

CPPM-T-1998-03

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE  
 AIX-MARSEILLE II  
 FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY  
 163 avenue de Luminy  
 13288 MARSEILLE Cedex 09

**THESE DE DOCTORAT**

Spécialité : Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

présentée par

**Fabien MOTSCH**

en vue d'obtenir le grade de Docteur de l'Université de la Méditerranée

**Recherche du boson de Higgs standard  
 dans l'expérience ALEPH au LEP2**

soutenue le 29 juin 1998

devant le jury composé de

M. E. ASLANIDES	Président
M. J-J. AUBERT	
Mme B. BLOCH-DEVAUX	Rapporteur
M. P. GAY	
M. C.P. KORTHALS ALTES	Rapporteur
M. A. TILQUIN	

*A mes parents, à Sophie et Bertrand*

# Remerciements

Je remercie Elie Aslanides de m'avoir accueilli au Centre de Physique des Particules de Marseille pendant ma thèse et de m'avoir offert d'aussi bonnes conditions de travail.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à mes directeurs de thèse, Jean-Jacques Aubert et André Tilquin. André m'a encadré de manière très soutenue et coopérative. Combien de "bugs" ont été trouvés grâce à lui ! Je lui dois mes connaissances sur le boson de Higgs acquises suite à de nombreuses discussions de physique. Je lui suis reconnaissant ainsi qu'à sa femme pour le temps passé à la relecture du manuscrit.

Je remercie Brigitte Bloch-Devaux et Chris Korthals-Altes d'avoir accepté la tâche de rapporteur et de l'avoir accomplie avec autant de sérieux et un regard critique. Leurs remarques m'ont permis d'améliorer la structure de ce manuscrit.

Je remercie Pascal Gay d'avoir accepté de faire partie du jury de thèse.

Je tiens également à remercier John Carr, le directeur du groupe ALEPH Marseille, et tout ses membres Anne Ealet, Dominique Fouchez, Manoj Thulassidas, Paschal Coyle, Alain Bonissent, Chafik Benchouk.

Patrice Payre m'a aussi aidé à résoudre d'épineuses questions telles que "comment savoir si l'on est à l'intérieur ou à l'extérieur d'une armoire à  $N$  dimensions" par des discussions tardives et fructueuses, sans oublier la musique japonaise.

J'exprime aussi tout mes remerciements à l'ensemble des membres du CPPM pour leur sympathie, en particulier le personnel administratif et technique dont l'aide quotidienne fut précieuse.

Que soient aussi remerciés les "jeunes" du labo, Cristina, Isabelle, Cristi, David, Eric, Fabrice, Franck, Smaïn, avec qui j'ai partagé ces quelques années de thèse, et une mention particulière à Olivier dit "Olax" qui, à part les discussions de physique, m'a initié à l'escalade.

Je remercie Elemer Nagy de m'avoir permis de participer à l'École de Physique Théorique des Houches où j'ai pu approfondir mes connaissances en Physique des Particules.

Je remercie ma famille pour son soutien constant, et en particulier mon frère Bertrand pour la relecture méticuleuse du manuscrit.

Je remercie les Calanques de Marseille de m'avoir offert un lieu d'évasion.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Le boson de Higgs : Aspects théoriques</b>	<b>7</b>
1.1 Le Modèle Standard de la Physique des Particules . . . . .	7
1.1.1 Les particules élémentaires . . . . .	7
1.1.2 Les interactions fondamentales . . . . .	8
1.1.3 Les principes . . . . .	8
1.1.4 Le modèle de Weinberg-Salam . . . . .	9
1.1.5 Le lagrangien des champs de fermions . . . . .	10
1.1.6 Le lagrangien des champs de jauge . . . . .	13
1.1.7 Quelques propriétés de la Chromodynamique Quantique . . .	14
1.2 Brisure de symétrie électrofaible et boson de Higgs . . . . .	15
1.2.1 Principe du mécanisme de Higgs . . . . .	15
1.2.2 Le lagrangien du champ de Higgs . . . . .	16
1.2.3 Le lagrangien de masse des fermions . . . . .	19
1.2.4 Couplages du boson de Higgs . . . . .	19
1.2.5 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs . . .	20
1.3 Au-delà du Modèle Standard . . . . .	22
1.3.1 Supersymétrie . . . . .	23
1.3.2 Le Modèle SuperSymétrique Minimal . . . . .	24
1.3.3 Le secteur de Higgs supersymétrique . . . . .	26
1.4 Autres alternatives au Modèle Standard . . . . .	28
1.5 Vers l'Unification des interactions . . . . .	30
<b>2 L'expérience ALEPH au LEP</b>	<b>33</b>
2.1 L'Accélérateur LEP . . . . .	33
2.1.1 Description . . . . .	33
2.1.2 Mesure de l'énergie des faisceaux . . . . .	37
2.1.3 Détermination du point de collision . . . . .	38
2.2 Le Détecteur ALEPH . . . . .	38
2.2.1 La trajectographie . . . . .	40
2.2.2 La calorimétrie . . . . .	44
2.2.3 La détection des muons . . . . .	46
2.2.4 Détecteurs de luminosité . . . . .	46
2.3 Le système de déclenchement . . . . .	47
2.4 L'acquisition des données . . . . .	47

2.5	La reconstruction des événements	48
2.5.1	Les traces chargées	48
2.5.2	L'identification des particules	49
2.5.3	L'énergie totale	52
<b>3</b>	<b>La recherche du boson de Higgs au LEP</b>	<b>55</b>
3.1	Production du boson de Higgs	55
3.1.1	Le processus de Bjorken	55
3.1.2	Le processus de fusion de $W$	56
3.2	Les topologies au LEP2	57
3.3	Processus Standards	58
3.4	La recherche du boson de Higgs : état des lieux	61
3.4.1	Avant le LEP	62
3.4.2	Au LEP1 dans ALEPH	62
3.4.3	Au LEP2 dans ALEPH	63
3.4.4	Combinaison des quatre expériences au LEP	64
3.5	Contraintes par ajustements électrofaibles	64
<b>4</b>	<b>Stratégie de la recherche du boson de Higgs</b>	<b>67</b>
4.1	Reconstruction d'événements 4-jets	67
4.2	Mesure de la masse des candidats $H$ et $Z^0$	68
4.2.1	Rééchelonnement	68
4.2.2	Ajustement contraint	69
4.3	Étiquetage des $b$	71
4.3.1	Le vertex primaire	71
4.3.2	Les vertex secondaires	72
4.3.3	Méthode des paramètres d'impact	73
4.3.4	Méthode des leptons	74
4.3.5	Combinaison des différentes méthodes par réseaux de neurones	75
<b>5</b>	<b>Méthode d'analyse</b>	<b>77</b>
5.1	Arbres de décision binaires : CART <sup>TM</sup>	77
5.1.1	Construction des arbres	78
5.1.2	Exemple en dimension deux	80
5.2	Évolution des arbres	81
5.2.1	Principe de l'évolution	82
5.2.2	Calcul des distances	82
5.3	Illustration	86
5.4	Conclusion sur l'évolution des arbres	86
<b>6</b>	<b>Analyse physique</b>	<b>89</b>
6.1	Cadre général de l'analyse	89
6.2	Présélection des événements	91
6.2.1	Sélection des événements hadroniques	92
6.2.2	Rejet des topologies 4-jets de QCD	93
6.2.3	Rejet des événements radiatifs	96
6.2.4	Enrichissement en quarks $b$	97

6.2.5	Réduction du nombre de combinaisons . . . . .	98
6.2.6	Performance des présélections . . . . .	99
6.3	Sélections finales à 183 GeV . . . . .	99
6.3.1	Stratégie . . . . .	99
6.3.2	Variables de sélection . . . . .	101
6.4	Extraction de la limite . . . . .	109
6.4.1	Niveau de confiance . . . . .	109
6.4.2	Optimisation de l'analyse . . . . .	109
6.4.3	Limite attendue . . . . .	111
6.4.4	Niveau de confiance mesuré . . . . .	112
6.5	Etudes systématiques . . . . .	113
6.5.1	Étiquetage des b . . . . .	114
6.5.2	Variables cinématiques . . . . .	115
6.5.3	Corrélations entre variables . . . . .	115
6.5.4	Effet des erreurs systématiques sur la limite . . . . .	116
6.6	Conclusion de l'analyse . . . . .	116
<b>7</b>	<b>Perspectives</b> . . . . .	<b>119</b>
7.1	LEP2 . . . . .	119
7.2	TEVATRON . . . . .	119
7.3	LHC . . . . .	120
7.3.1	Les détecteurs . . . . .	120
7.3.2	Les programmes de Physique . . . . .	120
7.3.3	Canaux de production du boson de Higgs . . . . .	121
7.4	Collisionneurs linéaires . . . . .	122
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>123</b>
	<b>Annexes</b> . . . . .	<b>125</b>
<b>A</b>	<b>Réseaux de neurones</b> . . . . .	<b>125</b>
A.1	Principe de fonctionnement . . . . .	125
A.2	Théorie . . . . .	126
A.3	Apprentissage . . . . .	127
<b>B</b>	<b>Ajustement contraint</b> . . . . .	<b>129</b>
B.1	Résolution itérative . . . . .	129
B.2	Contrainte approximative gaussienne . . . . .	130
B.3	Contrainte approximative de Breit-Wigner . . . . .	130
<b>C</b>	<b>Les arbres construits par CART</b> . . . . .	<b>133</b>
C.1	Arbre ❶ . . . . .	133
C.2	Arbre ❷ . . . . .	134
C.3	Arbre ❸ . . . . .	135
C.4	Arbre ❹a . . . . .	137
C.5	Arbre ❹b . . . . .	139
C.6	Arbre ❺ . . . . .	139
C.7	Arbre ❻ . . . . .	141

<b>D Candidats potentiels de l'analyse à 183 GeV</b>	<b>145</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>149</b>
<b>Index</b>	<b>153</b>

# Introduction

Depuis que la Science existe, son objectif est de décrire les phénomènes naturels pour pouvoir les prédire. Dans l'Antiquité les Grecs, tels Démocrite, avaient eu l'intuition que la matière ne pouvait se diviser à l'infini. Il devait exister des objets insécables, d'où le mot "atome". Depuis environ un siècle, nous avons parcouru six ordres de grandeur dans l'infiniment petit et nous avons acquis les preuves expérimentales de l'existence de constituants "ultimes" de la matière à l'échelle de  $10^{-15}$  m. Le terme "ultime" sous-entend les limites actuelles de nos connaissances fixées en physique des particules par l'énergie accessible dans les accélérateurs.

Le Modèle Standard développé par Steven Weinberg, Abdus Salam et Sheldon Glashow (prix Nobel de Physique en 1979), est la théorie communément acceptée aujourd'hui pour décrire les phénomènes à l'échelle des particules élémentaires. Les quatre interactions fondamentales entre les douze particules de matière (et autant d'anti-matière) sont décrites dans le formalisme de la Théorie Quantique des Champs Relativistes. Il repose sur le principe d'invariance de jauge locale qui introduit des particules médiatrices pour chaque interaction. A ce jour aucune observation expérimentale ne met le Modèle Standard en défaut. Cependant cette théorie présente des insuffisances, en particulier elle ne prédit pas la valeur de la masse des particules. Le mécanisme de Higgs, introduit en 1963, permet de briser la symétrie électrofaible et d'engendrer la masse des particules tout en conservant la cohérence de la théorie. Ce mécanisme prédit l'existence d'un boson supplémentaire —le boson de Higgs— qui n'a toujours pas été observé.

Ce travail de thèse porte sur la recherche du boson de Higgs Standard dans les collisions électron-positron à une énergie de 183 GeV dans le centre de masse dans l'expérience ALEPH (chap. 2) auprès du collisionneur LEP. Le boson de Higgs y serait produit conjointement avec un boson  $Z^0$ . Nous avons développé une analyse dans le canal de désintégration où quatre quarks forment l'état final de la réaction (chap. 3). Un certain nombre de méthodes de reconnaissance sont utilisées (chap. 4), en particulier l'identification des saveurs lourdes, rendue possible par les caractéristiques du détecteur ALEPH. Nous avons mis au point une méthode originale, basée sur des arbres de décision binaires, pour utiliser et combiner au mieux l'ensemble des informations des événements (chap. 5). Finalement nous présentons l'application de l'analyse aux  $57 \text{ pb}^{-1}$  d'événements enregistrés par ALEPH autour de 183 GeV (chap. 6).



# Chapitre 1

## Le boson de Higgs : Aspects théoriques

Nous allons brièvement exposer les principes théoriques qui sous-tendent ce travail expérimental. En aucun cas il n'a la prétention d'être exhaustif et on se reportera aux références, en particulier [1–3].

Nous commencerons par décrire le Modèle Standard des particules élémentaires en insistant sur la brisure de symétrie électrofaible et le mécanisme de Higgs, enfin nous verrons comment le dépasser, en particulier dans le cadre du modèle supersymétrique minimal.

### 1.1 Le Modèle Standard de la Physique des Particules

Nous allons voir de quelle façon le Modèle Standard traite les particules élémentaires et leurs interactions.

#### 1.1.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires de matière connues à ce jour (ou dont l'existence est fortement soupçonnée) sont au nombre de 12—6 leptons et 6 quarks—, et s'organisent en trois familles (colonnes des tableaux suivants) :

Leptons		
$e$ (électron)	$\mu$ (muon)	$\tau$ (tau)
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

Quarks		
$u$ (up)	$c$ (charm)	$t$ (top)
$d$ (down)	$s$ (strange)	$b$ (beauty)

Tous les leptons ont été observés expérimentalement sauf le neutrino de la troisième famille ( $\nu_\tau$ ). On suppose que les neutrinos n'ont pas de masse et la vérification de cette affirmation aux conséquences importantes (en particulier en cosmologie) fait l'objet de nombreuses expériences.

Tous les quarks ont été observés, en particulier le quark top, prévu de longue date, a été découvert en 1995 au Fermilab [4, 5]. La classification des leptons

et des quarks en trois familles correspond à des échelles de masses différentes, mais surtout à des propriétés de symétrie entre particules d'une même famille. Les leptons et les quarks sont des fermions (particules de spin 1/2) et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Cela explique pourquoi ce sont les constituants de la matière puisque le principe d'exclusion de Pauli leur interdit de se trouver à la même position dans le même état. Alors que les leptons sont toujours vus comme des objets ponctuels à l'échelle du fermi ( $10^{-15}$  m), les quarks ont une taille finie à cette échelle. Une propriété essentielle des quarks est le confinement (§1.1.7) : contrairement aux leptons, on n'observe pas de quarks libres mais uniquement des assemblages de quarks (§1.1.4) sous forme de hadrons (proton, neutron, pions...).

### 1.1.2 Les interactions fondamentales

Les particules décrites précédemment sont soumises aux quatre interactions fondamentales connues à ce jour : l'interaction forte, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique et la gravitation. Toutes les particules sont soumises à la gravitation. L'interaction faible (qui régit par exemple la désintégration du neutron ou, ce qui revient au même, la radioactivité  $\beta$ ), ne concerne que les états d'hélicité gauche des particules de matière. Seules les particules chargées sont sensibles à l'électromagnétisme et seuls les quarks (ou plus généralement les hadrons) interagissent fortement. Les caractéristiques essentielles des 4 interactions fondamentales sont résumées dans le tableau suivant.

Interaction	Portée	Intensité relative	Particule échangée
gravitationnelle	$\infty$	$10^{-40}$	graviton ?
faible	$10^{-17}$ m	$10^{-5}$	$W^+$ , $W^-$ , $Z^0$
électromagnétique	$\infty$	$10^{-2}$	$\gamma$ (photon)
forte	$10^{-15}$ m	1	8 gluons

Un des succès de la Physique des Particules réside dans la description des interactions sous forme d'échange de particules. A côté des "particules de matière" de spin demi-entier (fermions) : les leptons et les quarks, existent les "particules d'interaction" (bosons) de spin entier et qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Le graviton (de spin 2) manque encore à l'appel [6].

### 1.1.3 Les principes

Les particules élémentaires sont décrites dans le cadre de la Théorie Relativiste des Champs Quantiques. Elle repose sur les deux piliers édifiés au début du XX<sup>ème</sup> siècle : la Mécanique Quantique et la Théorie de la Relativité. Les principes de la mécanique analytique (ou Hamiltonienne) sont utilisés pour décrire l'évolution d'un système par minimisation de l'action construite sur un lagrangien qui résume toute la physique d'un système. Les principes de symétrie et d'invariance sont parmi les plus puissants en Physique. S'ils sont invoqués dans un but de simplicité et d'esthétisme, ils n'en possèdent pas moins un pouvoir prédictif extraordinaire. Lorsqu'on impose au lagrangien d'être in-

variant sous certaines symétries globales cela conduit à des lois de conservation (théorème de Noether<sup>1</sup>).

