 8.5 (b) et (c) illustrent la différence qui existe entre les spectres en énergie des jets de quark b dans $\mathrm{h^0A^0}$ et $\mathrm{h^0Z^0}$ (jets issus du Higgs seulement).
Pour tenir compte de cette dépendance et également de la dépendance angulaire des densités de probabilités (trois zones angulaires considérées), nous avons évalué, pour dix intervalles d'énergie des jets indiqués sur la figure 8.5(a), les densités de probabilités, obtenant ainsi trente fonctions pour des jets de quark b, et trente fonctions pour des jets de quarks ordinaires u, d, s et c.

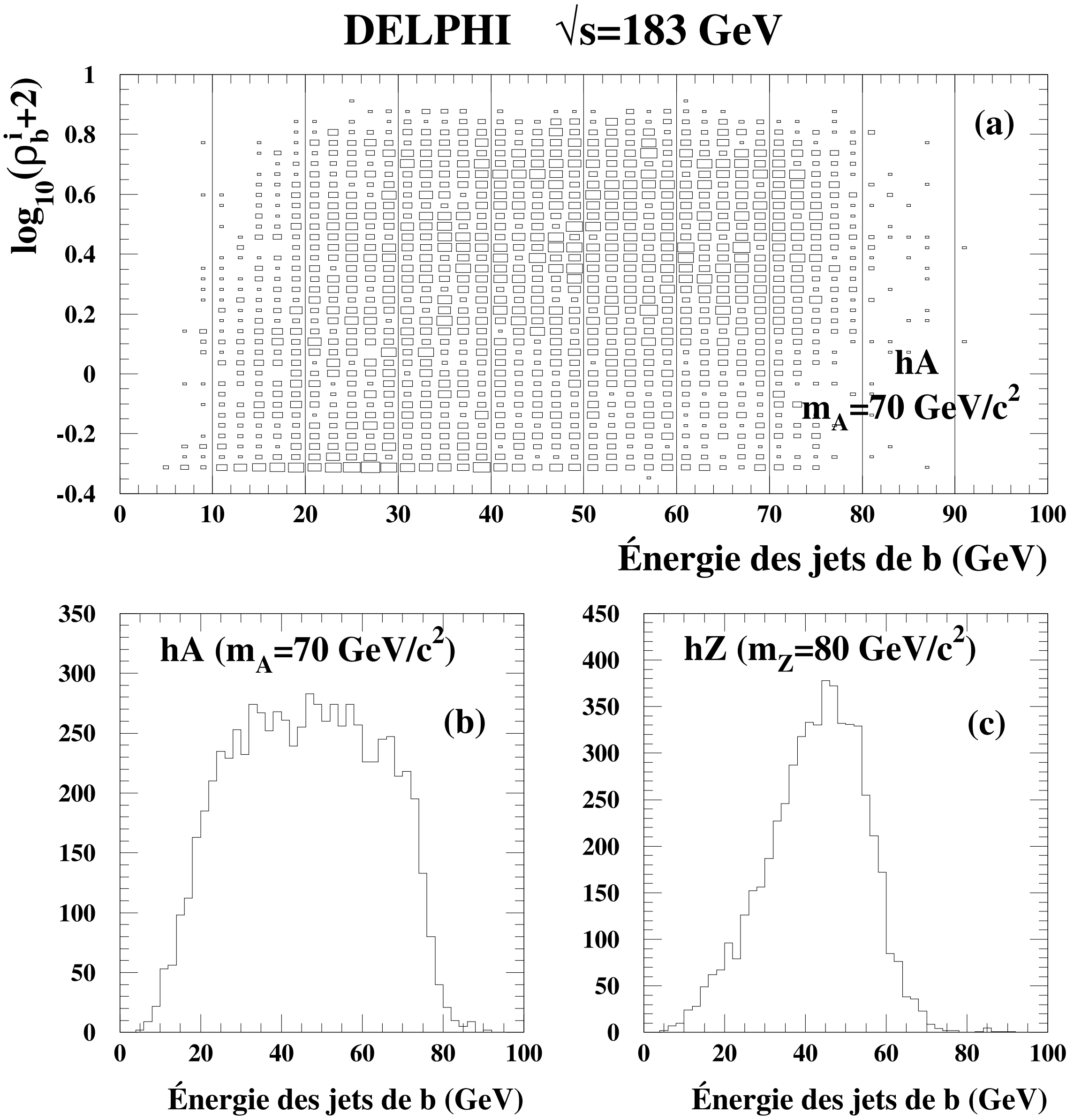


Figure 8.5: (a) distribution de la variable d'identification des jets de b : $log_{10}(\rho_b^i + 2)$ en fonction de l'énergie des jets (après correction cinématique) pour des événements $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$. (b) distribution de l'énergie des jets de b des événements de $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$. (c) distribution de l'énergie des jets de b issus du boson de Higgs des événements $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$.

8.3.4 Résultats

La figure 8.6 montre le logarithme décimal de la variable discriminante $X_{disc}^{\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0}$ obtenue avec les données enregistrées à $\sqrt{\mathrm{s}}$=183 GeV. L'histogramme hachuré représente la distribution estimée pour un signal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ de masse $\mathrm{m}_{\mathrm{A}^0}$=70 GeV/$c^2$. La séparation entre les deux distributions est importante et permet d'atteindre un grand facteur de réduction des événements de bruits de fond à haute efficacité pour le signal (25 événements de bruits de fond attendus ($\mathcal{L}_{183} = 53,95\ pb^{-1}$) pour une efficacité de l'ordre de 80 %). Cette pureté est difficilement accessible dans une analyse dite "séquentielle". Par exemple, l'analyse "séquentielle" de la référence [109] sélectionne deux fois plus d'événements dans les données pour une efficacité similaire de 80 % pour le signal.

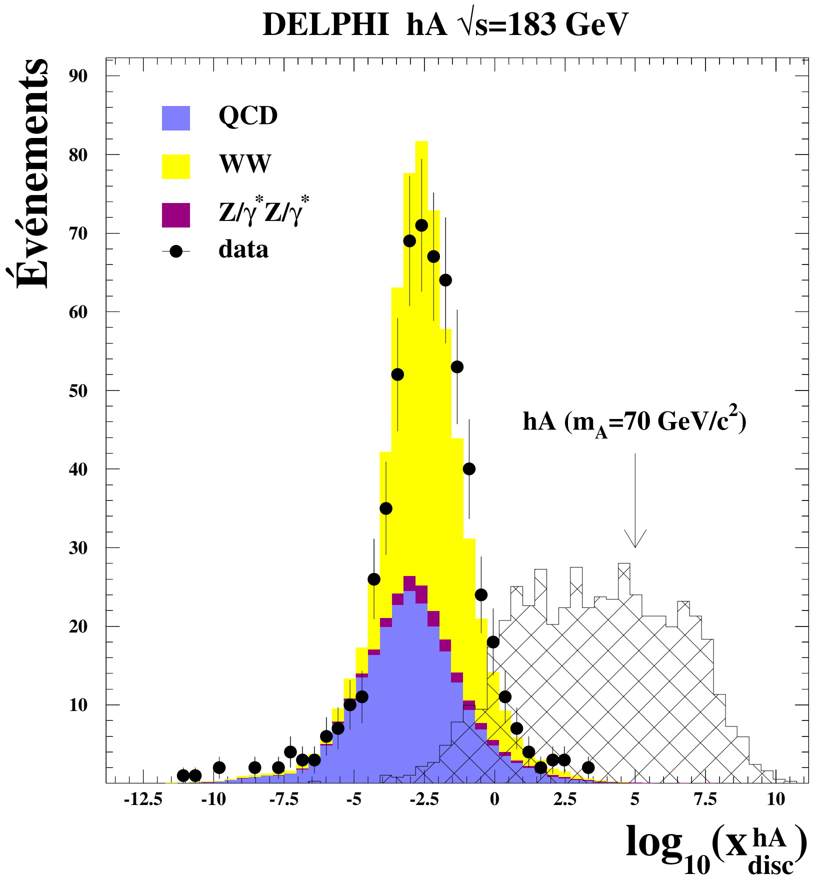


Figure 8.6: Distribution du logarithme décimal de la variable discriminante $X_{disc}^{\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0}$ pour les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV (points noirs) et pour les trois composantes issues des processus standards (histogrammes pleins). L'histogramme hachuré montre la distribution attendue pour des événements de signal ($\mathrm{m}_{\mathrm{A}^0}$=70 GeV/$c^2$). Ces histogrammes comprennent tous les événements qui ont passé les coupures de présélection qui assurent une efficacité au signal de l'ordre de 92 %.

En effectuant une coupure sur la variable $X_{disc}^{\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0}$ on obtient les nombres d'événements sélectionnés et attendus en fonction de l'efficacité à un signal. La courbe ainsi déterminée est représentée sur la figure 8.7 pour $\mathrm{m}_{\mathrm{A}^0}$= 70 GeV/$c^2$ et tanβ=20.
La valeur optimale de la dernière coupure de sélection est déterminée par la méthode décrite dans 7.1, qui tient compte des résultats des autres canaux étudiés dans $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ (désintégration des bosons de Higgs en τ).
Les efficacités finales obtenues pour différentes valeurs de la masse du Higgs et du paramètre tanβ sont données dans le tableau 8.4.
Aucun événement n'a été sélectionné dans les données alors que 1,12 $\pm$ 0,11 sont attendus (0,54 $\pm$,05 QCD 0,18 $\pm$ 0,06 $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ et 0,39 $\pm$ 0,05 $\mathrm{Z}^0\gamma^*/\mathrm{Z}^0\gamma^*$).
Les résultats que nous avons obtenus sont similaires à ceux d'une autre analyse effectuée dans la Collaboration DELPHI qui utilise un réseau de neurones [109], et qui a été retenue pour déterminer les limites sur les bosons de Higgs dans le canal $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$.

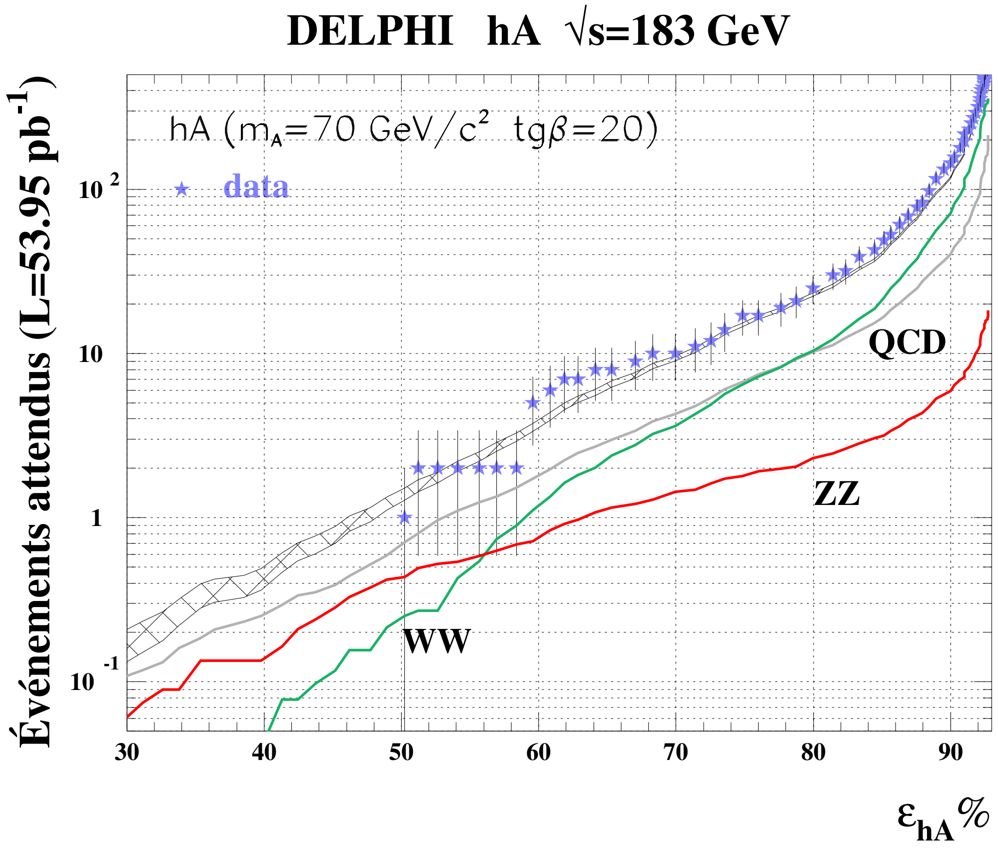


Figure 8.7: Variation du nombre d'événements sélectionnés et attendus à $\sqrt{s}$=183 GeV en fonction de l'efficacité à un signal h^0A^0 (m_{A^0}=70 GeV/c^2). Les courbes en trait plein indiquent les contributions des différents bruits de fond. L'erreur statistique sur le nombre total d'événements de bruit de fond attendus et sur l'efficacité est indiquée par la zone hachurée. Enfin, nous avons représenté, par les barres verticales, l'erreur statistique sur le nombre d'événements sélectionnés dans les données.

m_{A^0} (GeV/c^2)	efficacités	
	tanβ=20	tanβ=2
55	44,0 ± 1,1 %	40,6 ± 1,0 %
60	43,6 ± 1,1 %	43,2 ± 1,0 %
65	46,8 ± 1,1 %	43,7 ± 1,0 %
70	48,3 ± 1,1 %	45,7 ± 0,8 %
75	50,3 ± 1,6 %	50,3 ± 1,6 %
80	53,1 ± 0,7 %	48,8 ± 0,8 %
85	52,2 ± 0,8 %	48,3 ± 0,8 %

Tableau 8.4: Efficacités au signal h^0A^0 obtenues dans l'analyse effectuée à $\sqrt{s}$=183 GeV, pour différentes valeurs de la masse du Higgs A^0 et du paramètre tanβ. L'erreur indiquée est uniquement statistique.

8.3.5 Reconstruction de la masse des bosons h^0 et A^0

La reconstruction de la masse des bosons de Higgs produits dans le canal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ est plus simple que dans le canal $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$, puisque l'on doit considérer deux bosons de masse égale (c'est vrai en première approximation pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ et pour une masse des bosons de Higgs inférieure à 100 GeV/c^2).
Le nombre de combinaisons pour apparier les jets est alors limité à trois.
Nous avons envisagé deux méthodes simples pour estimer la masse du Higgs. La première consiste à calculer la masse invariante ($\mathrm{m_{ij}}$) des dijets (i,j) à partir des quadri-vecteurs énergie-impulsion des jets après correction cinématique (ayant imposé la conservation de l'énergie et de l'impulsion totales dans l'événement) puis à choisir la combinaison qui rend minimum la différence de masse des dijets, et enfin à estimer leur masse par :

$$m_{\mathrm{A}^0,\mathrm{h}^0} = \frac{m_{ij} + m_{kl}}{2} \tag{8.10}$$

De cette manière, la résolution sur la masse mesurée bénéficie de celle que l'on a sur la somme des masses des dijets après un ajustement cinématique des quadri-vecteurs des jets.
La deuxième méthode consiste à effectuer un ajustement cinématique à cinq contraintes en imposant, outre la conservation de l'énergie-impulsion totale de l'événement, l'égalité des masses des deux dijets reconstruits. Parmi les trois combinaisons possibles, on choisit celle dont le χ^2 de l'ajustement est minimum. La masse du boson de Higgs est alors celle donnée par l'ajustement.
La figure 8.8 représente la distribution de masse ainsi obtenue à la fin de l'analyse faite avec les données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV, pour un signal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ de masse $\mathrm{m_{A^0}}$=70 GeV ($\tan\beta$=20). La distribution des événements de fond (avec ses différentes composantes) est également indiquée. La masse des événements $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ est centrée autour de 80 GeV. La distribution en masse du fond QCD est plate, ce qui indique que la procédure de sélection n'a pas apporté de biais, en sélectionnant préférentiellement des événements à haute masse.
La figure 8.9 montre les distributions de masse pour des événements de signal de masse $\mathrm{m_{A^0}}$=70 GeV et $\tan\beta$=20, obtenues à partir des deux méthodes décrites plus haut.

Les résolutions sur la masse du Higgs, déterminées pour les deux estimateurs de la masse sont données dans le tableau 8.5 pour différentes valeurs de la masse théorique du Higgs (ces valeurs ont été déterminées sur les distributions après avoir appliqué les coupures de sélection, correspondant à une efficacité de l'ordre de 50 %). On a une résolution de 1,7 ± 0,1 GeV/c^2 sur la masse d'un boson de Higgs générée à 70 GeV/c^2.
La résolution sur la masse reconstruite par un ajustement cinématique semble légèrement meilleure que celle obtenue à l'aide de l'autre estimateur (différence de l'ordre de 200 MeV/c^2). Cependant comme la différence de masse des bosons h^0 et A^0 n'est pas nulle pour toutes les valeurs des paramètres du MSSM, nous préférons utiliser comme estimateur de la masse la demi somme des masses des dijets.

Estimateurs	$m_{\mathrm{A}^0} = \frac{m_{ij}+m_{kl}}{2}$	$m^{5C}_{\mathrm{A}^0}$
$\mathrm{m_{A^0}}$=65 GeV/c^2	1,9 ± 0,1	1,7 ± 0,1
$\mathrm{m_{A^0}}$=70 GeV/c^2	2,0 ± 0,1	1,7 ± 0,1
$\mathrm{m_{A^0}}$=75 GeV/c^2	2,1 ± 0,2	1,8 ± 0,15
$\mathrm{m_{A^0}}$=80 GeV/c^2	1,60 ± 0,06	1,50 ± 0,06
$\mathrm{m_{A^0}}$=85 GeV/c^2	1,40 ± 0,06	1,40 ± 0,06

Tableau 8.5: Résolution sur la masse du Higgs reconstruite dans le canal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ à $\sqrt{s}$=183 GeV obtenue pour deux estimateurs différents. On a ajusté les distributions à l'aide d'une fonction de Gauss dont on donne le "σ" et d'un polynome du troisième degré destiné à décrire le fond combinatoire.