Invariance		Conservation
translation d'espace	⇒	impulsion
translation temporelle	⇒	énergie
rotation spatiale	⇒	moment cinétique

Le lagrangien doit aussi être covariant, de manière à satisfaire l'invariance par transformation de Lorentz, et être compatible avec la Relativité Restreinte. Les interactions apparaissent naturellement lorsque l'on impose l'invariance par des symétries locales (Ces dernières sont des symétries abstraites dans les espaces des nombres quantiques des particules.). Par exemple pour laisser le lagrangien invariant par un changement de phase local, il est nécessaire d'y ajouter un terme complémentaire qui représente le champ de photon (§1.1.5), c'est à dire l'électromagnétisme.

### 1.1.4 Le modèle de Weinberg-Salam

Les observations expérimentales de l'interaction faible conduisent à structurer les particules en doublets et singlets :

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \\
 e_R & \mu_R & \tau_R & u_R, d'_R & c_R, s'_R & t_R, b'_R \\
 \boxed{\text{Leptons}} & & & \boxed{\text{Quarks}} & & 
 \end{array}$$

Les indices  $L$  et  $R$  désignent les hélicités<sup>2</sup> gauche ("Left") et droite ("Right"). Le même tableau existe pour les antiparticules à condition d'inverser les hélicités  $L \leftrightarrow R$ . Cette classification reflète l'existence d'une symétrie sous-jacente : la symétrie d'isospin faible. L'isospin est un nombre quantique conservé par l'interaction faible.

Les ' (primes) désignent les états propres de l'interaction faible. Ils sont reliés aux états propres de masse (les états physiques) par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM en abrégé) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Les paramètres de la matrice sont complexes mais la contrainte d'unitarité et la phase arbitraire des quarks permettent de la paramétrer par trois angles et une

<sup>1</sup>Le théorème de Noether a été établi en 1917 par la mathématicienne allemande Amalie Emmy Noether.

<sup>2</sup>L'hélicité est la projection du spin sur la direction de l'impulsion.

phase. Cette dernière rend compte de la violation de CP, où C est l'opérateur conjugaison de charge et P l'opérateur parité.

Les quarks possèdent un nombre quantique supplémentaire : la *couleur*, qui peut prendre trois valeurs, appelées symboliquement : *rouge*, *vert*, *bleu*. Cela permet de tenir compte du confinement des quarks (§1.1.7). La charge de couleur, contrairement à la charge électrique, n'est pas observable, seuls les singlets de couleur (états hadroniques de couleur blanche) le sont. Il s'agit par exemple des *baryons* formés par l'assemblage de trois quarks de couleurs différentes ou des *mésons* formés d'une paire quark-anti-quark ( $q\bar{q}$ ).

Les nombres quantiques des particules élémentaires sont résumés dans les tableaux suivants.

Lepton	$I$	$I_3$	$Q$	$Y$	Quark	$I$	$I_3$	$Q$	$Y$
$\nu_e$	1/2	1/2	0	-1	$u_L$	1/2	1/2	2/3	1/3
$e_L^-$	1/2	-1/2	-1	-1	$d_L$	1/2	-1/2	-1/3	1/3
$e_R^-$	0	0	-1	-2	$u_R$	0	0	2/3	4/3
					$d_R$	0	0	-1/3	-2/3

L'hypercharge  $Y$  et l'isospin faible  $I$  sont reliés à la charge électrique  $Q$  par :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.1)$$

L'opérateur associé à l'hypercharge faible engendre le groupe de symétrie  $U(1)_Y$ , et ceux associés à l'isospin faible le groupe  $SU(2)_L$ . L'indice  $L$  indique que l'interaction faible n'agit que sur les états d'hélicité gauche.

Le lagrangien du Modèle Standard s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{fermions}} + \mathcal{L}_{\text{jauge}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{masse fermions}}.$$

Dans les paragraphes suivants nous allons étudier l'une après l'autre ces quatre composantes en mettant l'accent au §1.2 sur le lagrangien du champ de Higgs.

### 1.1.5 Le lagrangien des champs de fermions

L'interaction électrofaible est une théorie de jauge basée sur le groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .  $SU(2)$  est un groupe non-abélien qui possède les trois générateurs d'isospin faible  $\sigma^a$  (les matrices de Pauli) et le groupe  $U(1)$  n'en possède qu'un : l'opérateur d'hypercharge  $Y$ . A ces opérateurs sont associés des champs de jauge : un triplet  $W_{a=1,2,3}^a$  pour l'isospin faible et  $B$  pour l'hypercharge. L'interaction d'isospin n'agit que sur les états d'hélicité gauche, les doublets, alors que l'hypercharge agit sur tous les états d'hélicité. Cela se traduit dans la forme du lagrangien des champs de fermions :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{fermions}} &= \mathcal{L}_{\text{leptons}} + \mathcal{L}_{\text{quarks}} \\ &= \sum_{\text{familles}} \left[ i \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{e} \end{pmatrix}_L \gamma^\mu D_{\mu L} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + i \bar{e}_R \gamma^\mu D_{\mu R} e_R + \right. \\ &\quad \left. i \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{d} \end{pmatrix}_L \gamma^\mu D_{\mu L} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + \sum_{q=u,d} i \bar{q}_R \gamma^\mu D_{\mu R} q_R \right], \end{aligned}$$

où les *dérivées covariantes* sont :

$$D_{\mu L} = \partial_{\mu} + ig \frac{\sigma_a}{2} W_{\mu}^a + ig' \frac{Y}{2} B_{\mu} \quad (1.2)$$

$$D_{\mu R} = \partial_{\mu} + ig' \frac{Y}{2} B_{\mu}, \quad (1.3)$$

et  $\gamma^{\mu}$  les matrices de Dirac. Les couplages  $g$  et  $g'$  des fermions aux champs de jauge  $W$  et  $B$  apparaissent dans les dérivées covariantes pour rétablir l'invariance de jauge locale. Les termes en  $\partial_{\mu}$  sont les termes cinétiques.

Les champs qui interviennent ne sont pas les champs physiques. Pour les trouver on peut s'intéresser par exemple au couplage  $e\nu_e W$ . Le terme concerné dans le lagrangien est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{e\nu_e W} &= -g \left( \bar{\nu}_e \quad \bar{e} \right)_L \gamma^{\mu} \frac{\sigma_a}{2} W_{\mu}^a \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \\ &= -\frac{g}{2} \left( \bar{\nu}_e \quad \bar{e} \right)_L \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} W_{\mu}^3 & W_{\mu}^1 - iW_{\mu}^2 \\ W_{\mu}^1 + iW_{\mu}^2 & -W_{\mu}^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \\ &= -\frac{g}{2} \left[ W_{\mu}^3 (\bar{\nu}_{eL} \gamma^{\mu} \nu_{eL} - \bar{e}_L \gamma^{\mu} e_L) \right. \\ &\quad \left. + (W_{\mu}^1 - iW_{\mu}^2) \bar{\nu}_{eL} \gamma^{\mu} e_L + (W_{\mu}^1 + iW_{\mu}^2) \bar{e}_L \gamma^{\mu} \nu_{eL} \right]. \end{aligned}$$

On peut ainsi identifier les champs physiques  $W_{\mu}^{\pm}$  aux champs complexes formés par la combinaison linéaire des champs de jauge  $1/\sqrt{2}(W_{\mu}^1 \mp iW_{\mu}^2)$ .

Il reste à identifier les champs neutres  $Z_{\mu}$  et  $A_{\mu}$  associés aux particules physiques,  $Z^0$  et photon ( $\gamma$ ), en fonction des deux champs scalaires neutres  $W_{\mu}^3$  et  $B_{\mu}$ . Le couplage des neutrinos aux champs de jauge fait intervenir les termes suivants du développement du lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\nu\nu} = -\frac{1}{2} \left[ gW_{\mu}^3 - g'B_{\mu} \right] \bar{\nu}_{eL} \gamma^{\mu} \nu_{eL}.$$

On peut identifier le champ physique  $Z^0$  à la combinaison linéaire normalisée qui couple les deux neutrinos (ou les deux électrons) :

$$Z_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left( gW_{\mu}^3 - g'B_{\mu} \right).$$

Les neutrinos ne possèdent pas de charge électrique. Par conséquent le champ  $Z_{\mu}$  ne contient pas de composante du champ de photon. C'est donc la combinaison linéaire de  $W_{\mu}^3$  et  $B_{\mu}$  orthogonale à la précédente, soit :

$$A_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left( g'W_{\mu}^3 + gB_{\mu} \right).$$

On définit l'angle de Weinberg par :

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.4)$$

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (1.5)$$

En résumé, les états physiques ( $\gamma, Z^0, W^\pm$ ) sont reliés aux champs de jauge  $B^\mu$  et  $W^\mu$  par :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.6)$$

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Les termes de couplage des leptons aux champs de jauge dans le lagrangien des champs de fermions peuvent se récrire en fonction des champs physiques :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Leptons}} = \sum_{\text{familles}} \left\{ -\frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L + W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_{eL}) \right. \\ \left. -\sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu \left[ \frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \sin^2 \theta_W (-\bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_R \gamma^\mu e_R) \right] \right. \\ \left. -\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu (-\bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_R \gamma^\mu e_R) \right\}. \end{aligned}$$

On définit le couplage électromagnétique habituel (la charge électrique) par  $e = gg'/\sqrt{g^2 + g'^2}$  et d'après (1.4) et (1.5) :

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

On peut choisir de manière équivalente d'utiliser  $e$  et  $\sin \theta_W$  ou les deux constantes de couplage  $g$  et  $g'$ .

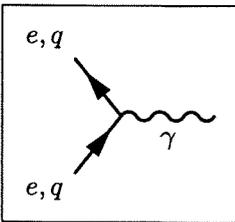
Pour les quarks on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Quarks}} = \sum_{\text{familles}} \left\{ -\frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + W_\mu^- \bar{d}_L \gamma^\mu u_L) \right. \\ \left. -\frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Z_\mu \left[ \frac{1}{2} (g^2 - \frac{1}{3}g'^2) \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \frac{2}{3}g'^2 \bar{u}_R \gamma^\mu u_R \right. \right. \\ \left. \left. -\frac{1}{2} (g^2 + \frac{1}{3}g'^2) \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \frac{1}{3}g'^2 \bar{d}_R \gamma^\mu d_R \right] \right. \\ \left. -\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu \left( \frac{2}{3} \bar{d} \gamma^\mu d - \frac{1}{3} \bar{u} \gamma^\mu u \right) \right\}. \end{aligned}$$

Finalement le lagrangien d'interaction électrofaible des fermions peut se décomposer en fonction des trois composantes de base :

$$\mathcal{L}_{\text{fermions}} = \mathcal{L}_{\text{e.m.}} + \mathcal{L}_{\text{c.c.}} + \mathcal{L}_{\text{c.n.}}$$

- L'interaction électromagnétique (e.m.) :



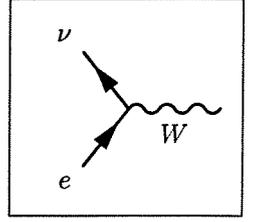
$$\mathcal{L}_{\text{e.m.}} = \sum_{\text{familles}} -e \left( -\bar{e} \gamma^\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma^\mu d \right) A_\mu,$$

où l'on voit apparaître les charges électriques ( $-1; 2/3; -1/3$ ) des fermions ( $e; u; d$ ) comme constantes de couplage au champ de photon  $A_\mu$ .

- L'interaction faible par courant chargé (c.c.) :

$$\mathcal{L}_{\text{c.c.}} = \sum_{\text{familles}} \frac{g'}{\sqrt{2}} \left( \bar{\nu}_e \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} e W_\mu^+ + \bar{e} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} \nu_e W_\mu^- + \bar{u} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} d W_\mu^+ + \bar{d} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} u W_\mu^- \right),$$

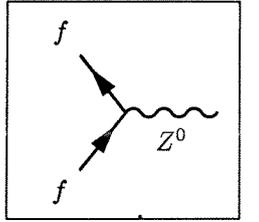
qui couple les états d'hélicité gauche aux bosons  $W^+$  et  $W^-$ .



- L'interaction faible par courant neutre (c.n.) :

$$\mathcal{L}_{\text{c.n.}} = \sum_{\text{fermions}} -\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{f} \gamma^\mu \left( \frac{g_{Vf} - g_{Af} \gamma^5}{2} \right) f Z_\mu,$$

qui couple les fermions au boson  $Z^0$  par la combinaison d'un couplage axial  $g_{Af}$  et d'un couplage vectoriel  $g_{Vf}$  propres à chaque fermion, donnés dans le tableau suivant.



fermions		$g_{Vf}$	$g_{Af}$
leptons	$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$g^2 + g'^2$	$g^2 + g'^2$
	$e, \mu, \tau$	$3g^2 - g'^2$	$-(g^2 + g'^2)$
quarks	$u, c, t$	$-\frac{5}{3}g^2 + g'^2$	$g^2 + g'^2$
	$d, s, b$	$\frac{1}{3}g^2 - g'^2$	$-(g^2 + g'^2)$

### 1.1.6 Le lagrangien des champs de jauge

Les champs  $W$  et  $B$  sont introduits sous forme de dérivées covariantes (éq. 1.2 et 1.3) dans le lagrangien des fermions pour assurer l'invariance de jauge locale sous  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Cela fait aussi apparaître deux termes propres aux champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{\text{jauge}} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.8)$$

où les tenseurs des champs sont :

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.9)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.10)$$

Le premier terme dans (1.8) est un terme d'énergie cinétique et d'auto-couplage du champ  $W$  tandis que le second est un terme d'énergie cinétique du champ  $B$ .

Les deux lagrangiens  $\mathcal{L}_{\text{fermions}}$  et  $\mathcal{L}_{\text{jauge}}$  décrivent l'interaction électrofaible entre fermions par l'intermédiaire des bosons de jauge  $W^+, W^-, Z^0$  et  $\gamma$ , mais aucun de ces bosons n'a de masse. Cela est contraire à l'expérience et nous verrons au §1.2 comment ils deviennent massifs.

### 1.1.7 Quelques propriétés de la Chromodynamique Quantique

La Chromodynamique Quantique (“Quantum ChromoDynamics”, QCD en abrégé) est la théorie de l’interaction forte entre quarks. Les quarks possèdent trois degrés de liberté de couleur : *rouge*, *vert* et *bleu*. La QCD repose sur le groupe de symétrie  $SU(3)_C$  dont les  $3^2 - 1 = 8$  générateurs sont les gluons qui assurent l’échange de couleur entre deux quarks en interaction. Une des particularités de la QCD est d’être une théorie de jauge *non-abélienne*. Par conséquent les gluons, porteurs de couleurs, peuvent interagir entre eux par le biais de couplage à trois gluons. Cette différence importante par rapport à l’Electrodynamique Quantique (“Quantum ElectroDynamics”, QED en abrégé), où les photons ne peuvent pas interagir entre eux, entraîne une évolution de la constante de couplage ( $\alpha_s$ ) inverse de celle de la QED. Alors que  $\alpha$  augmente lorsque l’énergie augmente (ou lorsque la distance diminue), la constante de couplage forte  $\alpha_s$  diminue lorsque l’énergie augmente. En d’autres termes, la couleur des quarks est écrantée aux petites distances, et deux quarks sont comme libres lorsqu’ils sont proches (c’est la *liberté asymptotique*).

Un des postulats de la QCD est que les états physiques sont des singlets de couleurs : seuls les états hadronique sans charge de couleur (*blanc*=*couleur*+*anti-couleur* ou *rouge*+*vert*+*bleu*) sont observables (§1.1.4). Les quarks sont confinés au sein des hadrons et si on tente de les en arracher, ils s’habillent de quarks jaillis du vide par paires. On décrit ce phénomène complexe dans le cadre du modèle des cordes [7–9]. Les lignes de champ entre deux quarks sont resserrées du fait de l’interaction entre gluons, et forment un tube de couleur (fig. 1.1(a)).