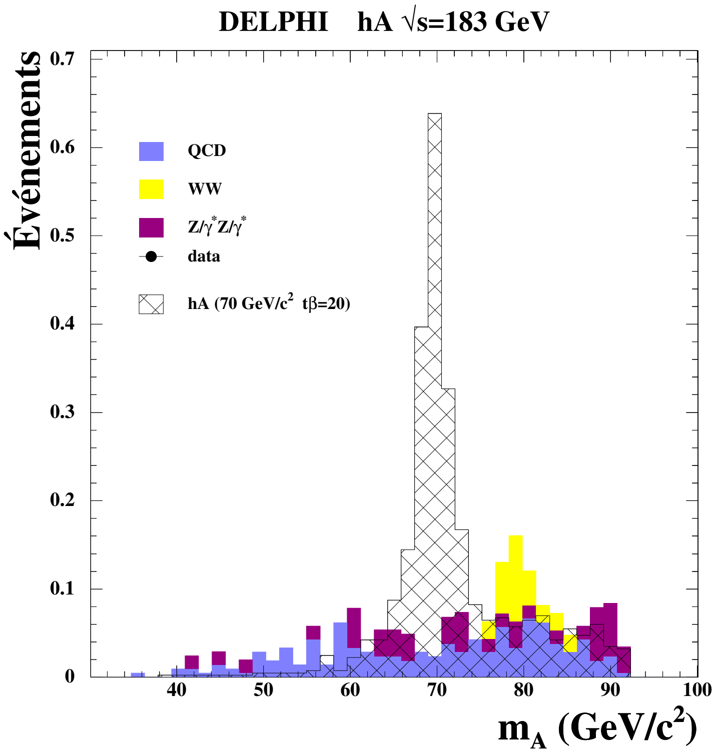
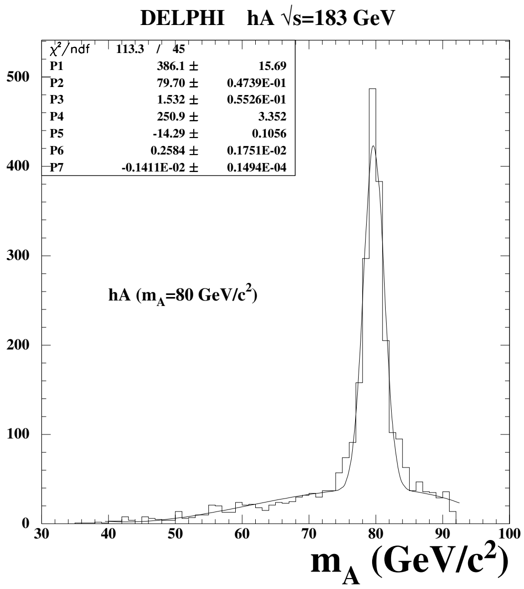
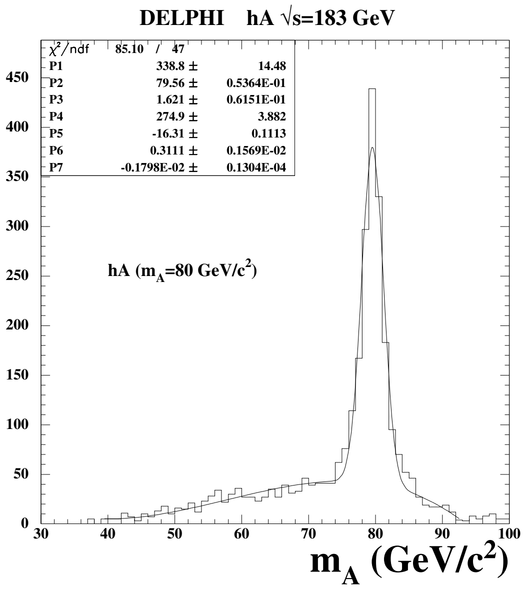


Figure 8.8: Distribution de la masse du Higgs déterminée par un ajustement cinématique à cinq contraintes dans lequel on impose la conservation totale de l'énergie et de l'impulsion et l'égalité des masses des dijets, pour un signal h^0A^0 de masse m_{A^0}=70 GeV (histogramme hachuré). On a aussi représenté la distribution obtenue pour les événements de bruit de fond après la sélection finale des événements à $\sqrt{s}$=183 GeV.



(a)



(b)

Figure 8.9: Distribution de la masse reconstruite des bosons de Higgs produits dans le canal h^0A^0, obtenue par un ajustement cinématique à cinq contraintes (a) ou en utilisant la demi somme des masses des dijets après un ajustement cinématique à quatre contraintes (b).

8.4 Limites d'exclusion dans le MSSM

La recherche des bosons de Higgs neutres dans les deux canaux de production à LEP200 $e^+e^- \to h^0Z^0$ et $e^+e^- \to h^0A^0$ avec les données enregistrées par DELPHI jusqu'à présent n'a pas permis de mettre en évidence un signal. On peut alors en déduire l'exclusion d'une certaine zone des paramètres du modèle MSSM.

8.4.1 Résultats obtenus dans DELPHI à $\sqrt{s}$=130-183 GeV

Nous résumons ci-dessous les résultats obtenus par le groupe de travail sur ce sujet dans DELPHI.
Dans le MSSM, il y a deux paramètres libres $\tan\beta$ et m_{A^0} dont vont dépendre les sections efficaces de production. En réalité, les corrections radiatives introduisent d'autres dépendances comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. Pour exclure une section efficace de production, il est nécessaire de faire varier les paramètres dont dépendent les sections efficaces de production des deux canaux. On doit effectuer un balayage de l'espace des paramètres du MSSM. Pour chaque point on [118] calcule les sections efficaces de production h^0Z^0 et h^0A^0 qui sont les deux canaux de production des bosons de Higgs neutres. $\tan\beta$ varie de 1 à 50, m_{A^0} varie de 20 à 400 GeV/c^2. Par ailleurs M_{SUSY} est fixée à 1 TeV ce qui autorise des corrections radiatives à m_{h^0} importantes, et on fixe la masse des sparticules et des fermions à l'échelle de grande unification à 1 TeV. On prend m_t=175 GeV/c^2. Enfin, trois hypothèses sont faites sur les paramètres A_t et μ qui déterminent le mélange des $\tilde{t}$ [56] :

- "No mixing" : A_t=0 et $\mu = -100$ GeV
- "Typical mixing" : $A_t = M_{SUSY} = -\mu$
- "Maximal mixing" : $A_t = \sqrt{6}M_{SUSY}$ et $\mu = -100$ GeV

Avec ces hypothèses les désintégrations des bosons de Higgs en particules invisibles sont négligeables.
Les sections efficaces de production h^0Z^0 et h^0A^0 dépendent fortement du paramètre $\tan\beta$. Pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ seul le canal h^0A^0 contribue (section efficace proportionnelle à $cos^2(\alpha-\beta)$). Pour les petites valeurs de $\tan\beta$ c'est le canal h^0Z^0 qui domine (section efficace proportionnelle à $sin^2(\alpha-\beta)$). Pour des valeurs intermédiaires de $\tan\beta$ les deux canaux contribuent, et doivent donc être simultanément considérés. On doit donc combiner les résultats obtenus pour les différents modes de désintégrations des canaux h^0Z^0 et h^0A^0 étudiés.
En ce qui concerne le canal h^0Z^0 on a déjà mentionné dans le chapitre 6 les résultats obtenus par la Collaboration DELPHI dans les modes de désintégration où sont produits des leptons. Ces résultats sont utilisés pour établir la limite sur m_{h^0} et m_{A^0} en tenant compte de la différence des rapports d'embranchement des bosons de Higgs entre le modèle standard et le MSSM. En ce qui concerne le canal h^0A^0, outre le mode de désintégration $h^0A^0 \to 4b$ étudié dans cette thèse qui représente environ 84 % des états finals, il faut considérer les désintégrations des bosons de Higgs supersymétriques en paire de leptons τ conduisant aux états finals $h^0A^0 \to b\bar{b}\tau^+\tau^-$. Le dernier état final $h^0A^0 \to \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$ n'est pas considéré vu qu'il représente moins de 1 % des états finals. Le tableau 8.6 résume les résultats obtenus pour les deux états finals mentionnés.

	fond attendu	ϵ (%) $m_{h^0}=m_{A^0}$=70 GeV/c^2	événements observés à $\sqrt{s}$=183 GeV	signal m_{A^0}=70 GeV/c^2 $\tan\beta$=20
$h^0A^0 \to b\bar{b}\,b\bar{b}$	1,45±0,13	55,0±1,3	0	3,96
$h^0A^0 \to b\bar{b}\,\tau^+\tau^-$	0,47±0,09	22,6±2,6	0	0,28
Total	1,92		0	4,24

Tableau 8.6: Résultats obtenus dans les deux états finals du canal de production h^0A^0 dans la Collaboration DELPHI pour l'analyse des données enregistrées à $\sqrt{s}$=182,7 GeV ($\sim$ 54 pb^{-1}).

La méthode statistique pour définir une limite à 95 % de niveau de confiance, pour une valeur de $\tan\beta$ donnée, sur la masse des bosons de Higgs, en combinant ces résultats, est la même que celle qui a été appliquée au cas du boson de Higgs standard (paragraphe 7.1).
La figure 8.10 représente dans le plan ($m_{h^0}, \tan\beta$) la limite d'exclusion observée à 95 % sur la masse du Higgs le plus léger. La figure 8.11 représente dans le plan ($m_{A^0}, \tan\beta$) la limite d'exclusion observée à 95 % sur la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire A^0. Il faut noter que cette limite inclut les résultats obtenus par les analyses des données enregistrées à $\sqrt{s}$=130, 136, 161 et 172 GeV [90]. Mais il a été remarqué que ceux-ci n'apportent aucun gain sur la limite à grand $\tan\beta$, en raison du facteur d'espace de phase β^3 présent dans l'expression de la section efficace $e^+e^- \to h^0A^0$.
On a obtenu une limite à 95 % de niveau de confiance pour toute valeur de $\tan\beta$ sur la masse des deux bosons de Higgs :

$$m_{h^0} > 74,4 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L.}$$
$$m_{A^0} > 75,2 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95 \% C.L.}$$

On peut remarquer que dans l'hypothèse "no mixing" on peut mettre une limite sur la valeur de $\tan\beta$:

$$\tan\beta > 1,7$$

Enfin, il est nécessaire de remarquer que les limites observées sont sans doute optimistes en raison de l'absence d'événement sélectionné dans les données pour évaluer la limite alors qu'un fond non négligeable était prévu. La limite attendue sur m_{h^0} dépasse en effet très légèrement 70 GeV/c^2.

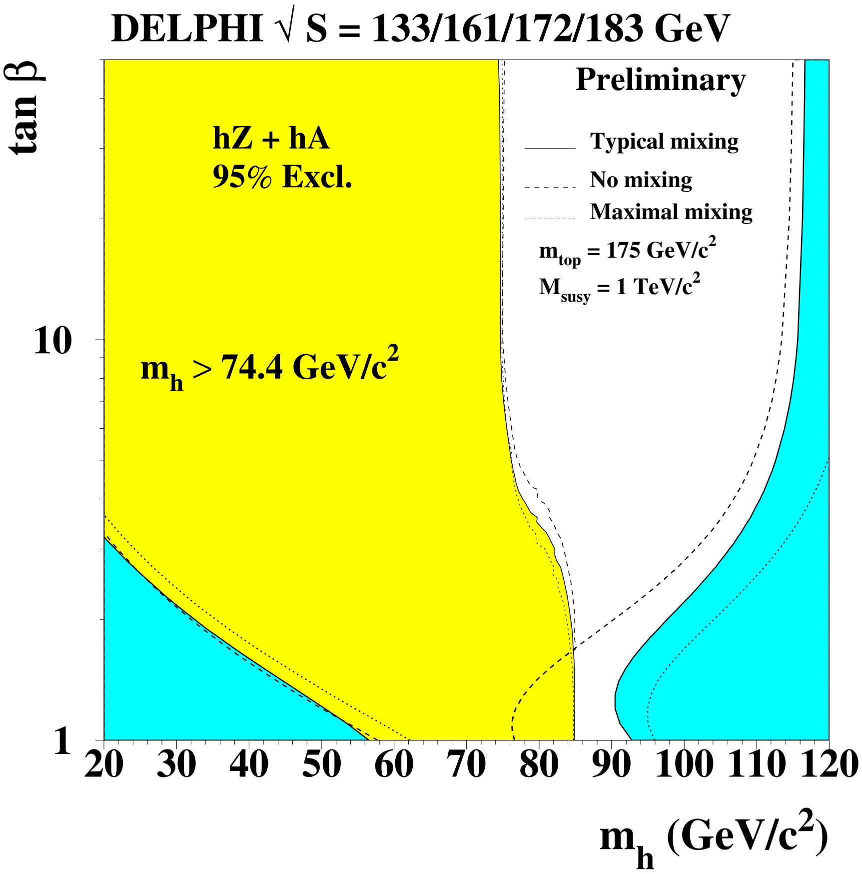


Figure 8.10: Régions dans le plan ($m_{h^0}, \tan\beta$) exclues à 95 % de niveau de confiance en combinant les résultats obtenus avec les données de DELPHI à $\sqrt{s}$=130, 161, 172 et 183 GeV. Les zones sombres représentent des régions naturellement exclues par le modèle MSSM pour les valeurs des paramètres supersymétriques considérées. Les trois lignes en trait plein et pointillés indiquent la dépendance de la limite dans le choix des paramètres A_t et μ.

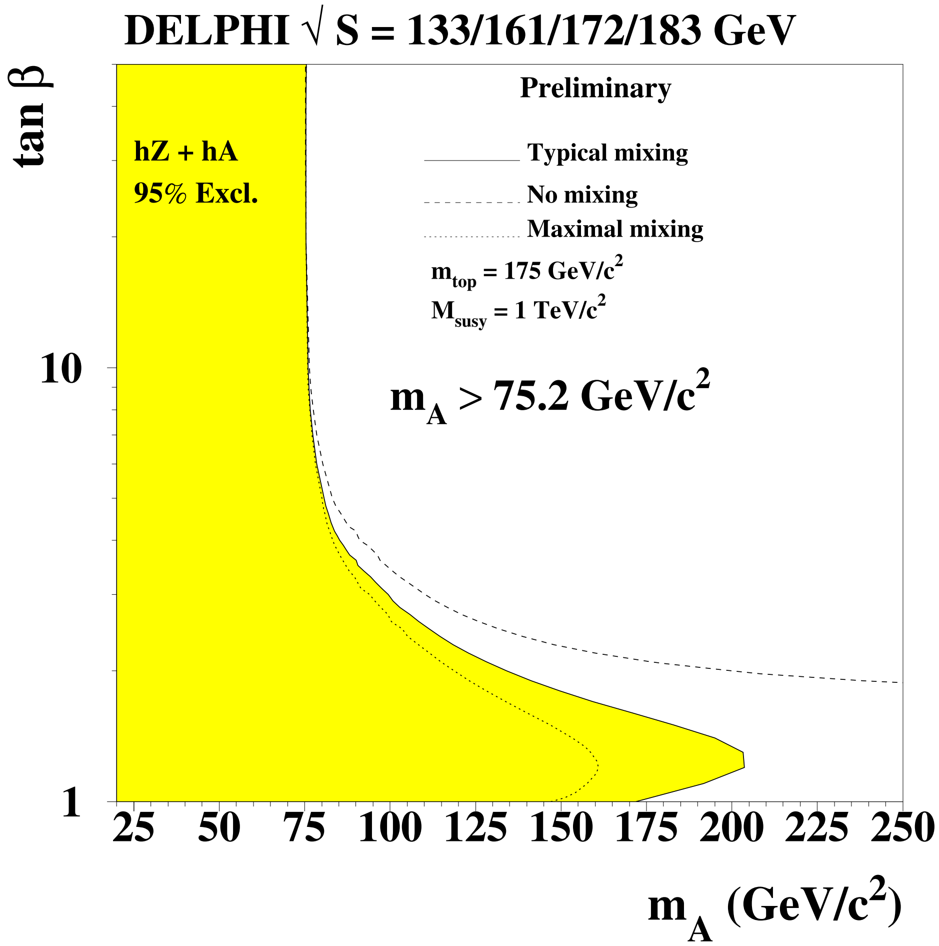


Figure 8.11: Régions dans le plan ($m_{A^0}, \tan\beta$) exclues à 95 % de niveau de confiance en combinant les résultats obtenus avec les données de DELPHI à $\sqrt{s}$=130, 161, 172 et 183 GeV. Les trois lignes en trait plein et pointillés indiquent la dépendance de la limite dans le choix des paramètres A_t et μ.

8.4.2 Exercices de style avec la méthode développée dans cette thèse

Nous avons présenté dans le chapitre 7 une méthode statistique pour déterminer une limite à 95 % de niveau de confiance sur la section efficace d'un processus. Un des avantages de cette méthode que nous avions souligné est la relative facilité pour combiner plusieurs analyses. Nous donnons un exemple de combinaison des résultats obtenus dans les canaux $h^0Z^0 \rightarrow 4\,\text{jets}$ et $h^0A^0 \rightarrow 4\,\text{jets}$ étudiés dans cette thèse.

8.4.2.1 Méthodologie

Nous disposons pour chacun des canaux h^0Z^0 et h^0A^0 et pour différentes masses des bosons de Higgs, des fonctions de vraisemblance obtenues comme il a été expliqué dans le paragraphe 7.2. À partir de ces fonctions de vraisemblance on définit la probabilité $\mathcal{P}_{h^0Z^0}(N_{h^0Z^0})$ d'avoir observé dans les données un nombre d'événements de signal $N_{h^0Z^0}$ par l'équation (7.12). On définit de la même façon la probabilité $\mathcal{P}_{h^0A^0}(N_{h^0A^0})$ d'avoir observé $N_{h^0A^0}$ de signal h^0A^0.
Pour chaque point du plan MSSM correspondant à une valeur des sections efficaces $\sigma_{h^0Z^0}$ et $\sigma_{h^0A^0}$ on introduit la probabilité d'observer N_s événements de signal par :

$$\mathcal{P}(N_s) = \mathcal{P}_{h^0Z^0}(N_s \frac{\sigma_{h^0Z^0}}{\sigma_{h^0Z^0} + \sigma_{h^0A^0}}) \times \mathcal{P}_{h^0A^0}(N_s \frac{\sigma_{h^0A^0}}{\sigma_{h^0Z^0} + \sigma_{h^0A^0}}) \tag{8.11}$$

Quand on est à grande ou petite valeur de $\tan\beta$ c'est à dire quand un seul des deux processus contribue, on retrouve la fonction de probabilité de l'un des deux processus.
Cette probabilité est ensuite normalisée.
La limite à 95 % de niveau de confiance sur le nombre de signal produit N_s est déduite de l'expression :

$$\int_{N_s^{95}}^{\infty} \mathcal{P}(N_s) = 5\ \%. \tag{8.12}$$

Au cours du "balayage" des différents points du MSSM, on teste si ce nombre est inférieur à celui du signal produit dans les deux canaux h^0Z^0 et h^0A^0.
Les fonctions $\mathcal{P}_{h^0Z^0}(N_{h^0Z^0})$ et $\mathcal{P}_{h^0A^0}(N_{h^0A^0})$ sont définies pour chaque lot de simulation disponibles. Les masses de Higgs générées varient par pas de 5 GeV$/c^2$. Pour décrire la probabilité entre deux valeurs de masse générée, nous avons interpolé linéairement les fonctions de probabilités.