Au fur et à mesure que les quarks s’éloignent, l’énergie stockée dans

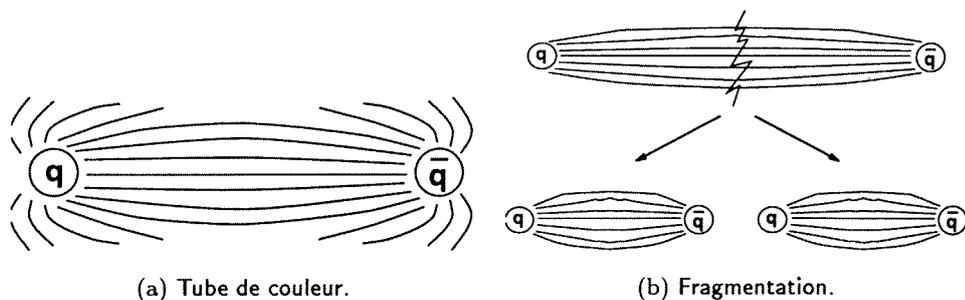
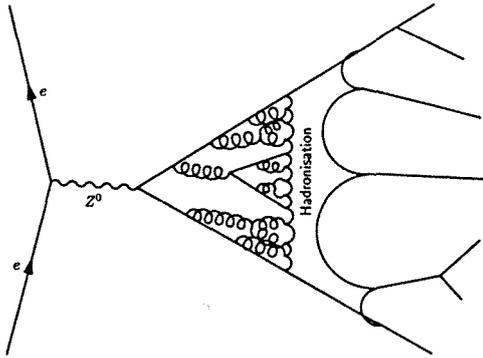


Figure 1.1: Le modèle des cordes.



**Figure 1.2:** Schéma de l'hadronisation des quarks  
de particules suite à la production de quarks dans les événements du type  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  par exemple (fig. 1.2).

la corde augmente et peut devenir suffisante pour qu'une paire  $q\bar{q}$  se matérialise. La corde initiale se casse en deux cordes (fig. 1.1(b)) et le processus continue jusqu'à ce que l'énergie transverse des quarks soit trop faible. On aboutit donc, en tenant compte aussi de la radiation de gluons ( $g \rightarrow q\bar{q}$ ) et de la fragmentation, à un ensemble de hadrons. Ce processus d'hadronisation explique pourquoi on observe des jets

## 1.2 Brisure de symétrie électrofaible et boson de Higgs

L'invariance de jauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  impose une masse nulle aux bosons de jauge car le terme de masse  $m^2 A_\mu A^\mu$  n'est pas invariant par la transformation  $A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \chi(x)$ . Cependant l'expérience montre que les bosons de jauge électrofaibles  $Z^0$  et  $W^\pm$  ont une masse ( $m_Z = 91.82 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_W \simeq 81 \text{ GeV}/c^2$ ).

Le mécanisme de Higgs permet de contourner cet inconvénient et d'introduire la masse des bosons de jauge dans le lagrangien sans briser l'invariance.



Peter Higgs

### 1.2.1 Principe du mécanisme de Higgs

Le principe du mécanisme de Higgs consiste à introduire un champ scalaire supplémentaire et qui possède la symétrie du champ de jauge. Considérons tout d'abord le cas d'un champ de jauge abélien sans masse  $A_\mu$  et d'un champ scalaire  $\phi$  décrits par le lagrangien :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - V(\phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.11)$$

où le potentiel est :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2.$$

avec  $\mu^2 > 0$  et  $\lambda > 0$ , de telle sorte que le potentiel possède une borne inférieure.  $F_{\mu\nu}$  est le tenseur antisymétrique du champ  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ .

La transformation de jauge infinitésimale :

$$\begin{cases} \phi & \rightarrow 1 + ig\chi(x)\phi \\ A_\mu & \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \chi(x) \end{cases},$$

laisse le lagrangien (éq. 1.11) invariant à condition d'utiliser la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu.$$

Le potentiel  $V(\phi)$  (fig. 1.3) présente un minimum pour  $\phi = v/\sqrt{2}$  avec  $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$ , c'est à dire pour une valeur non nulle de  $\phi$  qui ne respecte pas

la symétrie du potentiel. Le calcul perturbatif des excitations du vide s'opère autour de ce minimum en effectuant la substitution :

$$\phi = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}},$$

où  $h(x)$  est un champ réel.

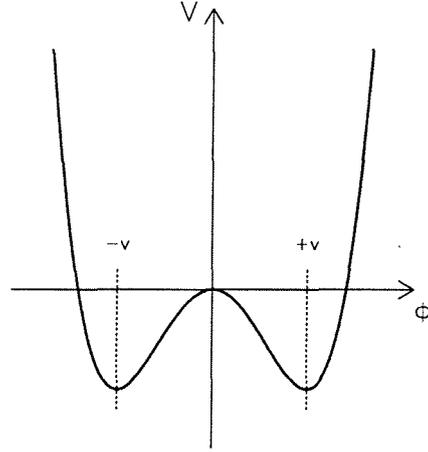
Le lagrangien (éq. 1.11) se réécrit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial_\mu - igA_\mu)(v + h)(\partial^\mu + igA^\mu)(v + h)] + \frac{1}{2}\mu^2(v + h)^2 - \frac{1}{4}\lambda(v + h)^4 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}.$$

Le développement donne un certain nombre de termes dont :

- $\boxed{g^2 v^2 A_\mu A^\mu}$  terme de masse du champ de jauge,
- $\boxed{\lambda v^2 h}$  terme de masse du champ scalaire,
- $\boxed{v g^2 h A_\mu A^\mu}$  et  $\boxed{g^2 h^2 A_\mu A^\mu}$  interaction du champ scalaire  $h$  avec le champ de jauge  $A$ ,
- $\boxed{\lambda h^4}$  et  $\boxed{v \lambda h^3}$  auto-interaction du champ scalaire.

Le mécanisme de Higgs génère une masse  $m_A^2 \propto g^2 v^2$  aux bosons de jauge grâce au champ scalaire qui possède une valeur dans le vide non nulle  $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$ . Il reste un boson scalaire massif  $m_h \propto \sqrt{\lambda v^2}$ , le boson de Higgs  $h$ , comme vestige de ce phénomène. La masse du boson de jauge détermine la valeur de  $v$  mais rien ne permet de connaître la valeur du paramètre du potentiel scalaire  $\lambda$  et de prédire la masse du boson de Higgs. Cependant les couplages du Higgs au champ de jauge sont connus car ils ne dépendent pas de  $\lambda$  et on peut calculer les sections efficaces de production et de désintégration du boson de Higgs.



**Figure 1.3:** Potentiel de Higgs du type  $V(\phi) = -\mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$ .

### 1.2.2 Le lagrangien du champ de Higgs

Nous allons maintenant étudier comment le mécanisme de Higgs est mis en œuvre dans la théorie électrofaible de Weinberg et Salam.

Dans le Modèle Standard, le champ de Higgs est un doublet scalaire complexe d'hypercharge  $Y = 1$  :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

décrit par le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_{\mu L} \phi)^\dagger (D_L^\mu \phi) - V(\phi), \quad (1.12)$$

où  $D_L^\mu$  est la dérivée covariante définie précédemment (éq. 1.2). Elle introduit les couplages entre le champ de Higgs et les champs de jauge. L'auto-interaction du champ de Higgs est donnée dans  $V(\phi)$  :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 \text{ avec } \mu^2 > 0 \text{ et } \lambda > 0. \quad (1.13)$$

Le potentiel atteint un minimum pour un champ  $\phi$  dont la valeur moyenne dans le vide  $v$  n'est pas nulle. On choisit :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{ avec } v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}, \quad (1.14)$$

pour ne garder que la composante neutre du champ. Si on choisissait  $\langle \phi^+ \rangle \neq 1$ , le vide posséderait une densité d'énergie chargée infinie, ce qui pose des problèmes cosmologiques. Par rapport à cette référence, le champ s'écrit :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}.$$

La masse des bosons de jauge s'obtient en substituant la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs dans le lagrangien  $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ . Le terme de masse est donné par les dérivées covariantes :

$$\begin{aligned} |D_L^\mu \phi_0|^2 &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8} v^2 g^2 \left[ (W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right] + \frac{1}{8} v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)(g'B_\mu - gW_\mu^3) \\ &= \left( \frac{1}{2} v g \right)^2 W^{\mu+} W_\mu^- \\ &\quad + \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{\mu 3} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

où l'on a introduit les états physiques  $W^\pm$  de la même façon que dans l'équation (1.6). Le premier terme est le terme de masse pour un boson chargé de la forme  $m_W^2 W^+ W^-$ . On obtient donc :

$$m_W = \frac{1}{2} v g. \quad (1.16)$$

Le terme suivant ( $1/8 v^2 \dots$ ) n'est pas diagonal dans la base formée par  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$  et donne des termes croisés dans le développement de la forme quadratique. Cela empêche toute identification du  $Z$  et du  $A$  avec des termes de masse de la forme  $1/2 m_Z^2 Z^2 + 1/2 m_A^2 A^2$ . Cela reflète le fait que  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$  ne sont pas les

champs physiques (états propres de masse). La matrice possède deux valeurs propres : 0 et  $g^2 + g'^2$ , et dans la nouvelle base normalisée :

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \text{ pour la valeur propre } 0, \quad (1.17)$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \text{ pour la valeur propre } g^2 + g'^2, \quad (1.18)$$

le terme de masse (éq. 1.15) du lagrangien (éq. 1.12) s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & m_Z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix},$$

où  $A_\mu$  et  $Z_\mu$  sont les champs physiques (photon et  $Z^0$ ) de masses :

$$m_A = 0 \quad (1.19)$$

$$m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}. \quad (1.20)$$

La mesure de la masse du  $Z^0$  permet de connaître la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs, soit  $v = 174 \text{ GeV}$ .

On définit l'angle de Weinberg  $\theta_W$  :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}.$$

Avec cette notation les champs s'écrivent :

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu \cos \theta_W + W_\mu \sin \theta_W \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu \cos \theta_W, \end{aligned} \quad (1.21)$$

et d'après les équations (1.16) et (1.20) :

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W. \quad (1.22)$$

Il est à noter qu'avec une approche totalement différente on trouve les mêmes relations qu'au §1.1.5 (éq. 1.6). Autrement dit, les états propres de masse sont les mêmes que les bosons de jauge physiques de l'interaction électrofaible ( $\gamma$ ,  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$ ). D'une certaine manière cela conforte le mécanisme de Higgs qui est cohérent avec le reste de la théorie.

L'inégalité des masses du  $Z^0$  et  $W^\pm$  résulte du mélange entre les champs  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$  décrits par l'angle de Weinberg. Le champ de photons a une masse nulle et  $m_Z > m_W$ . Cette dernière relation, tirée de l'équation (éq. 1.22), est une prédiction du Modèle Standard avec un doublet de Higgs. Un autre choix pour le secteur de Higgs conduirait à :

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

On peut aussi exprimer la masse du champ de Higgs en remplaçant  $\phi_0$  (éq. 1.14) dans les deux premiers termes du potentiel  $V(\phi)$  (éq. 1.13) et on obtient :

$$m_H^2 = 2v^2\lambda.$$

La valeur de  $\lambda$  n'étant pas prédite,  $m_H$  est un paramètre libre du modèle qu'il convient de mesurer.

### 1.2.3 Le lagrangien de masse des fermions

L'invariance de jauge interdit la présence d'un terme de masse pour les fermions<sup>3</sup> :  $m_f \bar{f}f = m_f (\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L)$ . Cependant dans le Modèle Standard le même doublet de Higgs peut servir à générer à la fois la masse des bosons de jauge et la masse des fermions.

Dans le cas des leptons on introduit le terme :

$$\mathcal{L}_{\text{masse fermions}} = \sum_{\text{leptons}} -G_e \left[ \left( \begin{array}{c} \bar{\nu}_e \\ \bar{e} \end{array} \right)_L \left( \begin{array}{c} \phi^+ \\ \phi^0 \end{array} \right) e_R + \bar{e}_R \left( \begin{array}{c} \phi^- \\ \bar{\phi}^0 \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e \end{array} \right)_L \right]. \quad (1.23)$$

Après brisure spontanée de symétrie, en substituant

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \begin{array}{c} 0 \\ v + H \end{array} \right),$$

le lagrangien (éq. 1.23) devient :

$$\mathcal{L}_{\text{masse fermions}} = - \sum_{\text{leptons}} \left[ \frac{G_e}{\sqrt{2}} v (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) H \right].$$

Si on choisit  $G_e$  tel que :

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}},$$

le terme de masse apparaît dans le lagrangien :

$$\mathcal{L} = - \sum_{\text{leptons}} m_e \bar{e} e \left( 1 + \frac{H}{v} \right).$$

On fait de même pour les quarks, et le lagrangien de masse des fermions s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{masse fermions}} = - \sum_{\text{familles}} \left[ m_e \bar{e} e \left( 1 + \frac{H}{v} \right) + m_u \bar{u} u \left( 1 + \frac{H}{v} \right) + m_d \bar{d} d \left( 1 + \frac{H}{v} \right) \right].$$

Comme précédemment il ne s'agit pas d'une prédiction de la masse des fermions puisque le paramètre  $G_e$  est arbitraire mais on a réussi à tenir compte de la masse des fermions dans le lagrangien sans violer l'invariance de jauge.

Comme  $v = 174 \text{ GeV}$ , les effets du vertex  $\bar{f}fH$  sont très faibles et n'ont jamais été observés.

### 1.2.4 Couplages du boson de Higgs

Nous pouvons récrire le lagrangien du champ de Higgs (éq. 1.12) en termes de champs de jauge physiques. Le terme de couplage du boson de Higgs au  $Z^0$  et aux  $W^\pm$  est :

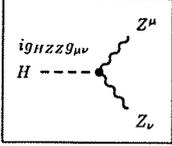
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{H-W/Z} &= |D_L^\mu|^2 \\ &= \left( \frac{v+H}{\sqrt{2}} \right)^2 \left( \frac{m_W^2}{v^2} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{m_Z^2}{v^2} Z_\mu Z^\mu \right). \end{aligned}$$

<sup>3</sup>Le produit d'un doublet et d'un singlet n'est pas invariant par  $SU(2)$ .

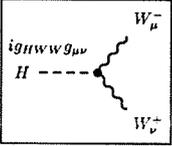
En laissant de côté les termes constants, les vertex HZZ et  $HW^+W^-$  s'écrivent :

$$\mathcal{L}_{H-W/Z} = \frac{m_W^2}{v} HW_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{m_Z^2}{v} HZ_\mu Z^\mu.$$

Le couplage du champ de Higgs aux bosons de jauge est proportionnel au carré de leurs masses :

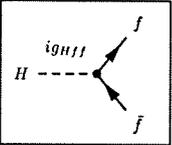


$$g_{HZZ} = \frac{m_Z^2 \sqrt{2}}{v} = 2(G_F \sqrt{2})^{\frac{1}{2}} m_Z^2, \quad (1.24)$$



$$g_{HWW} = \frac{m_W^2 \sqrt{2}}{v} = 2(G_F \sqrt{2})^{\frac{1}{2}} m_W^2. \quad (1.25)$$

Le couplage du boson de Higgs aux fermions apparaît directement dans le lagrangien de masse des fermions :



$$g_{Hff} = \frac{m_f}{v}.$$

On remarque que le couplage du boson de Higgs est proportionnel à la masse des fermions et au carré de la masse des bosons. La désintégration en paires de fermions est donc favorisée à basse énergie.

En résumé nous avons vu que le Modèle Standard de Weinberg et Salam décrit l'interaction des fermions dans le cadre du groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  par l'intermédiaire des bosons de jauge  $W^\pm$ ,  $W^3$  et  $B^3$ . On brise spontanément cette symétrie en introduisant un nouveau champ scalaire complexe d'hypercharge 1, le champ de Higgs, dont le minimum viole la symétrie du lagrangien. De ce fait trois des degrés de liberté introduits sont "absorbés" par les bosons de jauge  $W^0$ ,  $W^\pm$  pour donner une masse aux états physiques  $W^\pm$ ,  $Z^0$  alors que le champ de photons  $A_\mu$  reste sans masse. Le degré de liberté restant se manifeste sous la forme d'une particule scalaire : le boson de Higgs, dont la masse n'est pas prédite. Par contre les couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons sont parfaitement connus et proportionnels aux masses des particules.

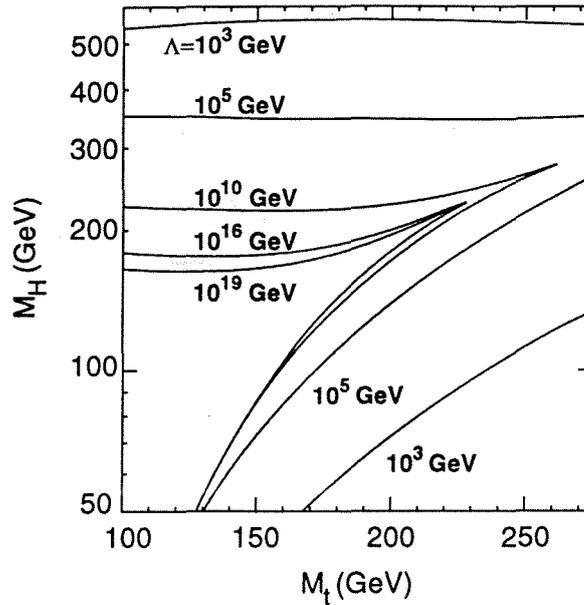
### 1.2.5 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs  $m_H = v\sqrt{2\lambda}$  n'est pas directement prédite dans le modèle mais certaines considérations permettent de la contraindre [10].

Lorsque la masse du boson de Higgs devient très grande, son auto-couplage et son couplage aux bosons de jauge longitudinaux deviennent grands. Pour pouvoir considérer la théorie comme une théorie perturbative, il est nécessaire d'y ajouter une borne supérieure sur la masse du boson de Higgs. En effet à haute énergie l'amplitude de diffusion élastique des  $W^+$  et  $W^-$  au niveau de l'arbre incluant les boucles de bosons de Higgs tend vers une constante, ce qui viole l'unitarité et donne une autre borne supérieure.

$$\text{Unitarité} \Rightarrow m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$$

Les limites supérieures sur  $m_H$  doivent cependant être interprétées avec prudence. Il ne s'agit pas réellement de borne supérieure mais d'une indication



**Figure 1.4:** Contraintes sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top  $m_t$  et de l'échelle  $\Lambda$  d'apparition d'une nouvelle Physique.

de l'échelle de masse à partir de laquelle on ne peut plus considérer le boson de Higgs comme une particule élémentaire<sup>4</sup>. Cela donne l'échelle d'énergie où apparaît une nouvelle Physique.

A l'inverse, la stabilité du vide donne une borne inférieure pour de faibles masses du boson de Higgs. La masse du boson de Higgs est donnée par  $m_H = \sqrt{2\lambda}v$ , où  $v = 174 \text{ GeV}$  et  $\lambda$  est un paramètre libre décrivant l'auto-couplage du champ de Higgs (éq. 1.13). L'évolution de  $\lambda$  est donnée par :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{6}{16\pi^2}(\lambda^2 + \lambda h_t^2 - h_t^4) + \text{corr. e.-faible}, \quad (1.26)$$

où  $t = \ln(q^2/\Lambda^2)$ . La variable  $h_t$  est le couplage du boson de Higgs au quark top. Le terme en  $-h_t^4$  dans l'équation (1.26) entraîne  $\lambda$  vers des valeurs négatives pour les faibles valeurs de  $t$ . Si on suppose que la théorie reste valide jusqu'à une échelle  $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$ , il existe une valeur de  $t$  pour laquelle le vide peut devenir instable puisque le potentiel de Higgs n'admet plus de minimum. Il en découle une borne inférieure sur  $m_H$  qui dépend de la masse du quark top  $m_t$ .

$\text{Stabilité du vide} \Rightarrow m_H > 52 \text{ GeV}/c^2 + 0.64(m_t - 175 \text{ GeV}/c^2)$

Ces contraintes sont résumées sur la figure 1.4 en fonction de  $m_t$  pour différentes valeurs de  $\Lambda$ .

Nous verrons au chapitre 3 les contraintes expérimentales connues à ce jour.

<sup>4</sup>Il est à noter que la largeur du boson de Higgs est proportionnelle au cube de sa masse pour  $m_H > 2 m_Z$ .

### 1.3 Au-delà du Modèle Standard

Le Modèle Standard incorpore toutes les particules et les interactions connues à ce jour (sauf la gravitation). Ses prédictions sont en accord avec l'expérience à un degré rarement atteint en Physique. Les prédictions sur l'existence de particules, comme le  $Z^0$ , les  $W^\pm$ , le quark top, et les relations sur les masses des bosons de jauge, se sont avérées exactes et cela conforte les autres prédictions, comme l'existence du boson de Higgs. Cependant le Modèle Standard achoppe sur un certain nombre de points.

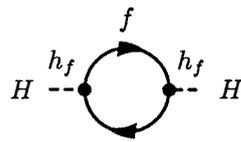


Figure 1.5: Boucle de fermions.

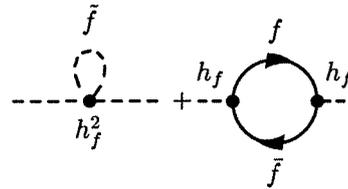


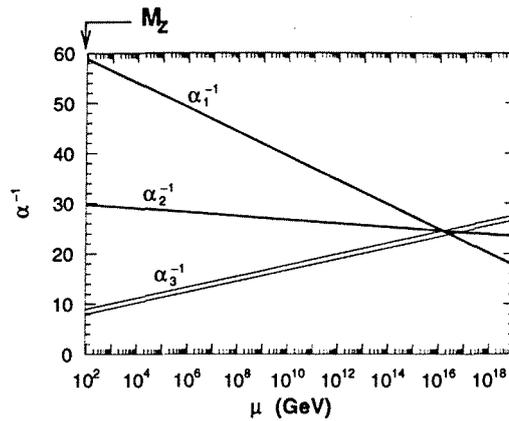
Figure 1.6: Solution au problème de naturalité.

Paramètres libres du Modèle Standard	
$m_e, m_\mu, m_\tau$	masses des leptons
$m_u, m_d, m_s, m_c, m_t, m_b$	masses des quarks
$m_{W^+}, m_{W^-}, m_{Z^0}$	masses des bosons de jauge
$\alpha, \alpha_S$	constantes de couplage
$\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta$	coefficients de la matrice CKM

Tableau 1.1: Les 18 paramètres libres du Modèle Standard.

- Les masses des particules sont générées, mais non prédites, par un mécanisme rajouté “à la main”.
- Les corrections en boucles faisant intervenir le boson de Higgs (fig. 1.5) sont quadratiquement divergentes du fait du couplage à la masse (*naturalité*).
- Le Modèle Standard repose sur 18 paramètres libres (tab.1.1), c'est-à-dire non prédits<sup>5</sup>.
- Pourquoi  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  est-il le “bon” groupe de symétrie ?
- Pourquoi y a-t-il trois familles de particules ?
- Comment rendre compte de la gravitation ?

<sup>5</sup>La détermination précise de ces paramètres fait l'objet de nombreuses expériences de Physique.



**Figure 1.7:** Unification des constantes de couplage dans le cadre du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) [11].

Nous allons voir comment certains problèmes liés au mécanisme de Higgs peuvent être résolus. Enfin nous discuterons des extensions du Modèle Standard.

### 1.3.1 Supersymétrie

Une des manières d'éliminer certains problèmes du secteur de Higgs est de chercher de nouvelles symétries. La *Supersymétrie* (SUSY en abrégé) consiste à associer un fermion à chaque boson et inversement. Une particule et son partenaire supersymétrique forment un supermultiplet dégénéré en masse. Il y aurait donc autant de fermions que de bosons et on aurait seulement découvert la moitié des particules.

$$\text{fermion} \leftrightarrow \text{boson}$$

La supersymétrie résout quelques problèmes du Modèle Standard en unifiant la description des fermions et des bosons :

- elle stabilise la masse des scalaires par l'exacte compensation des boucles fermioniques, puisque si SUSY est exacte  $m_f = m_{\tilde{f}}$  (fig. 1.6),
- si elle est locale elle implique la supergravité et entraîne la brisure de symétrie électrofaible.

Comme manifestement SUSY est brisée, puisqu'on n'observe aucun *superpartenaire* des particules existantes, la compensation (fig. 1.6) n'est pas exacte mais la différence entre les deux diagrammes est :

$$\begin{aligned} \delta\mu^2 &= \lambda (m_{\tilde{f}}^2 - m_f^2) \\ &\simeq \lambda m_{\text{SUSY}}^2, \end{aligned}$$

superpartenaire :  
partenaire  
supersymétrique  
d'une particule

où  $m_{\text{SUSY}}^2 = m_{\tilde{f}}^2 - m_f^2$  est l'amplitude de la brisure de symétrie. Cela résout le problème de hiérarchie à condition que  $m_{\text{SUSY}} \leq 1 \text{ TeV}$ ; cela expliquerait

que l'on n'ait pas encore observé de particules supersymétriques du fait de leur masse élevée.

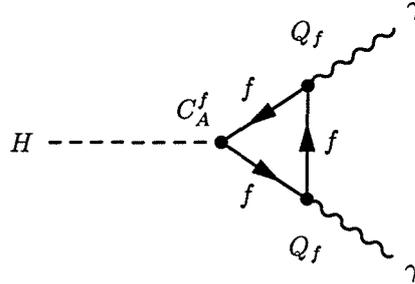


Figure 1.8: Anomalie due aux boucles fermioniques.

### 1.3.2 Le Modèle SuperSymétrique Minimal

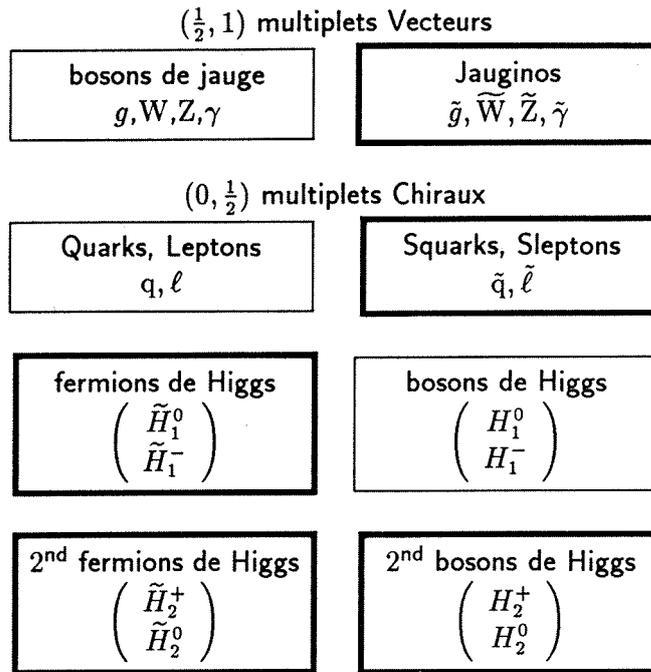
Il existe de nombreux modèles de ce type et la manière de briser la symétrie n'est pas unique. Nous nous limitons à une extension particulière de ce modèle : le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM en abrégé), aussi appelée Super-symétrie  $N=1$  car elle ne possède qu'un seul générateur supersymétrique  $Q^\alpha$  qui fait passer des fermions aux bosons. Dans ce modèle les constantes de couplage s'unifient avec grande précision (fig. 1.7).

$$\begin{pmatrix} \phi \\ \psi \end{pmatrix} \begin{array}{l} \text{spin } 0 \\ \text{spin } 1/2 \end{array} \qquad \begin{pmatrix} \lambda \\ \gamma \end{pmatrix} \begin{array}{l} \text{spin } 1/2 \\ \text{spin } 1 \end{array}$$

multiplet chiral

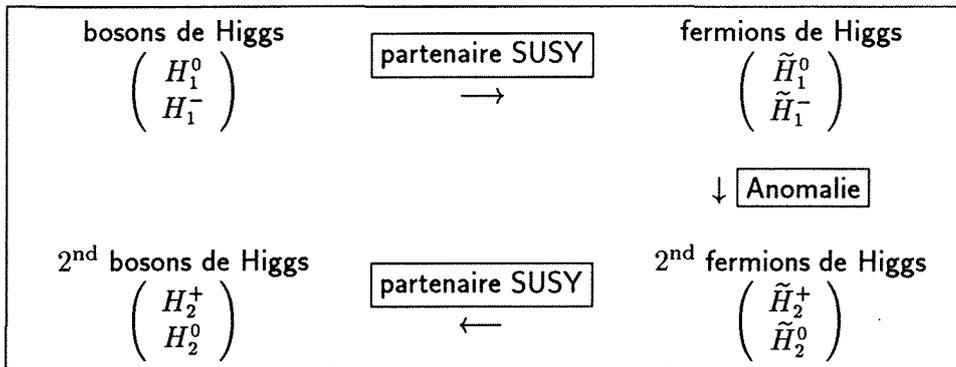
multiplet vecteur

Les bosons de jauge standards (de spin 1) sont rangés dans des multiplets vecteurs et leurs superpartenaires (de spin 1/2) sont appelés les jauginos (gluino  $\tilde{g}$ , photino  $\tilde{\gamma}$ ,...). Les quarks et les leptons (de spin 1/2) sont rangés dans des multiplets chiraux et leurs superpartenaires (de spin 0) sont appelés les squarks  $\tilde{q}$  et les sleptons  $\tilde{\ell}$ . Une particule SUSY partage les mêmes nombres quantiques  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  que son partenaire. Par conséquent le partenaire SUSY du doublet de Higgs ( $H_1^0, H_1^-$ ) pourrait être le doublet de leptons  $(\nu_\ell, \ell^-)_L$  car il possède les mêmes nombres quantiques (singlet de couleur, doublet d'isospin faible, hypercharge -1). Cependant ils ne sont pas identiques, à moins de violer la conservation du nombre leptonique. On doit donc introduire un multiplet chiral de higgsinos  $H = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$ , comme superpartenaire du doublet de bosons de Higgs. Pour annuler les anomalies dues aux boucles fermioniques (fig. 1.8) on introduit un deuxième doublet de fermions de Higgs d'hypercharge opposée. Et pour compléter le spectre on rajoute son partenaire supersymétrique soit un second doublet de bosons de Higgs. On aboutit donc à un total de 2 doublets de bosons de Higgs.



**Figure 1.9:** Les supermultiplets : les cadres en gras correspondent aux particules nouvelles par rapport au Modèle Standard introduites par la Supersymétrie (MSSM).

On voit ainsi comment se complique le secteur de Higgs dans le cadre du MSSM où 2 doublets de bosons de Higgs sont nécessaires alors qu'un seul suffisait dans le cadre du Modèle Standard. L'organisation de l'ensemble des supermultiplets est résumée sur la figure 1.9.



Pour distinguer les particules supersymétriques on introduit une nouvelle symétrie discrète, la "parité- $R$ " :

$$\text{parité-}R = (-1)^{2S+3B+L}.$$

où  $B$ ,  $L$  et  $S$  sont respectivement les nombres baryonique, leptonique et le spin. La conservation de la parité- $R$  empêche la désintégration rapide du proton et

Particule	Etat propre faible	Partenaire SUSY	Etat propre de masse
$q \begin{pmatrix} u, d, s \\ c, b, t \end{pmatrix}$	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	squarks	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$
$\ell(e, \mu, \tau)$	$\tilde{\ell}_L, \tilde{\ell}_R$	sleptons	$\tilde{\ell}_1, \tilde{\ell}_2$
$\nu(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$	$\tilde{\nu}$	sneutrinos	$\tilde{\nu}$
$g$	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$
$W^+, W^-$	$\tilde{W}^+, \tilde{W}^-$	winos	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ charginos
$H_1^-, H_2^+$	$\tilde{H}_1^-, \tilde{H}_2^+$	higgsinos	
$\gamma$	$\tilde{\gamma}$	photino	$\tilde{\chi}_i^0$ neutralinos
$Z^0$	$\tilde{Z}^0$	zino	
$H_1^0, H_2^0$	$\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	higgsinos	

Tableau 1.2: Le spectre complet des particules du MSSM.

les particules supersymétriques sont produites par paires.

particule du Modèle Standard	→	parité- $R = +1$
particule SuperSymétrique	→	parité- $R = -1$

Si la parité- $R$  est conservée alors la particule supersymétrique la plus légère (LSP, pour "Lightest Supersymmetric Particle") est stable. Si elle pouvait se désintégrer, ce serait en une particule standard puisqu'il n'existe pas de particule SUSY plus légère.

L'ensemble des particules du MSSM est rassemblé dans le tableau 1.2. Dans ce qui suit, nous allons développer plus en détails le secteur de Higgs supersymétrique.