8.4.2.2 Résultats

La figure 8.12 représente dans le plan ($m_{h^0}, \tan\beta$) la limite d'exclusion observée à 95 % sur la masse du Higgs le plus léger, en utilisant la méthode que l'on vient de décrire et uniquement à partir des données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV.
La figure 8.13 indique les limites d'exclusion à 95 % dans le plan ($m_{A^0}, \tan\beta$)

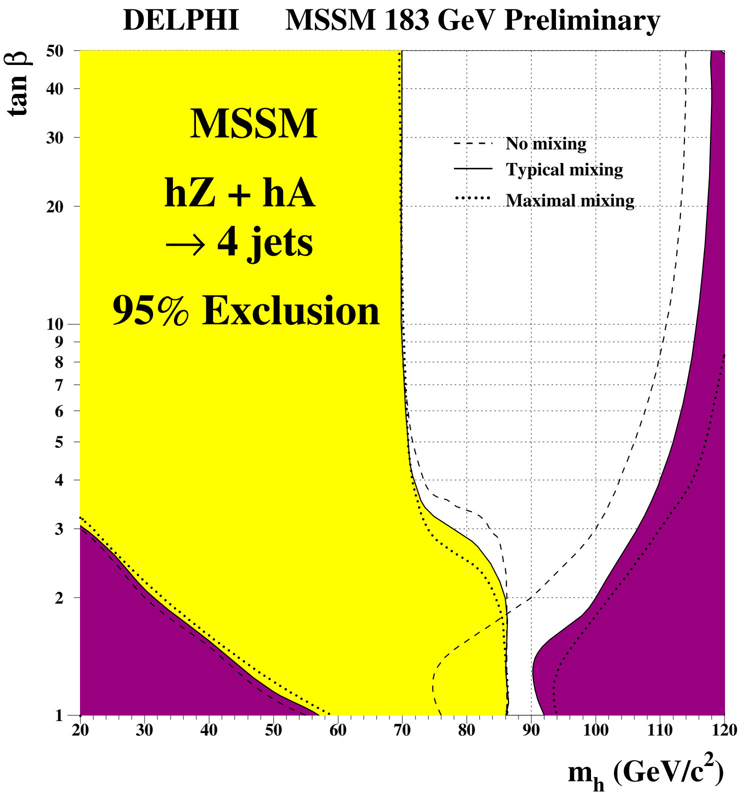


Figure 8.12: Régions dans le plan ($m_{h^0}, \tan\beta$) exclues à 95 % de niveau de confiance en combinant avec la méthode développée dans cette thèse les résultats obtenus avec les données de DELPHI à $\sqrt{s}$=183 GeV dans les canaux $h^0Z^0 \to$ 4 jets et $h^0A^0 \to$ 4 jets. Les zones sombres représentent des régions naturellement exclues par le modèle MSSM pour les valeurs des paramètres supersymétriques considérées. Les trois lignes en trait plein et pointillés indiquent la dépendance de la limite dans le choix des paramètres A_t et μ.

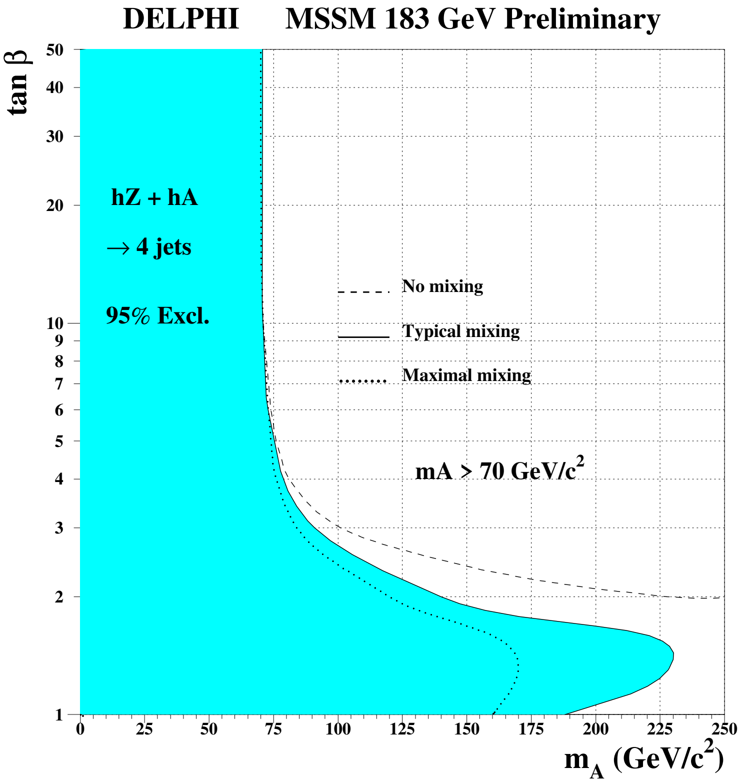


Figure 8.13: Régions dans le plan (m_{A^0}, tanβ) exclues à 95 % de niveau de confiance en combinant avec la méthode développée dans cette thèse les résultats obtenus avec les données de DELPHI à $\sqrt{s}$=183 GeV dans les canaux h^0Z^0 et h^0A^0. Les trois lignes en trait plein et pointillés indiquent la dépendance de la limite dans le choix des paramètres A_t et μ.

Nous avons obtenu les limites suivantes :

$$m_{h^0} > 69,9 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à } 95\ \% \text{ C.L.}$$
$$m_{A^0} > 70,0 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à } 95\ \% \text{ C.L.}$$

Ces limites sont établies uniquement à partir des canaux à 4 jets.
Elles sont inférieures à celles observées en utilisant l'ensemble des canaux et des données enregistrées par DELPHI depuis le début de LEP200. Elles sont néanmoins proches de celles attendues avec la méthode habituellement utilisée dans DELPHI et incluant tous les modes de désintégrations étudiés (la limite attendue sur m_{h^0} dépasse très légèrement 70 GeV/c^2 [117]).

8.5 Conclusions

L'analyse des données enregistrées à $\sqrt{s}$=183 GeV dans le cadre du MSSM n'a pas permis de mettre en évidence un signal.
Néanmoins il faut noter que le gain sur les limites obtenu avec l'analyse des données prises à $\sqrt{s}$=183 GeV est important (environ 15 et 25 GeV/c^2 sur m_{h^0} et m_{A^0} respectivement).

Conclusions

La découverte des bosons de Higgs représente actuellement un objectif majeur de la physique des particules, et tout particulièrement celui du programme LEP200, puisqu'elle permettrait de valider le mécanisme grâce auquel toutes les particules acquièrent une masse.
Le travail présenté dans cette thèse a porté sur la recherche des deux bosons de Higgs neutres les plus légers h^0 et A^0 prévus dans les modèles minimaux supersymétriques. Cette recherche a également couvert le cas du boson de Higgs du modèle standard. Nous nous sommes intéressés aux seuls états finals à quatre jets qui représentent pour les deux canaux de production à LEP $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{Z}^{0^*} \to \mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ et $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{Z}^{0^*} \to \mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ respectivement 65 % et 84 % des états finals.
L'ensemble des données enregistrées par DELPHI depuis le début du programme LEP200 à $\sqrt{\mathrm{s}}$=130, 136, 161, 172 et 183 GeV ($86\,\mathrm{pb}^{-1}$) a été analysé.

Nous avons développé des outils d'analyse spécifiques aux états finals à quatre jets et adaptés aux besoins de chacun des canaux étudiés :

- Canal $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{Z}^{0^*} \to \mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{b\bar{b}q\bar{q}}$:
  Dans un premier temps nous nous sommes attachés à améliorer la procédure de sélection des événements. Pour cela nous avons proposé de nouvelles variables destinées à supprimer davantage le principal bruit de fond : QCD. Cette analyse ("séquentielle") a obtenu les meilleures performances parmi celles proposées dans la Collaboration.
  Nous avons par la suite proposé une méthode originale pour combiner les variables discriminant les événements de signal de ceux du fond de manière statistique, en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. Les performances de cette analyse se sont révélées être sensiblement meilleures que celles de l'analyse dite "séquentielle".
  Parallèlement à ce travail, nous avons amélioré de manière significative la reconstruction de la masse du boson de Higgs quand il est produit en association avec un Z^0 (canal $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$). Le regroupement des jets en dijets conduit, dans une fraction non négligeable des cas ($\sim$ 30 %), à des erreurs d'appariement qui se traduisent par la présence d'une longue queue dans la distribution de la masse reconstruite. Pour pallier ce problème nous avons utilisé de manière statistique, dans une fonction de vraisemblance, l'information que le Higgs se désintègre majoritairement en paire de quarks b et qu'un des dijets ait une masse proche de $\mathrm{m}_{\mathrm{Z}^0}$. Cette méthode a permis de réduire de moitié le nombre d'événements $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ pour lesquels la masse du Higgs est reconstruite en dehors du pic de masse.
  Nous avons également vérifié que les résolutions sur la masse du boson de Higgs que l'on obtient après un ajustement cinématique contraint en utilisant des événements de simulation sont correctement reproduites dans les données. Pour cela nous avons utilisé les paires de $\mathrm{W}^\pm$ produites en assez grand nombre dans les données enregistrées à $\sqrt{\mathrm{s}}$=183 GeV.