### 1.3.3 Le secteur de Higgs supersymétrique

Comme nous l'avons vu, le secteur de Higgs du MSSM s'articule autour de deux doublets de bosons de Higgs,  $H_1$  et  $H_2$  :

$$\begin{pmatrix} H_1^0 + iA_1 \\ H_1^- \end{pmatrix}_{Y=-1} \quad \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 + iA_2 \end{pmatrix}_{Y=1}$$

La symétrie de jauge est brisée car les valeurs moyennes des champs de Higgs  $H_1$  et  $H_2$  dans le vide ne sont pas nulles :

$$\begin{cases} \langle 0|H_1|0 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle 0|H_2|0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \end{cases}$$

Seules les composantes neutres ont une valeur moyenne dans le vide non nulle, sinon le vide ne serait pas neutre. On définit l'angle de mélange  $\beta$  par :

$$\begin{cases} \tan^2 \beta = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{m_1^2 + \frac{m_Z^2}{2}}{m_2^2 + \frac{m_Z^2}{2}} \\ v^2 = v_1^2 + v_2^2, \end{cases}$$

soit

$$\begin{cases} v_1 = v \cos \beta \\ v_2 = v \sin \beta. \end{cases}$$

Les états propres de masse qui en résultent sont :

- un état neutre,  $CP = -1$ ,  $A$  construit à partir de  $A_1$  et  $A_2$  :

$$A = A_1 \sin \beta + A_2 \cos \beta,$$

- deux états complexes chargés  $H^\pm$ , construits à partir de  $H_1^-$  et  $H_2^+$ ,
- deux états neutres,  $CP = +1$ ,  $h$  et  $H$ , construits à partir de  $H_1^0$  et  $H_2^0$  :

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Le calcul des masses au niveau de l'arbre donne :

$$\begin{cases} m_A^2 = m_1^2 + m_2^2 \\ m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \\ m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[ m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4 m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right], \end{cases} \quad (1.27)$$

où par convention on choisit  $m_H > m_h$ . Les angles de mélange  $\alpha$  et  $\beta$  sont reliés par la relation :

$$\tan 2\alpha = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \tan 2\beta.$$

Les valeurs moyennes dans le vide  $v_1$  et  $v_2$  étant réelles et positives, cela implique que  $0 \leq \beta < \pi/2$ . D'autre part, les conditions de brisure de symétrie électrofaible imposent que  $\tan \beta > 1$  et par conséquent :

$$\frac{\pi}{4} < \beta < \frac{\pi}{2}.$$

Les relations de masse au niveau de l'arbre (éq. 1.27) conduisent aux inégalités suivantes<sup>6</sup> :

$$\begin{aligned} m_{H^\pm} &> m_W \\ m_h &\leq m_A \leq m_H \\ m_h &\leq m_Z \cos 2\beta \leq m_Z \\ m_h^2 + m_H^2 &= m_A^2 + m_Z^2 \end{aligned}$$

Les masses des fermions s'expriment en fonction des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs  $H_1$  et  $H_2$  :

$$\begin{aligned} m_{u,c,t} &= h_{u,c,t} v_2 \\ m_{d,s,b} &= h_{d,s,b} v_1 \\ m_\ell &= h_\ell v_1, \end{aligned}$$

où  $h_{u,c,t}$ ,  $h_{d,s,b}$ ,  $h_\ell$  sont les couplages des fermions aux champs de Higgs.

En particulier pour le quark top, on a :

$$m_t = h_t v \sin \beta.$$

Les couplages des bosons de Higgs  $h$  et  $A$  (fig. 1.10) se calculent à partir des couplages du boson de Higgs standard et d'un facteur multiplicatif  $\sin(\beta - \alpha)$  ou  $\cos(\beta - \alpha)$ .

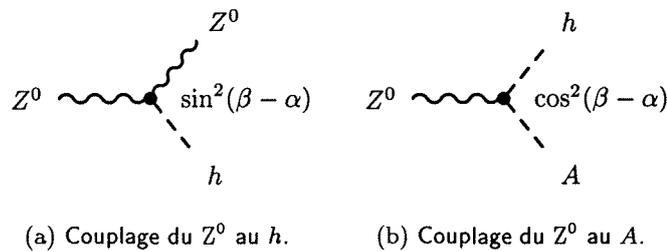


Figure 1.10: Couplages du  $Z^0$  aux bosons de Higgs neutres supersymétriques.

## 1.4 Autres alternatives au Modèle Standard

Nous avons vu comment la supersymétrie offre un moyen pour résoudre quelques problèmes du champ de Higgs du Modèle Standard, sans toutefois répondre fondamentalement aux questions inhérentes au Modèle Standard.

<sup>6</sup>En tenant compte des corrections radiatives ces relations ne sont plus valables. En particulier  $m_h$  devient bien plus grande.

### Brisure de symétrie dynamique [12]

La Technicouleur est un exemple de théorie qui brise dynamiquement la symétrie électrofaible par l'introduction d'une nouvelle interaction de jauge, la Technicouleur, agissant entre de nouvelles particules sans masse : les technifermions. Ces derniers portent les habituels nombres quantiques de  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  ainsi qu'une charge de Technicouleur. Les particules du Modèle Standard sont donc des singlets de Technicouleur. Une attention particulière est portée sur le choix du groupe de jauge et des représentations de technifermions pour conserver  $\rho = m_W^2 / (m_Z^2 \cos^2 \theta_W) = 1$ . Comme l'interaction de couleur (l'interaction forte), la Technicouleur est asymptotiquement libre et devient forte à des énergies de l'ordre du TeV, donnant naissance à des technipions par brisure de la symétrie chirale globale de la théorie. Trois de ces technipions sont "absorbés" par les  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$  pour leur donner une masse. Les autres technipions restent et devraient être des particules physiques observables. L'inconvénient majeur de la Technicouleur est qu'elle laisse les quarks et les leptons sans masse. Il faut rajouter l'interaction de Technicouleur Étendue ("Extended Technicolor") pour générer la masse des quarks et des leptons. À son tour elle présente l'inconvénient d'entraîner l'existence de courants neutres avec changement de saveur ("Flavor Changing Neutral Currents") qui ne sont pas observés. Il n'y a pas d'analogue au mécanisme GIM du Modèle Standard pour les supprimer. Une solution est d'avoir plusieurs échelles d'énergie de Technicouleur étendue pour rendre compte de la hiérarchie de masse des trois familles ou dans le cadre de la "Walking Technicolor" où la constante de couplage évolue doucement ("walking" au lieu de "running coupling constant" dans le cadre de la QCD).

L'observation de la grande différence de masse entre le quark top et les autres pourrait indiquer qu'il joue un rôle particulier par rapport aux cinq quarks plus légers. Dans la "Technicouleur assistée par quark top", une paire de quarks top pourrait former un "condensat" qui s'apparenterait au boson de Higgs.

Aucun des modèles de brisure de symétrie dynamique n'est aujourd'hui complètement satisfaisant car on n'a pas encore réussi à construire une extension minimale du Modèle Standard qui soit simple (c'est-à-dire calculable<sup>7</sup>) et compatible avec l'expérience.

Les modèles de boson de Higgs composite présentent des caractéristiques similaires à la Technicouleur. Une nouvelle interaction, l'ultracouleur, est introduite entre des ultrafermions sans masse. La différence est que la brisure de symétrie électrofaible n'a pas lieu lorsque les condensats se forment, mais lorsqu'ils acquièrent une valeur moyenne non nulle dans le vide.

### Géométrie non commutative

La géométrie non commutative développée principalement par Alain Connes interprète le Modèle Standard en termes géométriques avec comme hypothèses de départ les masses des quarks et des leptons et les angles de mélange de la matrice CKM ; en particulier le secteur de Higgs a une origine géométrique

<sup>7</sup>Comme la QCD, la Technicouleur nécessite des calculs perturbatifs.

et n'est pas introduit "à la main". Elle prédit la masse du boson de Higgs sous la forme d'une inégalité mais on peut se contenter de l'égalité suivante compte tenu de l'incertitude expérimentale sur la masse du quark top ( $m_t = 174.1 \pm 5.4 \text{ GeV}/c^2$ ) :

$$m_H^2 \simeq 3 \frac{(m_t/m_W)^4 + 2(m_t/m_W)^2 - 1}{(m_t/m_W)^2 + 3} m_W^2.$$

En utilisant la masse du W mesurée au LEP, soit  $m_W = 80.35 \pm 0.09 \text{ GeV}/c^2$ , on obtient :

$$m_H \simeq 288 \text{ GeV}/c^2.$$

## 1.5 Vers l'Unification des interactions

Un des objectifs en Physique des Particules est l'unification des quatre interactions connues à ce jour. La première unification revient à Newton qui a remarqué que le mouvement des planètes et la chute des corps étaient dus au même phénomène : l'attraction gravitationnelle. Puis Maxwell a unifié l'électricité et le magnétisme dans la théorie électromagnétique. La théorie électrofaible de Weinberg et Salam a franchi l'étape suivante en regroupant les interactions faible et électromagnétique dans le même cadre théorique. En plus du caractère esthétique de l'entreprise, les succès passés ont tendance à conforter les théoriciens dans cette voie. Mais la Grande Unification est surtout étayée par l'observation de l'évolution des constantes de couplage du Modèle Standard. Lorsqu'on extrapole les observations et en incorporant les effets de la supersymétrie, les constantes convergent en un point, à une énergie de  $10^{16} \text{ GeV}$  (fig. 1.7). De nombreuses approches permettent de construire une GUT ("Grand Unified Theory" ou Théorie Grand Unifiée).

L'unification avec la gravitation soulève d'importants problèmes conceptuels. La gravitation, décrite dans le cadre de la Relativité Générale, est une théorie purement géométrique où les particules suivent des géodésiques de l'espace temps courbé par la présence de masses. Les particules élémentaires sont décrites dans le cadre de la Théorie Quantique des Champs. Jusqu'en 1984, la Supergravité à 11 dimensions tentait de faire ce rapprochement. Elle a été supplantée par la Théorie des Supercordes. Cette théorie perturbative parvient à englober toutes les particules et interactions connues. Il existe en fait cinq Théories des Supercordes en dimension 10 cohérentes entre elles. La Supergravité à 11 dimensions est la théorie effective limite de ces théories, lorsque la tension tend vers l'infini. Pour retrouver l'espace-temps à 4 dimensions, 6 dimensions sont compactifiées. Les différents choix de ces dimensions entraînent différents types de vides. Les supercordes peuvent être considérées comme une généralisation de la théorie quantique des champs où les particules ponctuelles sont remplacées par des objets à une dimension : les cordes. Les modes de vibration des cordes, ouvertes ou fermées, engendrent un spectre de particules massives et dans toutes les théories des cordes il existe une particule sans masse de spin 2 : le graviton.

Depuis 1995, le nouveau paradigme est la *Théorie-M* [13]. Cette théorie non-perturbative décrit des *supermembranes* et *super-cinq-branes*. Elle englobe les

cinq Théories de Supercordes dont la limite à faible énergie est la Supergravité à 11 dimensions. La Théorie-M reste cependant à formuler précisément en terme mathématiques.



## Chapitre 2

# L'expérience ALEPH au LEP

L'accélérateur LEP au CERN<sup>1</sup> est aujourd'hui le collisionneur électron-positron le plus puissant au monde. C'est un des lieux privilégiés pour la recherche de nouveaux phénomènes (boson de Higgs, particules supersymétriques, particules composites, nouvelle Physique). Nous allons décrire le fonctionnement et les performances de l'accélérateur LEP et du détecteur ALEPH<sup>2</sup>, à travers les différents sous-détecteurs qui le constituent. Nous verrons comment l'ensemble des informations des sous-détecteurs est rassemblé et traité pour reconstruire les caractéristiques des événements physiques, en particulier pour identifier les particules.

### 2.1 L'Accélérateur LEP

L'accélérateur LEP a été mis en service en 1989. Depuis cette date et jusqu'en 1995, il a accéléré des faisceaux d'électrons et de positrons jusqu'à une énergie d'environ 45 GeV, pour se placer au pic de masse du  $Z^0$  autour de 91 GeV dans le centre de masse. Les 4 millions de  $Z^0$  enregistrés ont permis d'étudier avec précision les paramètres du Modèle Standard. Un des premiers résultats du LEP a été la preuve de l'existence de 3 familles de particules légères à travers la mesure de la largeur de désintégration du  $Z^0$  [14]. En 1996 a commencé la phase LEP2 ou LEP200 visant à doubler progressivement l'énergie des faisceaux.

LEP : Large  
Electron  
Positron collider

#### 2.1.1 Description

Le LEP est installé dans un tunnel circulaire de 26.7 km de long entre 100 et 140 m sous le Pays de Gex près de Genève (fig. 2.2). Il est composé de huit octants pratiquement identiques comprenant une section droite et deux sections courbes. Au centre d'une section droite sur deux se trouvent les cavernes souterraines (20 m de haut sur 70 m de long) qui abritent les détecteurs (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL), placés autour du point de collision des faisceaux.

<sup>1</sup>CERN : Laboratoire Européen pour la Physique des Particules.

<sup>2</sup>ALEPH désigne aussi bien le détecteur que la collaboration internationale qui l'a mis au point, le fait fonctionner et en exploite les données.

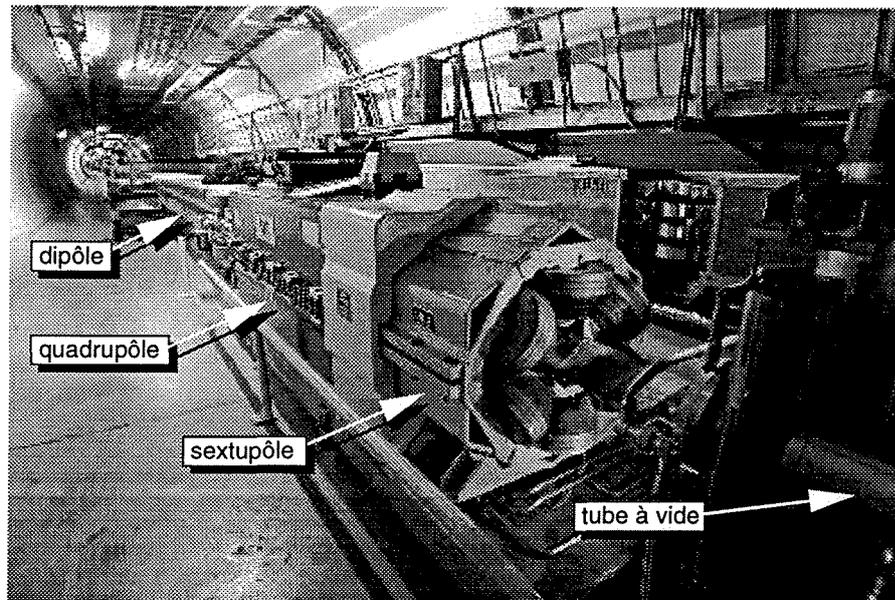


Figure 2.1: Le tunnel du LEP.

Les sections droites abritent principalement des cavités accélératrices<sup>3</sup>, des quadripôles de focalisation, des aimants de correction (sextupôles et octupôles) ainsi que des séparateurs électrostatiques qui permettent d'éviter la collision des faisceaux de particules aux points de croisements (pendant la phase de remplissage, d'accélération et en dehors des zones expérimentales pendant la phase d'exploitation). Les sections courbes n'ont pas d'autre fonction que de faire suivre aux faisceaux une trajectoire circulaire. Elles comprennent environ 3400 aimants dipôlaire classiques mettant en œuvre un champ magnétique de l'ordre de 0.1 T ainsi que des quadripôles pour maintenir la focalisation des faisceaux.

Les principales caractéristiques du LEP sont détaillées dans le tableau suivant. On notera en particulier la taille transverse des faisceaux qui a une influence sur la détermination précise du point d'interaction.

<sup>3</sup>Pour la phase LEP2, les cavités accélératrices en cuivre ont été remplacées par des cavités accélératrices supraconductrices.

Principales caractéristiques du LEP	
longueur d'une cellule (section courbe)	79 m
nombre de dipôles	3368
nombre de quadrupôles	808
nombre de sextupôles	~ 500
nombre de cavités accélératrices	~ 400
champ accélérateur	~ 7 MV/m à 352.2 MHz
temps entre les collisions	11 $\mu$ s
taille des faisceaux <sup>a</sup>	$x : 100 \mu\text{m}, y : 10 \mu\text{m}$

<sup>a</sup>dimensions  $x$  horizontale et  $y$  verticale au point d'interaction.

Le LEP est connecté au réseau d'accélérateurs du CERN qui lui servent d'injecteurs. Les électrons et positrons sont créés au LIL et accumulés dans l'EPA à une énergie de 600 MeV, puis sont injectés dans le PS qui les accélère jusqu'à 3.5 GeV. Après avoir été accélérés dans le SPS, ils sont extraits à 22 GeV et injectés dans le LEP. La formation des trains de paquets de particules de chaque faisceau<sup>4</sup> dans le LEP dure environ une heure. Ensuite les faisceaux sont accélérés en une dizaine de minutes jusqu'à l'énergie nominale.

Les cavités accélératrices maintiennent l'énergie des faisceaux constante en compensant les pertes par rayonnement synchrotron<sup>5</sup>. Les faisceaux entrent en collision après avoir été focalisés par des quadrupôles supraconducteurs de part et d'autre de chaque détecteur. Au bout de quelques heures la *luminosité*<sup>6</sup> se dégrade (~12h pour LEP1 et ~10h pour LEP2) et les faisceaux sont remplacés. Du point de vue de la Physique et de la recherche de phénomènes rares ou nouveaux, le paramètre important est la luminosité intégrée dans le temps  $L$  qui permet de calculer le nombre d'événements attendus

$$N = L\sigma$$

où  $\sigma$  est la section efficace du processus recherché.

Les différentes phases de fonctionnement du LEP depuis 1989 jusqu'à 1997 ainsi que la luminosité intégrée collectée par ALEPH sont résumées dans le tableau suivant.

Année	Energie $\sqrt{s}$ (GeV)	Luminosité ( $\text{pb}^{-1}$ )
1990→1994	91.2	168
1995	130	2.9
	136	2.8
1996	161	11.12
	172	10.65
1997	183	57

<sup>4</sup>Les particules sont regroupées en 4 trains répartis le long de l'accélérateur. Chaque train comporte 1 ou 2 paquets.

<sup>5</sup>Au LEP2, les pertes par rayonnement synchrotron s'élèvent à 2.4 GeV par tour, soit 2.5% de l'énergie du faisceau, à comparer au 130 MeV à LEP1, soit de l'ordre de 0.3%.

<sup>6</sup>La luminosité mesure le nombre de collisions par unité de surface et par unité de temps. Elle s'exprime en  $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  ou en barn ( $1 \text{ pb} = 10^{-34} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ).

LIL : Lepton In-  
jector for LEP  
EPA : Electron  
Positron Accu-  
mulator  
PS : Proton Syn-  
chrotron  
SPS : Super Pro-  
ton Synchrotron

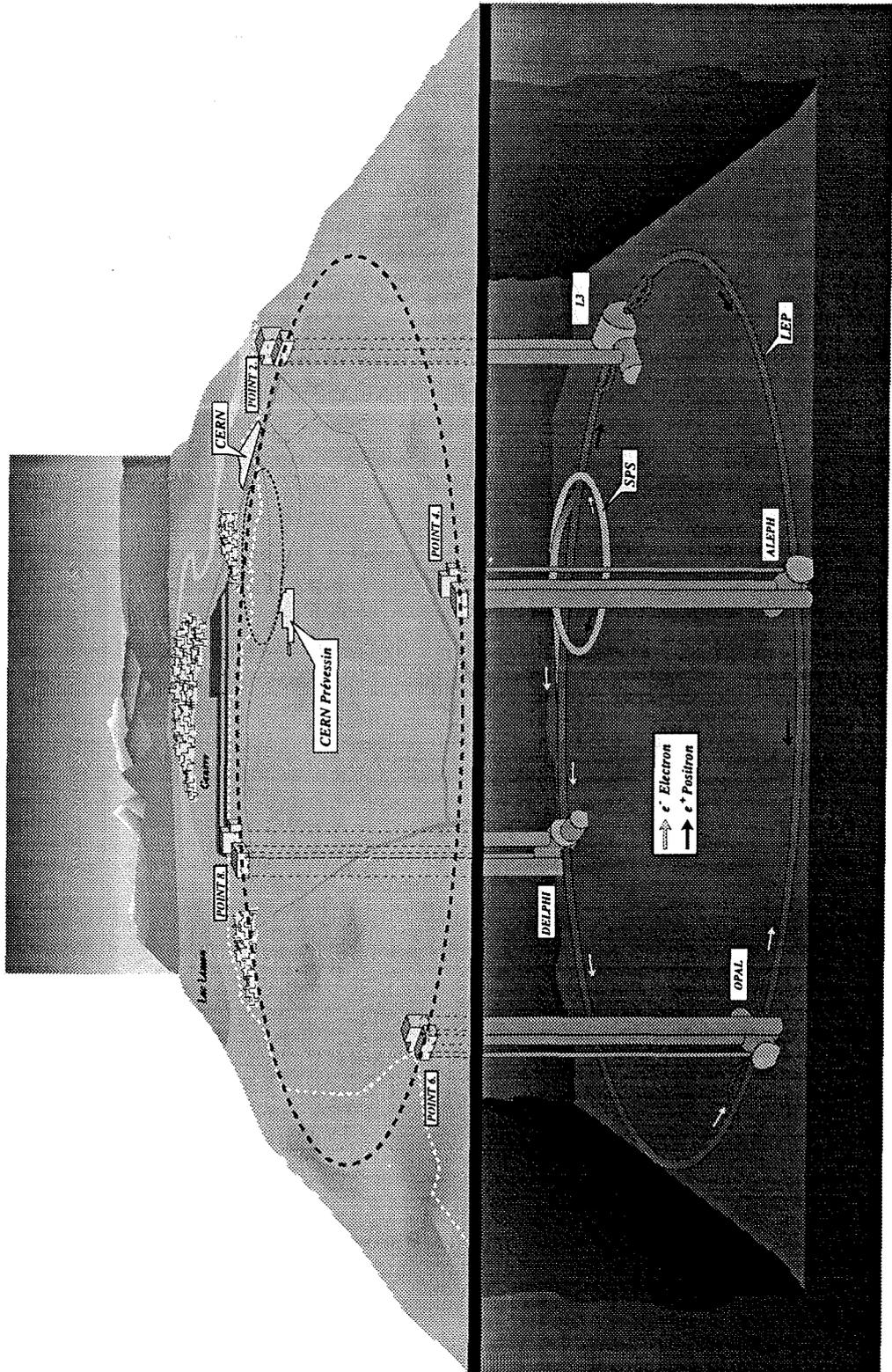


Figure 2.2: L'accélérateur LEP et les quatre expériences qui y sont installées.

La physique au LEP2 est assez différente de celle qui était faite au LEP1. L'énergie était centrée sur la masse du  $Z^0$  pour étudier l'interaction faible par courant neutre et mesurer les paramètres du Modèle Standard. Le LEP fournissait alors une luminosité de  $10^{31} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  et environ 16 millions de  $Z^0$  ont été enregistrés entre 1989 et 1995 par les quatre expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL). Les objectifs à LEP2 sont un peu différents :

■ La Physique  
au LEP2

- mesure indirecte de la masse du W en mesurant la section efficace de production,
- mesure directe de la masse du W par reconstruction des jets,
- recherche des couplages à trois bosons  $\gamma W^+ W^-$  et  $Z W^+ W^-$ ,
- recherche du boson de Higgs (standard ou supersymétrique),
- recherche des particules supersymétriques.

Ces recherches sont rendues possibles par l'augmentation de l'énergie des faisceaux, de 130 GeV en 1995 à 184 GeV en 1997 et probablement autour de 200 GeV en l'an 2000.

### 2.1.2 Mesure de l'énergie des faisceaux

Le mesure de l'énergie des faisceaux est indispensable pour l'analyse des données en particulier la mesure de la masse du W où, pour atteindre une incertitude  $\sigma(m_W) \approx 30 \text{ MeV}$ , il faut une précision de 10 à 15 MeV sur l'énergie.

Au LEP1 à partir de 1990, l'énergie était mesurée par *dépolarisation résonante* : les faisceaux sont naturellement polarisés transversalement et la mesure de la fréquence de précession  $\nu$  dans les aimants dipôlares est proportionnelle à l'énergie  $E_{\text{faisceau}} \propto \nu$ . La polarisation est trop faible au LEP2 pour pouvoir utiliser cette méthode directement. Le principe au LEP2 repose sur la mesure du champ magnétique dipolaire puisque

$$E_{\text{faisceau}} \propto \oint B \cdot dl.$$

La méthode est calibrée à basse énergie où la dépolarisation résonante est utilisable et extrapolée aux énergies plus élevées. La mesure du champ magnétique est effectuée toutes les 30s par 16 sondes à résonance magnétique nucléaire réparties parmi les quelques 3200 dipôles. Cette mesure précise ( $\sim 10^{-6}$ ) mais locale est confirmée par une *boucle de flux* qui mesure, à quelques semaines d'intervalle, la circulation totale du champ avec une précision de quelque  $10^{-4}$ . On ne mesure ainsi que 96.5% du champ magnétique car il manque les champs de bord, les champs des dipôles d'injection, les composantes dipolaires des quadrupôles. La précision atteinte est donnée dans le tableau suivant [15, 16].

Résolution sur l'énergie des faisceaux
--

$\sigma_{E_{\text{faisceau}}} = 29 \text{ MeV à } \sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$
---

Il est à noter que des effets aussi subtils que le niveau d'eau du lac Léman, les marées terrestres ou le passage des TGV à proximité du LEP, affectent de manière mesurable l'énergie des faisceaux et sont pris en compte.

### 2.1.3 Détermination du point de collision

Le point d'interaction aussi appelé vertex primaire doit être déterminé avec précision en particulier pour les études de durée de vie des particules où l'on met en évidence des vertex secondaires ou vertex déplacés. La position moyenne du vertex primaire est déterminée à l'aide des traces enregistrées par les détecteurs (§4.3.1 p.71). Au LEP2, elle fait aussi appel à la détermination de la *zone lumineuse* qui apporte une précision supplémentaire car les taux d'événements sont plus faibles qu'au LEP1. La *zone lumineuse* est la région de l'espace où les faisceaux d'électrons et de positrons entrent en collision. Elle est déterminée par le système de suivi de l'orbite des faisceaux du LEP (BOM, pour Beam Orbit Measurement system) [17, 18]. Il est constitué de 504 électrodes de mesure de position des faisceaux (BPM, pour Beam Position Monitor) réparties le long de l'accélérateur. La position des faisceaux mesurée par les deux derniers BPMs avant le point de collision est "transportée" à travers l'optique de l'accélérateur jusqu'au centre du détecteur. L'orbite centrale verticale dans le LEP est très sensible aux mouvements des dipôles supraconducteurs *faible- $\beta$*  installés à 4.7 m de part et d'autre des détecteurs et qui servent à focaliser verticalement les faisceaux au point d'interaction. La position de ces aimants est mesurée et peut varier de  $60 \mu\text{m}$  verticalement en fonction des phases de fonctionnement du LEP. La résolution sur la mesure du point de collision au point n°4 (ALEPH) est donnée dans le tableau suivant.

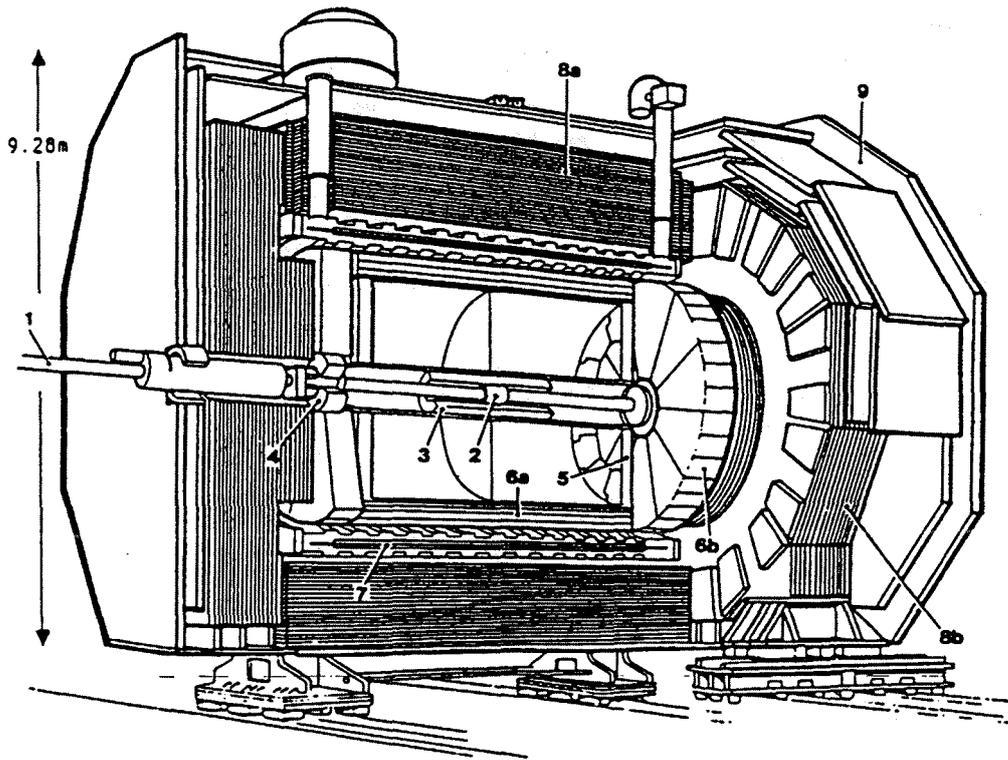
Résolution sur la position moyenne du point de collision
$\sigma_x = 24.8 \pm 0.4 \mu\text{m}$
$\sigma_y = 3.8 \pm 0.3 \mu\text{m}$

## 2.2 Le Détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH est placé au point n°4 du LEP (fig. 2.2). Il a été conçu pour pouvoir détecter toutes les particules observables créées lors de la collision  $e^+e^-$ . Il s'agit des particules stables ou de durée de vie  $\tau$  suffisamment longue pour atteindre les premières couches de détection :

ALEPH :  
Apparatus for  
LEP PHysics

- les leptons :  $e^\pm$  (stables) et  $\mu^\pm$  ( $\tau = 2.2 \times 10^{-6}$  s),
- les photons (stables),
- les mésons :  $\pi^\pm$  ( $\tau = 2.6 \times 10^{-8}$  s),  $K^\pm$  ( $\tau = 1.2 \times 10^{-8}$  s) et  $K_L^0$  ( $\tau = 5.2 \times 10^{-8}$  s),
- les baryons et anti-baryons :  $p, \bar{p}$  (stables),  $n, \bar{n}$  ( $\tau = 887$  s).



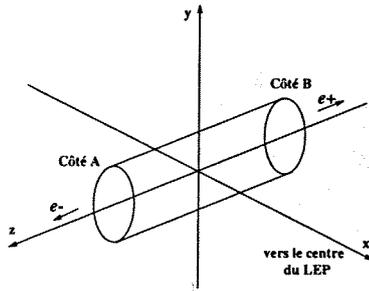
**Figure 2.3:** Le détecteur ALEPH : 1. chambre à vide, 2. détecteur de vertex, 3. chambre à traces interne, 4. calorimètre de luminosité, 5. chambre à projection temporelle, 6. calorimètre électromagnétique (a) cylindre central (tonneau) (b) bouchons, 7. solénoïde, 8. calorimètre hadronique (a) cylindre central (tonneau) (b) bouchons, 9. chambres à muons.

Les neutrinos et anti-neutrinos ne sont pas détectables du fait de leur très faible probabilité d'interaction avec la matière. Les pions neutres  $\pi^0$  peuvent être identifiés par les deux photons en lesquels ils se désintègrent ( $\tau = 8.4 \times 10^{-17}$  s). Les kaons  $K_S^0$  ( $\tau = 8.9 \times 10^{-11}$  s), les  $\Lambda^0$  et les  $\bar{\Lambda}^0$  peuvent être identifiés dans certains cas par la présence d'un vertex déplacé.

Finalement, seuls cinq types de particules chargées ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$  et  $p$ ) et trois types de particules neutres ( $\gamma$ ,  $n$  et  $K_L^0$ ) sont directement observables dans ALEPH.

Le détecteur est composé d'un ensemble de sous-détecteurs spécifiques disposés en couches cylindriques concentriques autour du point de collision (la forme sphérique idéale pour observer les événements distribués de manière isotrope est difficile à mettre en œuvre à une telle échelle). On peut les regrouper en deux grandes classes en fonction du type de mesures qu'ils effectuent : mesure de position (détecteur de traces), mesure d'énergie (calorimètre). Toutes les mesures de position se font dans un champ magnétique créé par un solénoïde supraconducteur de 6 m de diamètre et 7 m de long. Le champ de 1.5 T présente une grande uniformité parallèlement à l'axe du détecteur : le rapport des composantes transversale et longitudinale du champ magnétique est inférieur

à  $3 \times 10^{-4}$ .



**Figure 2.4:** Le système de coordonnées d'ALEPH.

ALEPH est constitué de trois parties : un *cylindre central* et deux *bouchons* qui viennent le fermer de chaque côté pour assurer une herméticité la plus grande possible. L'ensemble du détecteur est inscrit dans un cube de 12m de côté et pèse environ 3000 t. L'ensemble des détecteurs d'ALEPH est décrit en détail dans [19, 20] aussi bien du point de vue des principes de détection que de la géométrie exacte, de l'acquisition des données ou de la reconstruction. Les performances du détecteur sont rassemblées et mises à jour dans [21].

Le système de coordonnées d'ALEPH est défini sur la figure 2.4. Nous utiliserons aussi les coordonnées sphériques habituelles :  $r$ ,  $\theta$  (par rapport à l'axe  $z$ ),  $\phi$  (autour de l'axe  $z$ ). La direction  $y$  est décalée de 3.5875 mrad par rapport à la verticale locale car le plan  $xz$  est le plan de l'accélérateur et non le plan horizontal local.

### 2.2.1 La trajectographie

La mesure de la trajectoire d'une particule chargée repose sur l'interaction électromagnétique entre la particule et la matière qu'elle traverse. L'ionisation d'un gaz permet de disposer de grands volumes de détection tandis que l'utilisation de détecteurs semiconducteurs (en silicium par exemple), où la particule fait apparaître des paires électrons-trous, offre une grande précision de mesure dans des volumes restreints. Ces deux types de détecteurs sont installés dans ALEPH.