  Aucun signal n'a été observé dans le canal $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$. En combinant nos résultats avec ceux obtenus dans les autres canaux de désintégration DELPHI a exclu à 95 % de niveau de confiance l'existence dans nos données d'un boson de Higgs standard plus léger que :

$$m_{\mathrm{h}^0} > 84,4\mathrm{GeV}/c^2 \ \ \textit{à}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}$$

La limite attendue est similaire à celle des autres Collaborations LEP :

$$m_{\mathrm{h}^0} > 86,4 \mathrm{GeV}/c^2 \quad \grave{a}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}$$

Par ailleurs nous avons développé une méthode statistique originale qui permet de déterminer le nombre d'événements de "signal" présents dans les données par un ajustement des trois composantes de bruit de fond des états finals à quatre jets en utilisant la distribution bidimensionnelle de deux variables discriminant les événements de bruits de fond de ceux du signal.
Cette méthode a été utilisée dans cette thèse pour établir une limite à 95 % de niveau de confiance sur le taux de production de Higgs dans le canal $\mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$, dans les données enregistrées à $\sqrt{\mathrm{s}}$=183 GeV par DELPHI. Elle a l'avantage de ne pas faire de sélection des événements, comme la méthode couramment utilisée dans DELPHI et de combiner assez simplement les résultats des différents canaux.
La limite obtenue avec cette méthode, en ne considérant que l'état final à quatre jets, est :

$$m_{\mathrm{h}^0} > 87,3\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \grave{a}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}\ (stat.)$$
$$m_{\mathrm{h}^0} > 86,7\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \grave{a}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}\ (stat. + syst.)$$

Cette méthode a permis d'améliorer la sensibilité de la recherche du boson de Higgs dans le canal à quatre jets, la limite attendue étant passée de 83,7 à 86,5 GeV/c^2.
Il a été remarqué que l'amélioration est due principalement à l'utilisation de deux variables dans la détermination du niveau de confiance, la masse reconstruite du boson de Higgs et la valeur de la variable discriminante. La méthode officielle n'en utilise qu'une seule actuellement mais sera modifiée en conséquence.
L'analyse du seul canal $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to 4$ jets proposée ici a donc une sensibilité similaire à celle obtenue avec l'ensemble des canaux par la méthode officielle.

- Canal $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{Z}^{0*} \to \mathrm{h}^0\mathrm{A}^0 \to \mathrm{b\bar{b}b\bar{b}}$:
  Nous avons développé une méthode de sélection des événements contenant quatre jets issus de quatre quarks b qui combine l'information de différentes variables discriminant les événements de signal de ceux des bruits de fond. Avec cette analyse nous avons obtenu des résultats comparables à ceux d'une autre analyse effectuée dans la Collaboration DELPHI qui utilise un réseau de neurones pour distinguer les événements de signal de ceux des bruits de fond.
  Aucun signal n'a été observé. En combinant les résultats obtenus dans les deux canaux et les différents modes de désintégration des bosons $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{Z}^{0*} \to \mathrm{h}^0\mathrm{Z}^0$ et $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{Z}^{0*} \to \mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$ complémentaires dans le cadre du modèle supersymétrique minimal MSSM, DELPHI a obtenu les limites à 95 % de niveau de confiance suivantes (indépendantes du paramètre $\tan\beta$) :

$$m_{\mathrm{h}^0} > 74,4\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \grave{a}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}$$
$$m_{\mathrm{A}^0} > 75,2\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \grave{a}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}$$

  Il faut noter que ces limites sont un peu "chanceuses" en raison de l'absence d'événements sélectionnés dans les données dans le canal $\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0$. Ainsi, la limite attendue sur $\mathrm{m}_{\mathrm{h}^0}$ n'est que de 70,1 GeV/c^2.
  En utilisant la souplesse du programme mis au point pour déterminer le nombre d'événements de signal dans les données nous avons également déterminé les limites à 95 % de niveau de confiance sur $\mathrm{m}_{\mathrm{h}^0}$ et $\mathrm{m}_{\mathrm{A}^0}$(en n'utilisant que nos résultats des canaux à quatre jets à $\sqrt{\mathrm{s}}$=183 Gev) :

$$m_{\mathrm{h}^0} > 69,9\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \grave{a}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}$$
$$m_{\mathrm{A}^0} > 70,0\ \mathrm{GeV}/c^2 \quad \grave{a}\ 95\ \%\ \mathrm{C.L.}$$

En marge de la recherche des bosons de Higgs, nous avons effectué une analyse spéciale des événements à quatre jets, suite à l'observation d'un excès d'événements à quatre jets par la Collaboration ALEPH, dans les données enregistrées à $\sqrt{\mathrm{s}}$=130-136 GeV en 1995. L'excès d'événements pouvait être interprété comme la production de paires d'objets lourds de masses sensiblement égales.

Nous avons reproduit l'analyse proposée par ALEPH sans confirmer l'excès, tout comme les Collaborations L3 et OPAL. Cette analyse a été poursuivie en 1996 dans les données enregistrées à $\sqrt{s}$=161 et 172 GeV. Aucune déviation par rapport aux prédictions du modèle standard n'a été observée. Finalement en octobre 1997, les conditions de la prise de données de 1995 ont été reproduites. Les quatre Collaborations ont obtenu des résultats en parfait accord avec les prédictions du modèle standard rejetant définitivement l'hypothèse d'un signal de "nouvelle physique" dans les données.

En conclusion, les trois prochaines campagnes de prises de données à haute énergie (de $\sqrt{s}$=188 GeV en 1998 jusqu'à $\sqrt{s}$=200 GeV peut-être en l'an 2000) offrent une réelle chance de faire une découverte car le domaine de masse des bosons de Higgs exploré dans les prochaines années se rapproche de la limite supérieure théorique sur la masse du boson de Higgs le plus léger.
Les outils développés dans cette thèse (sélection optimale des événements, reconstruction de la masse des bosons, détermination du nombre d'événements de signal présents dans les données) sont tout à fait adaptés aux analyses futures.

Bibliographie

[1] G. Altarelli, R Barbieri, F. Caravaglios, *hep-ph/* 9712368

[2] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961)
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967)
A. Salam, J.C. Ward, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 168 (1964)
S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* D **2**, 1285 (1970)

[3] Gargamelle Collaboration, *Phys. Lett.* B **46**, 121 (1973)
Gargamelle Collaboration, *Phys. Lett.* B **46**, 138 (1973)

[4] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12**, 132 (1964)
P.W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964)
P.W. Higgs, *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966)
J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962)
F. Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964)
G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1964)
T.W.B. Kibble, *Phys. Rev.* **155**, 1554 (1967)

[5] S. Weinberg, *Phys. Rev.* D **19**, 1277 (1979)
L. Susskind, *Phys. Rev.* D **20**, 2619 (1979)

[6] M. Spira, P.M. Zerwas, *Lectures at 36 Internationale Universitätswochen für Kern und Teilchenphysik,* Schladming 1997, *hep-ph/* 9803257

[7] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane, S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide,* Benjamin Cummings (Frontiers in Physics)

[8] S. Dawson, H.E. Haber, *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale,* Editeur T.L. Barklow, S. Dawson, H.E. Haber and J.L. Siegrist, (World Scientific)

[9] T. Hambye, K. Riesselmann, *Proceedings of the "ECFA/DESY Study on Physics and Detectors for the Linear Collider",* Ed. R. Settles, DESY publication DESY 97-123E
T. Hambye, K. Riesselmann, *Phys. Rev.* D **55**, 7255 (1997)

[10] S. Dawson,*Lectures given at the 1994 THeoritical Advanced Study Institute,*Boulder, CO., *hep-ph/9411325*

[11] S. Dawson, à paraitre dans *Perspectives in Higgs Physics,* Editeur G. Kane, (World Scientific)

[12] G. Montagna, O. Nicrosini, F. Piccinini, *hep-ph/* 9802302

[13] The LEP Electroweak Working Group, CERN-PPE/97-154

[14] R.M. Barnett, et al *Phys. Rev.* D **54**, 1 (1996)

[15] S.R. Blusk, "Top quark mass measurement in CDF and D0 Collaboration", à paraître dans *98' QCD and high energy hadronic interactions,* Moriond, (Frontières)

[16] LEP Electroweak Working Group, *Winter Conferences results*
http: //www.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter98/Welcome.html

[17] J. Erler, P. Langacker, à paraître dans *"Proceedings of the Workshop on Physics at the first Muon Collider and at the Front End of a muon Collider"*, Batavia, IL, November 6-9, 1997

[18] R. Alemany, M. Davier, A. Höecker, *Eur. Phys. J.* C **2**, 123 (1998)
A. Höecker, à paraître dans *"4th International Workshop on τ lepton physic"*, Estes Park, 16-19 sep. 1996

[19] R.N. Mohapatra, *"Supersymmetric Grand Unification"*, à paraître dans *TASI97: Supersymmetry, Supergravity and Supercollidders,* Boulder, CO, juin 1997

[20] U. Amaldi et al, *Phys. Rev.* D **36**, 1385 (1987)
U. Amaldi et al, *Phys. Lett.* B **160**, 447 (1991)

[21] R.N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry,* Springer-Verlag 1987

[22] S. Dawson, *"The MSSM and why it works"*, à paraître dans *TASI97: Supersymmetry, Supergravity and Supercollidders,* Boulder, CO, juin 1997

[23] S. P. Martin,*"A supersymmetry primer"*, à paraître dans *Perspectives in Higgs Physics,* Editeur G. Kane, (World Scientific)

[24] X. Tata, *"What is supersymetry and how do we find it ? ", Lectures at the IX Jorge A. Swieca Summer School,* Campos do Jordao, Brazil, Feb 1997

[25] G.F. Guidice, R. Rattazzi, *hep-ph/* 9801271

[26] R. Hempfling, A.H. Hoang, *Phys. Lett.* B **331**, 99 (1994)

[27] M. Carena, J.R. Espinosa, M Quiros, C.E.M. Wagner, *Phys. Lett.* B **355**, 209 (1995)
M. Carena, M Quiros, C.E.M. Wagner, *Nucl. Phys.* B **461**, 407 (1996)

[28] H.E. Haber, R. Hempfling, A.H. Hoang, *Z. Phys.* C **75**, 539 (1997)

[29] H.E. Haber, *"Higgs boson masses and couplings in the minimal supersymmetric model"*, à paraitre dans *Perspectives in Higgs Physics,* Editeur G. Kane, (World Scientific)

[30] P.H. Chankowski, *"What is the mass of the lightest supersymetric Higgs boson ? "* à paraitre dans *Perspectives in Higgs Physics,* Editeur G. Kane, (World Scientific)

[31] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, *hep-ph/* 9803277

[32] M. Carena, S. Pokorski, C.E.M. Wagner, *Nucl. Phys.* B **406**, 59 (1993)

[33] J.A. Casas, J.R. Espinosa, H.E. Haber, *hep-ph/* 9801365

[34] P.H. Chankowski, J. Ellis, S. Pokorski, *hep-ph/* 9712234

[35] M. Massip, R. Munoz-Tapia, A. Pomarol. *hep-ph/* 9801437

[36] M. Carena, C.E.M. Wagner, *Workshop on Yukawa couplings and th origins of mass, gainesvill, FL, Feb 1994 , hep-ph/* 9407208

[37] G.L. Kane, C.Kolda, L. Roszkowski, J.D. Wells, *Phys. Rev.* D **49**, 6173 (1994)

[38] M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorkski, C.E.M. Wagner, *Nucl. Phys.* B **419**, 213 (1994)

[39] CLEO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2885 (1995)
ALEPH Collaboration, *Jerusalem HEP97 Conference* CERN-EP/98-044, Mars 1998

[40] W. de Boer et al, *Z. Phys.* C **71**, 415 (1996)
W. de Boer et al, *hep-ph/* 9712376

[41] D. Treille, *communication privée*

[42] P. Igo-Kemenes, W. Murray, A. Normand et P. Teixeira-Dias, dans *Report of the 1997 LEP2 phenomenology working group on searches,* Oxford, *hep-ph/* 9708250

[43] Groupement De Recherche SUSY, GDR-S-007

[44] A. Djouadi, *hep-ph/* 9712334

[45] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, *Comp. Phys. Comm.* **108**, 56 (1998)

[46] E. Gross, B.A. Kniehl and G. Wolf, *Z. Phys.* C **63**, 417 (1994); err. ibid. *Z. Phys.* C **66**, 32 (1995)

[47] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* B **384**, 427 (1996)
DELPHI Collaboration, *Nucl. Phys.* B **421**, 3 (1994)
L3 Collaboration, *Phys. Lett.* B **385**, 454 (1996)
OPAL Collaboration, *Z. Phys.* C **73**, 189 (1997)

[48] DELPHI Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* **378**, 57 (1996)

[49] D. Brandt, *"Performance and running scenarios in the future",* Chamonix VIII conference, Chamonix, 1998

[50] V. Chabaud et al, *Nucl. Instrum. Methods* **368**, 314 (1996)

[51] P. Rebecchi, Thèse, *"Optimisation de l'herméticité du détecteur DELPHI pour la recherche de particules supersymétriques à LEP2",* LAL 96-30, Mai 1996

[52] M. Elsing, *"Summary of the updates in the DELPHI forward tracking to include the VFT",* DELPHI 98-05 PROG 227 TRACK 91

[53] P. Chochula et al, *"The DELPHI silicon tracker at LEP2",* CERN-PPE/97-155, 9 December, 1997

[54] DELPHI Collaboration, *"performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP",* DELPHI 95-68 PHYS 503, EPS-HEP 95 Ref. eps0528

[55] M.-A. Bizouard, P. Roudeau, T. Wlodek, *"Multi-jets* $\mathrm{h^0Z^0}$ *and* $\mathrm{h^0A^0}$ *analyses with the DELPHI detector at* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=161 GeV and* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=172 GeV",* DELPHI 97-51 PHYS 703

[56] *Physics at LEP200,* Yellow Report CERN 96-01, Volume 1

[57] S. Nova, A. Olchevski and T. Todorov, Yellow Report CERN 96-02, Volume 2

[58] W. Beenakker, *hep-ph/* 9612295

[59] DELPHI Collaboration, *"Measurement of the W-pair cross-section and of the W mass in* $\mathrm{e^+e^-}$ *interactions at 172 GeV",* CERN-PPE/97-160, 16 Decembre, 1997

[60] B.A Kniehl, J.H. Kühn *Phys. Lett.* B **224**, 229 (1989)

[61] R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano *Nucl. Phys.* B **178**, 421 (1981)

[62] A. Ballestrero, V.A. Khoze, E. Maina, S. Moretti, W.J. Stirling *Z. Phys.* C **74**, 493 (1997)

[63] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller and S. I. Troyan, *Basics of perturabtive QCD,* (Frontières), 1991

[64] L. Dixon, A. Signer, physical Review D to be published.

[65] S. Catani, M.H. Seymour, *Acta Physica Polonica* **28**, 863 (1997)

[66] T. Sjöstrand *Comp. Phys. Comm.* **82**, 74 (1994)

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

[68] E.E. Boss, M.N. Dubinin, V.A. Ilin, A.E. Pukhov, V.I. Savrin, *"CompHEP: Specialized package for automatic calculation of elementary particles decay and collisions", hep-ph/* 9503280

[69] Minami-Tateya Collaboration, *"GRACE manual vers v1.0"*, KEK Report 92-19, 1993

[70] P. Bain, R. Pain *"Acoplanar photons background generators"*, DELPHI 97-48 PHYS 700

[71] W. de Boer, C.F. Vollmer, *"Comparaison SPYTHIA-KORALZ/YFS3ff at 183 GeV"*, DELPHI 98-10 PHYS 761 PROG 228

[72] Y. Dokshitzer, V. Khoze, S.I Troyan, *"Coherence and Physics of QCD Jets"* dans *Perturbative Quantum Chromodynamics,* Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Vol5, (World Scientific)

[73] J. André, *hep-ph/* 9706325

[74] M. Seymour, *Comp. Phys. Comm.* **90**, 95 (1995)

[75] B.R. Webber, Hadronisation, *Lectures at Summer School on Hadronic Apects of Collider Physics,* Zuoz, Switzerland, August 1994

[76] *Proceeding of the 1979 international symposium on lepton and photon interaction at high energies* JADE Collaboration, W. Bartel et al, *Phys. Lett.* B **101**, 129 (1981); *Z. Phys.* C **21**, 37 (1983)

[77] R.D. Field and R.P. Feynamn, *Nucl. Phys.* B **136**, 1 (1978)

[78] W. Bartel et al, JADE Collaboration, *Z. Phys.* C **23**, 23 (1986)

[79] G. Kramer, B. Lampe, *Fortschr. Phys.* **37**, 161 (1989)

[80] S. Bethke, *"Jets in* Z^0 *decays", Workshop on QCD: 20 Years Later,* Aachen, Germany, 9-13 Juin 1992. *Aachen QCD Wkshp.1992: 43-72*

[81] B.R. Webber, *"Jets in perturbation theory", Workshop on QCD: 20 Years Later,* Aachen, Germany, 9-13 Juin 1992. *Aachen QCD Wkshp.1992: 43-72*

[82] S. Catani, Y. Dokshitzer, M. Olsson, G. turnock, B.R. Webber, *Phys. Lett.* B **269**, 432 (1991)

[83] G. Sterman, S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1436 (1977)

[84] T. Sjöstrand *Comp. Phys. Comm.* **28**, 227 (1983)

[85] N.J. Kjaer, R. Moller, *"reconstruction of invariant masses in multi-jet events"*, DELPHI 91-17 PHYS 88

[86] G.C. Fox, S. Wolfram , NPB **149**, 413 (1979)

[87] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al *Z. Phys.* C **71**, 179 (1996)

[88] J. Marco, *"Four-jet events at LEP and other four-fermion events"*, EPS-HEP, Varsovie 1996, (World Scientific)

[89] M.-A. Bizouard, *4-jet events at LEP,* 97' QCD and high energy hadronic interactions, Moriond, (Frontières)

[90] DELPHI Collaboration, W. Adam et al *Z. Phys.* C **73**, 1 (1996)

[91] The LEP Working Group on Four Jets, *"Report of the LEP Working Group on four-jet production in* e^+e^- *collisions at centre-of-mass energies of 130 - 172 GeV"*, ALEPH 97-056 PHYSIC 97-050, DELPHI 97-57 PHYS 707, L3 Note 2090. OPAL Technical Note TN 486, 13 june 1997

[92] D.W Schlatter, *LEP Jamboree,* CERN, 25 february, 1997

[93] P. Paganini, Thèse, *"Étude des oscillations du système* $\mathrm{B^o} - \overline{\mathrm{B^o}}$ *et mesure de la durée de vie du méson* $\mathrm{B_d^o}$ *avec le détecteur DELPHI à LEP"*, LAL 96-18, Mai 1996

[94] G. Borisov, *"Lifetime Tag of events* $\mathrm{Z^0} \to \mathrm{b\overline{b}}$ *with the DELPHI detector. AABTAG program"*, DELPHI 94-125 PHYS 439

[95] W. J. Murray, *"Measurement of the beam position in DELPHI"*, DELPHI 96-6 PHYS 590

[96] G. Borisov, C. Mariotti, *"Fine tuning of Track Impact Parameter resolution of the DELPHI detector"*, DELPHI 95-142 PHYS 567

[97] G. Borisov, C. Mariotti, *"Tuning of the track impact parameter resolution of the updgraded DELPHI detector"*, DELPHI 97-95 PHYS 717

[98] V. Chabaud et al *"The DELPHI silicon strip microvertex detector with double sided readout"*, NIM **A368**, 314 (1996)

[99] G. Borisov, *"Combined b-tagging"*, DELPHI 97-94 PHYS 716

[100] J.F. Grivaz, F. Lediberder, *"Complementary analyses and acceptance optimization in new particle searches"*, LAL 92-37