A partir du centre, les détecteurs de traces sont :

- le détecteur de vertex ou VDET ("Vertex DETector"),
- la chambre à traces interne ou ITC ("Inner Tracking Chamber"),
- la chambre à projection temporelle ou TPC ("Time Projection Chamber").

Nous allons voir le principe de fonctionnement et les performances de chacun de ces détecteurs.

#### Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex d'ALEPH a été remplacé en 1995 pour en augmenter l'acceptance et diminuer la quantité de matière traversée par les particules. Nous ne parlerons donc que de ce nouveau détecteur et pour plus de détails on se reportera à [22]. Deux couches de détection de 15 et 9 faces sont disposées à un rayon de 11.3 cm et 6.5 cm respectivement, suivant une forme cylindrique d'axe parallèle à l'axe du faisceau. Chaque face comporte 6 plaquettes de silicium de  $(5.26 \times 6.54 \times 0.03)$  cm, collées bout à bout. Sur chaque plaquette

des pistes de lecture sont gravées par photolithographie. Elles sont espacées de  $50\ \mu\text{m}$  en  $r - \phi$  et de  $100\ \mu\text{m}$  en  $z$  et disposées à angle droit sur chaque côté pour permettre une mesure de position bidimensionnelle. La position en  $r - \phi$  est lue sur les pistes parallèles à l'axe du faisceau et la position en  $r - z$  sur les pistes perpendiculaires. Trois plaquettes sont connectées entre elles pour former un module, lui-même connecté à un circuit hybride (un pour chaque côté) de 1024 entrées. Les pistes  $r - \phi$  (au nombre de 1021) sont connectées entre elles par "wire-bonding" (micro-soudure par ultrasons des fils de contacts entre les pistes). Les piste  $r - z$  sont multiplexées de telle sorte que les 1920 pistes sont lues par 960 canaux. Deux modules sont collés sur un support mécanique rigide qui permet leur fixation sur la structure du détecteur (fig. 2.5).

Les plaquettes de silicium sont dopées  $n$ . Les pistes sur le côté  $r - \phi$  sont de type  $p^+$  et forment des jonctions  $pn$  avec le substrat. Les pistes du côté  $z$  sont dopées  $n^+$ . La zone de déplétion s'étend à tout le détecteur lorsqu'on le soumet à une polarisation de 3-4V. Le passage d'une particule chargée fait passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction (séparées de 3.6 eV dans le cas du silicium). Des paires "électrons-trous" apparaissent. Les charges sont collectées par les pistes de lecture et l'ajustement gaussien des distributions de charges sur les pistes permet de connaître la position avec une résolution meilleure que l'espacement des pistes. La résolution en  $z$  se dégrade avec la direction car lorsque  $\theta$  augmente, les traces parcourent une plus grande distance en  $z$  et affectent plus de pistes. Par contre en  $r - \phi$  la résolution sur la mesure de position par le VDET est pratiquement constante.

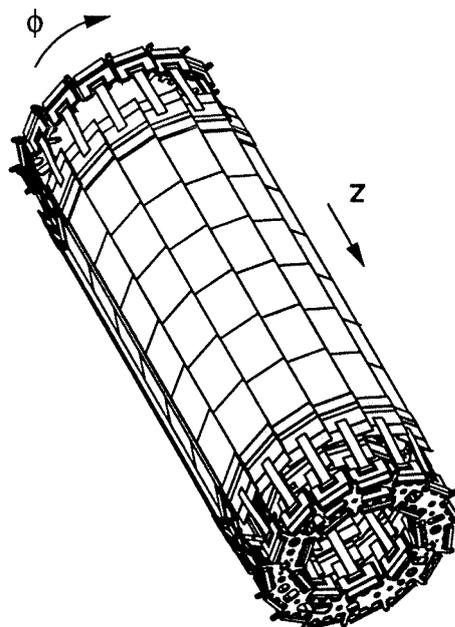


Figure 2.5: Le détecteur de vertex.

Résolution du VDET2 $\theta = 90^\circ$
---

$\sigma_z = 15\ \mu\text{m}$
------------------------------

$\sigma_{r-\phi} = 10\ \mu\text{m}$
-------------------------------------

Les impacts dans le détecteur de vertex apportent une précision supplémentaire aux traces reconstruites avec la trajectographie externe (ITC et TPC). Ils sont associés à une trace lorsqu'ils minimisent le  $\chi^2$  d'un réajustement des impacts de la trace en considérant aussi ceux dans le VDET. La position des plaquettes de silicium du VDET dans les faces et la position des faces sur les supports ont été mesurées en laboratoire lors de la fabrication du détecteur, ou sont mesurées lorsqu'il est retiré d'ALEPH. Il est aussi nécessaire de connaître la position des plaquettes de silicium une fois en place dans ALEPH. Cette mesure se fait avec les traces de désintégrations hadroniques du  $Z^0$  [23] (fig. 2.7).

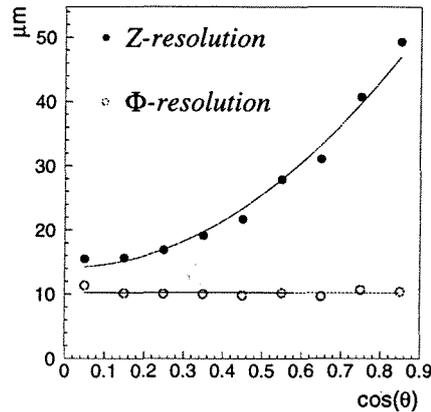


Figure 2.6: Résolution mesurée du détecteur de vertex.

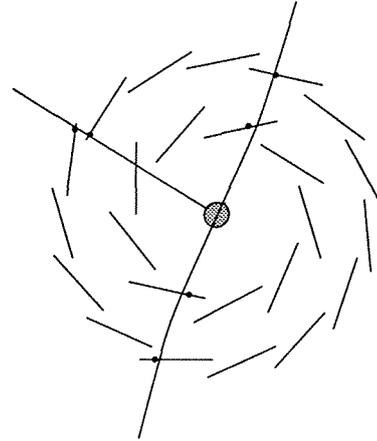


Figure 2.7: Les traces utilisées pour l'alignement du détecteur de vertex.

Les différentes procédures d'alignement utilisées sont les suivantes.

- Une couche : l'ajustement de l'impact dans une couche permet l'alignement global du VDET par rapport au reste d'ALEPH.
- Deux couches : l'ajustement de l'angle entre les deux points de mesure, en conjonction avec la mesure des trajectographes externes permet l'alignement global. La précision de la TPC ne permet pas l'alignement interne au VDET.
- Trois couches : deux impacts dans deux couches adjacentes en  $r - \phi$  (dans la zone de recouvrement) et un impact dans la couche interne, ainsi que la courbure mesurée par l'ITC et la TPC permettent l'alignement relatif des faces.
- Zone de recouvrement : deux impacts dans deux couches adjacentes en  $r - \phi$  (dans la zone de recouvrement) permettent l'alignement relatif des deux faces.
- Dileptons : les désintégrations  $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ , où la trajectoire des deux leptons de même énergie est décrite par une seule hélice ne sont pas assez nombreuses pour être utilisées au LEP2.
- Vertex : l'ellipticité des faces est contrainte en assignant les traces à un unique point d'interaction.

## L'ITC

L'ITC est une chambre à dérive multifils cylindrique, remplie d'un mélange de 80% Ar et 20% CO<sub>2</sub>. Elle permet de mesurer jusqu'à 8 points de la trajectoire d'une particule chargée entre 160 mm et 200 mm de rayon sur une longueur

de 2 m. Les fils sont tendus parallèlement à l'axe  $z$  et forment huit rangées concentriques de cellules de dérive. Le fil de mesure au milieu des cellules est porté à un potentiel de 1.8 à 2.5 kV en fonction du mélange gazeux. Il est entouré des fils de champ (reliés à la masse). La coordonnée  $r - \phi$  est mesurée avec une précision de  $150 \mu\text{m}$  en moyenne en mesurant le temps de dérive. La coordonnée  $z$  découle du décalage des signaux à l'arrivée aux deux extrémités du fil et conduit à une résolution en moyenne de 5 cm. Nous verrons au §2.3 que l'ITC donne l'unique information sur les traces qui sert au système de déclenchement de niveau 1.

Résolution de l'ITC
---------------------

$\sigma_{r-\phi} = 150 \mu\text{m}$
-------------------------------------

Comme pour le VDET, l'alignement de l'ITC par rapport à la TPC s'effectue avec des données. Les positions initiales pour les ajustements sont obtenues avec les événements cosmiques et les mesures des géomètres.

### La TPC

Le cylindre de la TPC s'étend entre 0.31 m et 1.8 m de rayon et sur une longueur de 4.7 m. La TPC est séparée en deux en son centre par une membrane circulaire (fig. 2.8). Un champ électrique de  $115 \text{ V/cm}^7$  est établi entre chaque extrémité de la chambre et la membrane centrale. Il permet de collecter les électrons d'ionisation dans les chambres à fils (réparties en 18 secteurs) aux deux extrémités. La TPC peut mesurer jusqu'à 21 points sur la trajectoire d'une particule chargée :

- la coordonnée  $r$  correspond à la position radiale du damier touché,
- la coordonnée  $z$  est calculée à partir du temps de dérive et de la vitesse de dérive ( $5 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$ ),
- la coordonnée  $\phi$  résulte de l'interpolation entre les cathodes touchées par le signal sur le damier.

La TPC sert aussi à l'identification des particules chargées par la mesure sur les fils de leur pouvoir ionisant  $dE/dx$  (§2.5.2). La vitesse de dérive est très sensible à la composition du gaz et à la présence d'impuretés. Le système de circulation du gaz assure la stabilité du mélange Ar (91%) et  $\text{CH}_4$  (9%) à la pression atmosphérique, sa pureté ( $\text{O}_2 < 1.5 \text{ ppm}$  et  $\text{H}_2\text{O} < 5 \text{ ppm}$ ), et sa température ( $21.0 \pm 0.5^\circ\text{C}$ ). Pour circonvenir l'effet sur la reconstruction

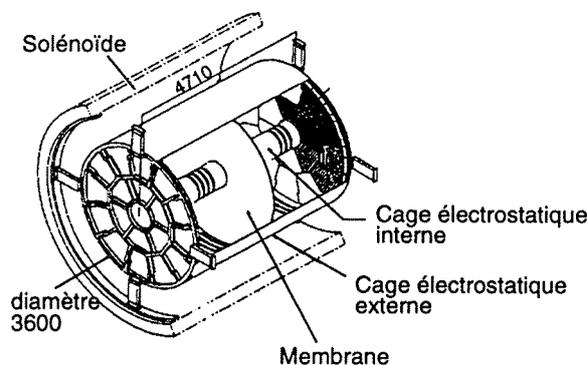


Figure 2.8: La chambre à projection temporelle.

<sup>7</sup>Le rapport des composantes transverse et longitudinale du champ électrique est inférieur à  $3 \times 10^{-4}$ .

des inhomogénéités des champs électrique et magnétique, on utilise la carte du champ magnétique mesuré à la conception du détecteur et la distorsion apparente des faisceaux lasers de calibration qui traversent la TPC suivant cinq directions précises dans trois plans différents.

Résolution de la TPC
$\sigma_z = 740 \mu\text{m}$
$\sigma_{r-\phi} = 173 \mu\text{m}$

Comme nous le verrons au §2.5.1, la reconstruction des traces chargées commence par la TPC.

### 2.2.2 La calorimétrie

La mesure de l'énergie d'une particule, que ce soit un lepton (chargé), un photon ou un hadron (chargé ou non), consiste à dégrader son énergie sous forme d'une gerbe de particules par des collisions inélastiques et à compter les particules de cette gerbe. On dispose alternativement des couches d'un matériau absorbant où se développent les gerbes, et des couches de détection (chambres à fils, scintillateur...). Dans le cas d'un calorimètre électromagnétique les deux mécanismes de perte à haute énergie sont la perte d'énergie par rayonnement de freinage (pour un électron par exemple) ou la création de paires (pour l'interaction de photons avec la matière). Dans le cas d'un calorimètre hadronique les interactions avec les noyaux sont plus complexes et la cascade possède une partie électromagnétique et une partie hadronique. Les deux types de calorimètres sont installés dans ALEPH :

- Calorimètre électromagnétique ("Electromagnetic CALorimeter", ECAL en abrégé),
- Calorimètre hadronique ("HADron CALorimeter", HCAL en abrégé).

#### Le calorimètre électromagnétique

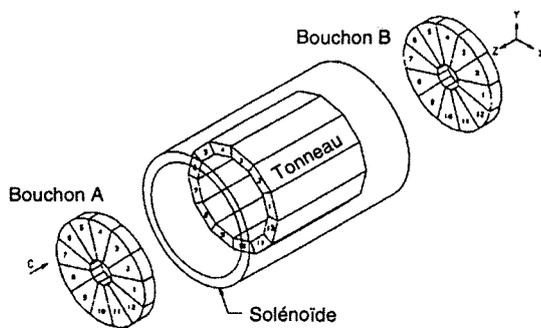


Figure 2.9: Le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) est constitué de 45 couches d'un "sandwich" plomb/chambres-proportionnelles, de 22 longueurs de radiation  $X_0$ <sup>8</sup>. Les gerbes électromagnétiques se forment dans le plomb. Le signal est amplifié dans les chambres à fils et lu par

<sup>8</sup>La longueur de radiation  $X_0$  est la distance moyenne au bout de laquelle un électron de haute énergie ne possède plus qu'une fraction  $1/e$  de son énergie initiale, perdue par rayonnement de freinage.

effet capacitif sur les *damiers*. L'ECAL est subdivisé en modules de  $30^\circ$ . Les *bouchons* sont décalés de  $15^\circ$  par rapport au *cylindre central* pour éviter que les séparations entre les modules soient alignées et permettent à des particules de s'échapper sans être détectées. De plus l'ECAL tout entier est tourné de  $-1.875^\circ$  autour de l'axe  $z$  pour que les *fissures*<sup>9</sup> ne coïncident pas avec celles de l'HCAL.

L'ECAL possède une herméticité presque parfaite de  $3.9\pi$  sr et une grande granularité,  $0.94^\circ$  en  $\phi$  et  $0.93^\circ \sin \theta$  en  $\theta$ . Cela correspond aux tours de lecture<sup>10</sup> qui pointent vers le centre du détecteur. Les chambres proportionnelles fonctionnent sous un mélange de Xe (80%) et de CO<sub>2</sub> (20%) sous une pression légèrement supérieure à la pression atmosphérique.

L'objet physique de base issu des mesures dans l'ECAL est l'*agrégat*. Un *agrégat* regroupe des étages des tours qui sont adjacents, soit par un coin, soit par un côté, et dont l'énergie dépasse 30 MeV.

Résolution de l'ECAL
$\sigma_E/E = 0.18/\sqrt{E(\text{GeV})} + 0.009$
$\sigma_{x,y} = 6.8 \text{ mm}/\sqrt{E(\text{GeV})}$

### Le calorimètre hadronique

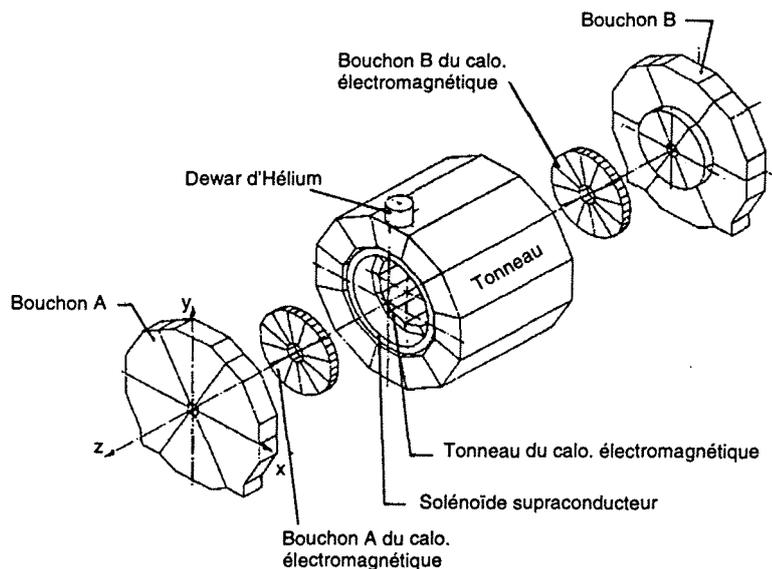


Figure 2.10: Le calorimètre hadronique.

Le calorimètre hadronique (HCAL) est constitué de 23 couches d'un "sand-

<sup>9</sup> Les fissures sont les zones entre deux modules du calorimètre où une particule peut passer sans être détectée.