[101] Particle Data group, *Phys. Rev.* D **54**, 1 (1996)

[102] OPAL Collaboration, *"Search for the standard Model Higgs boson in the* $\mathrm{e^+e^-}$ *collisions at* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=161-172 GeV"*, CERN-PPE/97-117, 19 August 1997, soumis à Zeit Phys C

[103] DELPHI Collaboration, *"Search for neutral and charged Higgs bosons in* $\mathrm{e^+e^-}$ *collisions at* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=161 GeV and 172 GeV"*, *Eur. Phys. J.* C **2**, 1 (1998)

[104] U. Schwickerath, S. Hoorelbeke, *communication privée*

[105] ALEPH Collaboration, *"Preliminary limits from searches for neutral Higgs bosons in* $\mathrm{e^+e^-}$ *collisions at centre-of mass energies of 181-184 GeV"*, ALEPH 98-029 CONF 98-017, 26 mars 98

[106] OPAL Collaboration, *"Search for neutral Higgs boson in* $\mathrm{e^+e^-}$*collisions at* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=183 GeV"*, OPAL PN 340, March 07, 1998

[107] L3 Collaboration, *"Search for the Standard Model Higgs Boson in the* $\mathrm{e^+e^-}$ *interactions at* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=183 GeV"*, L3 Note 2237, March 11, 1998

[108] The LEP Working Group on Higgs, *"Lower bound for the SM Higgs boson mass: combined result from the four LEP experiments"*, ALEPH 97-101 PHYSIC 97-100, DELPHI 97-167 PHYS 743, L3 Note 2167, OPAL TN-518

[109] W. Adam et al, *"Search for Neutral Higgs Bosons at* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=183 GeV in the multi-jet channel"*, DELPHI 98-19 PHYS 765, 17 March 1998

[110] A.L. Read, *"Optimal Statistical Analysis of Search Results based on the Likelihood Ratio and its Application to the Search for the MSM Higgs Boson at* $\sqrt{\mathrm{s}}$*=161 and 172 GeV"*, DELPHI 97-158 PHYS 737

[111] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, CERN-EP/98-xxx Draft

[112] P. Janot, F. Lediberder, *"optimally combined confidence limits",* CERN-PPE/97-053, to be published in *Nucl. Instrum. Methods*

[113] R. Barlow, C. Beeston, *Comp. Phys. Comm.* **77**, 219 (1993)
R. Barlow *J. Comp. Phys.* **72**, 202 (1987)

[114] CERN, *MINUIT Function Minimization and Error analysis,* disponible sur le serveur *asis01.cern.ch*

[115] CERN, *HBOOK,* disponible sur le serveur *asis01.cern.ch*

[116] V. Ruhlmann-Kleider, *"Search for Higgs boson at LEP200",* à paraitre dans *98' QCD and high energy hadronic interactions,* Moriond, (Frontières)

[117] V. Ruhlmann-Kleider, *communication privée*

[118] P. Janot, dans Yellow Report CERN 96-01, Vol. 2 page 309

Parties de chasse ...

Si la chasse au boson de Higgs bat son plein durant l'été, c'est seulement au cours de longues soirées d'hiver qu'il faut tenter de le cerner au milieu du butin patiemment accumulé.
On est aussi tenté de décrire cette recherche en termes guerriers. Pour participer à de telles battues il faut en effet appartenir à une troupe de chasseurs reconnaissables à leurs emblèmes et leurs chants : en 1995 le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et son directeur, Jacques Lefrançois, m'ont accueillie volontiers dans cette tribu du bord de l'Yvette et c'est son directeur actuel, François Richard, qui m'a engagée dans la patrouille des Dauphins. Il me donna alors comme mission la conquête du fabuleux trophée me vouant ainsi, pour les années qui allaient venir, aux quatre jets et à la quête du Higgs. Je lui dois aussi de très utiles explications sur cette bête mystérieuse dont l'existence hante les nuits de tant de chasseurs. Qu'il en soit ici remercié.

Mais que peut-on devenir parmi ces guerrier-chasseurs, environné par mille pièges, ignorant les dures coutumes et les difficultés cachées d'une telle vocation, sans un guide expert sachant reconnaître la bonne piste, déjouer les leurres et les visions qu'une telle chasse peut engendrer. Patrick Roudeau a tenu ce rôle avec constance et sagesse, aussi bien dans les allées profondes des sous-bois, lors des délicates approches en terrain découvert qu'au moment où les difficultés vous font perdre courage ... un très grand merci !

Heureusement dans la quête du Higgs l'isolement n'est pas la règle : on rencontre, aux détours des sous-bois, d'autres chasseurs qui vous apprennent les techniques et l'usage des armes utilisées dans cette traque. Ce sont des objets bizarres qu'il faut dominer rapidement si on veut survivre dans ce milieu inconnu : merci à Fabrizio Parodi, Pascal Paganini et Gilbert Grosdidier et à tous les autres pour m'avoir appris à ne pas craindre les embuscades des PAW, les subtils pièges du Cshell et surtout de m'avoir initiée aux circonvolutions mystérieuses de la bande des ANAs : DEL, DST et quelques autres sans le bon usage desquels s'avancer dans une telle jungle, à la recherche d'une telle chimère, eût été comparable à l'histoire du Petit Poucet qui n'aurait pas rencontré l'Ogre salvateur ...

Il est aussi une autre caractéristique de cette chasse : elle est trop phénoménale pour prendre le risque de la pratiquer sans alliances lointaines ou rapprochées. La bande des Dauphins du quatre jets a choisi l'alliance espagnole (merci à Celso Martinez-Rivero, Jesus Marco et Javier Cuevas) ... malgré les mailles différentes des filets, et a bénéficié de l'appui amical et sans faille de nos voisins du plateau (merci à Vanina Ruhlmann Kleider et Pierre Lutz qui n'ont jamais manqué à l'appel). Autre équipe sur laquelle il fallait compter ; celle du territoire où se chasse le Higgs, leur connaissance du terrain et des moeurs des autochtones nous a permis de naviguer au plus près et d'être toujours sur la brèche. Malgré des discussions parfois animées sur les bienfaits d'un "fit" contraint ou la valeur d'une coupure, la collaboration avec tous ces guerrier-chasseurs a été riche et productive. Quant à l'amitié et la fraternité, elles sont nées dans la lutte et le combat et se sont allégrement perpétuées aux célèbres rendez-vous des chasseurs, quand chacun retrouve le Tartarin qui sommeille au fond de lui.
Un grand merci à Claire Bourdarios et à Gérard Cosme dont l'amitié fut sans faille et qui n'ont jamais été à court d'idées pour animer les casse-croûtes des chasseurs. Merci aussi à Bernard Jean-Marie, capitaine des Dauphins de l'Yvette.

Les pages qui précèdent proviennent en grande partie du carnet de bord d'un chasseur-guerrier ; notes écrites souvent sous le feu des combats, dans le fracas des nouveaux "fits" et des éternels "reprocessings". Merci à tous ceux qui par leur patiente et attentive lecture ont transformé ces pages en une thèse lisible ... en particulier pour les membres du Jury qui ont accepté de venir la juger. Merci à Pierre Binétruy et à Michel Baubillier et Dominique Boutigny qui ont bien voulu être les rapporteurs de ce manuscrit.

Résumé

La recherche des bosons de Higgs est une des priorités du programme LEP200 développé au CERN. En effet, le mécanisme de Higgs, qui prédit l'existence de bosons scalaires de masse inconnue, permet de donner des masses aux particules élémentaires du modèle standard et de ses extensions supersymétriques.
Nous avons effectué une recherche des bosons de Higgs neutres dans les deux canaux de production $e^+e^- \to Z^{0^*} \to h^0Z^0$ et $e^+e^- \to Z^{0^*} \to h^0A^0$ prévus dans les modèles supersymétriques en se limitant aux seuls états finals à quatre jets qui représentent, respectivement 65% et 84% des modes possibles.
Un effort particulier a été porté sur la reconstruction de la masse du boson de Higgs standard (canal h^0Z^0) et sur l'amélioration des procédures de sélection des événements. Les études faites sur les données enregistrées par DELPHI de 1995 à 1997 ($\sqrt{s}$=161, 172 et 183 GeV) ont permis d'exclure à 95% de niveau de confiance un boson de Higgs standard plus léger que:

$$m_{h^0} \geq 84.4 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95\% C.L.} \quad \text{(limite observée)}$$
$$m_{h^0} \geq 86.4 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95\% C.L.} \quad \text{(limite attendue)}$$

en incluant l'ensemble des modes de désintégration du Z^0.
Une analyse originale, développée dans cette thèse, a permis d'obtenir une limite attendue égale à 86.5 GeV/c^2 en utilisant uniquement l'état final à 4 jets ce qui constitue un gain de $\sim$ 3 GeV/c^2 par rapport à la limite évaluée jusqu'ici dans DELPHI.
L'interprétation dans le cadre du modèle supersymétrique minimal (MSSM) des résulats obtenus dans les canaux h^0Z^0 et h^0A^0 a permis d'établir les limites suivantes sur les deux bosons de Higgs neutres h^0 et A^0:

$$m_{h^0} \geq 74.4 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95\% C.L.} \quad \forall \tan\beta$$
$$m_{A^0} \geq 75.2 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95\% C.L.} \quad \forall \tan\beta$$

Enfin, une étude des événements à quatre jets a été faite dans le cadre d'une analyse proposée par ALEPH à la suite de l'observation d'un excès d'événements à quatre jets. Les résultats que nous avons obtenus n'ont pas confirmé cet excès.

Mots clefs: Bosons de Higgs neutres
Supersymétrie
4 jets
DELPHI
LEP200