<sup>10</sup> Les tours de lecture sont formées par l'interconnexion des damiers de lecture sur différents niveaux de l'ECAL.

wich" fer/streamer-tube. Les 120 cm de fer dans lesquels se forment les gerbes représentent 7.16 longueurs d'interaction et servent aussi de culasse à l'aimant supraconducteur. Comme l'ECAL, l'HCAL est constitué d'un cylindre central et de deux bouchons. Le cylindre central enserre le cryostat du solénoïde supraconducteur et est constitué de 12 secteurs de 1.684 m de hauteur.

Les tours projectives formées par l'interconnexion des "pads" sur toute la hauteur de l'HCAL intègrent de manière capacitive le signal des "streamer-tubes". Vues depuis le centre du détecteur toutes les tours sous-tendent le même angle azimutal  $\delta\phi = 3.7^\circ$  et pour qu'il en soit de même en angle polaire leur longueur en  $z$  varie en  $1/\sin^2\theta$ . La granularité du calorimètre hadronique est plus faible que celle du calorimètre électromagnétique et une tour de l'HCAL recouvre en moyenne 14 tours de l'ECAL.

Résolution de l'HCAL <sup>a</sup>
$\sigma_E/E = 0.85/\sqrt{E(\text{GeV})} + 0.009$

<sup>a</sup>pour des pions à  $90^\circ$

Les agrégats d'énergie de base sont formés de la même manière que dans le cas de l'ECAL (§2.2.2).

### 2.2.3 La détection des muons

Les muons de plus de quelques GeV parviennent à traverser tout le détecteur sans être arrêtés (8 longueurs d'interaction hadronique). Deux double-couches (en  $z$  et en  $\phi$ ) de "streamer-tubes", séparées de 50 cm, sont disposées à l'extérieur du calorimètre hadronique pour signaler leur passage. Cela vient compléter les informations de trajectographie données par l'HCAL. Un signal dans au moins une des deux double-couches, situé à moins de 4 écarts types de diffusion multiple du prolongement d'une trace à travers l'HCAL, est associé à un muon. L'efficacité des chambres à muons est en moyenne de 92%.

### 2.2.4 Détecteurs de luminosité

Quelques autres détecteurs sont installés dans ALEPH, en particulier les détecteurs de luminosité LCAL et BCAL. La mesure de la luminosité est essentielle pour suivre les performances du LEP et pour normaliser les sections efficaces obtenues. Elle repose sur la mesure du processus de diffusion Bhabha  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$  dont la section efficace peut être calculée avec une très grande précision en Electrodynamique Quantique. Le nombre d'événements Bhabha attendus est

$$N_{\text{Bhabha}} = \sigma_{\text{Bhabha}} \cdot L,$$

où  $\sigma_{\text{Bhabha}}$  est la section efficace du processus, intégrée sur l'acceptance du détecteur, et  $L$  la luminosité intégrée. La section efficace est affectée par l'interférence avec les processus  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$  mais si on se limite aux petits angles, c'est-à-dire aux faibles impulsions transverses transférées, la contribution est négligeable. Le LCAL ("Luminosity CALorimeter") est le principal détecteur de luminosité utilisé au LEP2. Il est placé autour du tube à vide

à 266.8 cm du point d'interaction et couvre le secteur azimutal entre 45 mrad et 160 mrad. C'est un calorimètre plomb/chambre-proportionnelle, similaire à l'ECAL.

## 2.3 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement à trois niveaux d'ALEPH a pour but d'initier la prise de données lors des annihilations  $e^+e^-$  et des diffusions Bhabha de manière à n'enregistrer que les événements intéressants et à réduire le bruit de fond au maximum (interactions avec le gaz résiduel, événements cosmiques, collisions de particules avec le tube à vide ou les collimateurs). Le taux d'événements à la sortie est compatible avec la mise sur disque et ne nécessite pas de sélection en ligne de processus physiques particuliers.

- Le **niveau 1** prend une décision après  $5 \mu\text{s}$ , basée sur les détecteurs les plus rapides. Il teste la présence de traces chargées dans l'ITC et/ou de dépôts d'énergie dans les calorimètres (ECAL et HCAL).
- Le **niveau 2** prend une décision après  $50 \mu\text{s}$  pour laisser le temps aux charges de dériver sur toute la longueur de la TPC. Il reprend les mêmes critères que le niveau 1 avec les traces dans la TPC au lieu de l'ITC. Les signaux utilisés proviennent d'arc de mesure situés entre les damiers des chambres multifils de la TPC. Si la décision confirme celle du niveau 1, le niveau 2 déclenche la lecture des données dans le détecteur, sinon la lecture des données est interrompue et l'électronique de lecture est réinitialisé.
- Au **niveau 3** les décisions des niveaux 1 et 2 sont à nouveau vérifiées avec l'ensemble des données. Il permet d'éviter un engorgement à l'enregistrement et d'éliminer des événements non voulus. Alors que les deux premiers niveaux utilisent une logique cablée, le niveau 3 est un programme informatique exécuté par les ordinateurs qui enregistrent les données.

Avec des taux de croisements de l'ordre de 100 MHz dans le cas de huit paquets (ou huit trains de paquets), soit  $11.1 \mu\text{s}$  entre deux croisements de faisceaux, le taux de déclenchement du niveau 1 est de l'ordre de 100 Hz, qui est réduit à quelques 10 Hz par le niveau 2 et finalement le taux d'événements intéressants mis sur disque est de l'ordre de 1 Hz. L'efficacité globale du système de déclenchement est proche de 100%.

## 2.4 L'acquisition des données

L'ensemble du détecteur ALEPH comporte plus de 700 000 canaux de mesure qui peuvent engendrer jusqu'à 500 Mo de données brutes par seconde. Le système d'acquisition des données a pour but de lire les informations contenues dans chaque détecteur suite à la décision du système de déclenchement de niveau 2. Il réduit le flux de données à une valeur de l'ordre de 100 ko/s, compatible avec l'enregistrement sur disque.

Son architecture modulaire en arbre traite en parallèle les informations. Les contrôleurs de lecture ("ReadOut Controllers", ROC en abrégé) lisent les données du sous-détecteur auquel ils sont associés, les formatent et les calibrent. Les informations sont regroupées par le Constructeur d'Événements ("Event Builder", EB en abrégé) qui reconstruit les sous-événements pour chaque sous-détecteur. Puis le Constructeur d'Événements Principal ("Main Event Builder") collecte les données des "EB" et construit l'événement dans sa totalité. Toutes ces phases ont lieu dans les baraques d'électronique de la caverne souterraine. L'événement formé est transmis par fibre optique au Processeur d'Événements et au système de déclenchement de niveau 3 pour la reconstruction et l'archivage si l'événement est accepté.

## 2.5 La reconstruction des événements

La reconstruction est l'étape qui permet de regrouper et recouper les données des différents sous-détecteurs en un événement physique, c'est-à-dire un ensemble de particules, chargées ou neutres, caractérisées par leur impulsion et leur énergie, ainsi que leur trajectoire.

### 2.5.1 Les traces chargées

Les particules chargées laissent un signal dans les détecteurs de traces installés dans ALEPH : VDET, ITC et TPC. La reconstruction des trajectoires des particules est indispensable aux analyses physiques. Puisque tous les trajectographes sont plongés dans un champ magnétique longitudinal, la mesure de la courbure des trajectoires et son sens donnent accès à l'impulsion transverse et à la charge des particules. La résolution atteinte sur l'impulsion transverse est donnée dans le tableau suivant.

Résolution de la TPC
$\sigma(1/p_T) = 0.6 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1} \text{ }^a$

<sup>a</sup>avec les mesures de l'ITC et du VDET

Les traces peuvent aussi servir à mettre en évidence de vertex déplacés, signes de la présence de particules présentant une certaine durée de vie, telles que les mésons beaux. Dans les analyses telles que celle que nous allons présenter, la reconstruction de jets de particules nécessite une bonne précision sur la mesure des traces.

La reconstruction des traces chargées commence dans la TPC. Les impacts proches sont regroupés en segments de traces et les segments compatibles avec une trajectoire hélicoïdale sont associés entre eux. Les trajectoires ainsi trouvées sont extrapolées jusqu'aux détecteurs centraux (VDET et ITC) et associées aux traces qui y sont compatibles. L'ajustement de la trace finale est basé sur la technique du filtre de Kalman [24] pour tenir compte de la diffusion multiple dans le détecteur entre chaque point de mesure.

D'après des études par simulation Monte-Carlo de désintégrations hadroniques du  $Z^0$ , 98.6% des traces qui passent devant au moins 4 rangées de damiers de

la TPC sont bien reconstruites. Les inefficacités sont dues à la superposition de traces et aux fissures. Dans le détecteur de vertex, l'efficacité est définie par la probabilité d'affecter un impact à une trace dans une vue alors qu'il a été associé à cette même trace dans l'autre vue. Avec cette définition l'efficacité moyenne du VDET est de 94%.

### 2.5.2 L'identification des particules

Le recoupement des informations provenant des divers sous-détecteurs permet d'identifier la nature des particules. On pourrait penser déduire la masse des particules de la mesure de leur énergie et de leur impulsion mais elles ne sont pas suffisamment précises. La séparation entre les particules neutres et chargées est aisée, puisque les particules neutres déposent de l'énergie dans les calorimètres sans laisser de traces dans les trajectographes (VDET, ITC, TPC).

#### Le pouvoir d'ionisation

Pour aller plus loin dans l'identification des particules chargées on utilise la mesure du pouvoir d'ionisation  $dE/dx$ . Les 338 fils de mesure placés aux extrémités de la TPC permettent de mesurer le pouvoir d'ionisation. Les charges collectées sur les fils sont associées aux trajectoires mesurées lorsque l'impulsion ne peut être associée qu'à une seule trace, sinon l'information est abandonnée. Le pouvoir d'ionisation est calculé en divisant la charge estimée sur un fil par la longueur de la trace qui se projette sur ce fil et en moyennant ce résultat sur tous les fils touchés.

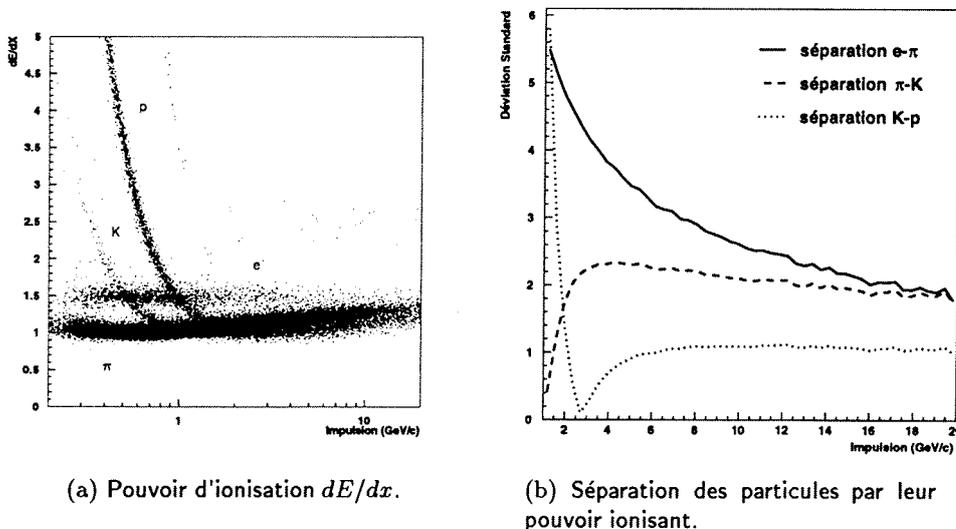


Figure 2.11: Identification des particules chargées par leur pouvoir d'ionisation  $dE/dx$ .

La résolution sur la mesure de  $dE/dx$  est :

$$\frac{\sigma_I}{I} = \sigma_0 N^{p_1} \left( \frac{\Delta x}{\Delta r} \right)^{p_2} \left( \frac{I}{I_0} \right)^{p_3},$$

où  $N$  est le nombre de fils touchés,  $I$  est le pouvoir d'ionisation  $dE/dx$  mesuré, et  $I_0$  est le pouvoir d'ionisation minimal. Les données d'événements hadroniques donnent  $\sigma_0 = 1.19$ ,  $p_1 = -0.5$  et  $p_2 = p_3 \approx -0.4$ .

Le pouvoir d'ionisation est représenté sur la figure 2.11(a). Pour des particules d'impulsion inférieure à 3 GeV il est possible de distinguer "à 3  $\sigma$ " les électrons des pions (fig. 2.11(b)).

### Séparation $\pi$ , $p$ , $K$

La perte d'énergie par ionisation permet de distinguer les différents types de hadrons chargés observables dans ALEPH. L'estimateur de l'ionisation  $R_I$  compare l'ionisation  $dE/dx$  mesurée  $I$  à celle prévue  $\langle I(x) \rangle$  pour un type de particule  $x$ .

$$R_I(x) = \frac{I - \langle I(x) \rangle}{\sigma_I(x)}$$

La distribution de l'estimateur suit une loi normale lorsqu'il s'agit effectivement d'une particule de type  $x$ . Elle n'est pas normale pour les autres types de particules. La séparation en écart type entre pions et kaons d'une part et kaons et protons d'autre part est relativement constante mais elle n'est pas très significative (2 ou 1 " $\sigma$ " respectivement). C'est l'unique moyen dans ALEPH de séparer protons, kaons et pions ( $\pi^\pm$ ). Dans certains cas (par exemple la désintégration d'un  $\tau$  en un "prong") la combinaison avec d'autres informations peut permettre une identification à "3  $\sigma$ ".

### Identification des électrons

L'identification des traces de plus de 2 GeV/c comme étant des électrons utilise deux informations : le dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique et le pouvoir d'ionisation mesuré dans la TPC si la trace possède au moins 50 impacts isolés sur les fils de mesure. La granularité de l'ECAL permet une bonne séparation e- $\pi$  dans les jets. Par rapport aux gerbes hadroniques, les gerbes électromagnétiques sont étroites. On calcule deux estimateurs de la forme de la gerbe dans le prolongement des traces de la TPC dans l'ECAL : l'un pour la forme longitudinale de la gerbe et l'autre pour le dépôt transversalement à la trajectoire.

### Identification des muons

Les traces de plus de 3 GeV/c de la TPC sont prolongées dans l'HCAL en tenant compte des pertes d'énergie et des diffusions multiples. On examine si le dépôt d'énergie traverse toute l'épaisseur de l'HCAL (8 longueurs d'interaction au total depuis le point de collision). Si la trace extrapolée en tenant compte des diffusions multiples donne un signal à moins de "4  $\sigma$ ", dans au moins une des deux chambres à muons, alors la trace est identifiée comme un muon. Dans

le cas où la trace n'est pas identifiée dans l'HCAL mais possède un impact dans chaque chambre à muons, on la considère aussi comme étant un muon. L'efficacité moyenne d'identification des muons est de 86% et la probabilité d'identifier un hadron comme un muon est de l'ordre de 0.8%. Cela peut provenir de hadrons qui traversent effectivement toute l'épaisseur de l'HCAL ou de désintégrations de pions et de kaons dans le volume de la TPC.

### Identification des photons

Les photons ne laissent pas de trace dans les trajectographes (VDET, TPC, ITC) et perdent leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Les gerbes de photons commencent généralement dès le premier étage de l'ECAL et sont plus resserrées que les gerbes hadroniques. La plupart des cellules touchées sont adjacentes. Les cellules de la première couche sont classées par ordre décroissant et celles qui n'ont pas de cellule adjacente d'énergie plus élevée définissent un nouvel agrégat. On recommence cette opération dans les couches successives en cherchant les cellules adjacentes dans la couche inférieure. L'agrégat ainsi formé est attribué à un photon si son énergie dépasse 0.25 GeV et s'il n'y a pas de trace chargée à moins de 2 cm du barycentre de l'agrégat. L'énergie attribuée au photon est calculée à partir de l'énergie mesurée dans les 4 tours au centre de l'amas et de l'énergie qu'il aurait dû y déposer connaissant la forme de la gerbe pour un photon isolé. Cette précaution tend à s'affranchir du bruit de fond hadronique et des effets d'agrégation. Il en résulte que la résolution en énergie est plus faible que celle de l'ECAL (p. 44) :  $\sigma(E)/E = 0.25/\sqrt{E/\text{GeV}}$ .

Lorsqu'un photon traverse le détecteur il peut se convertir en paire électron-positron avant le calorimètre électromagnétique et risque de ne pas être identifié comme tel (cela est aussi valable pour les  $K_S^0$  et les  $\Lambda$ ). Les traces de l'électron et du positron ne provenant pas du vertex primaire, elles risquent d'être éliminées de la reconstruction dans la plupart des cas. Un algorithme permet d'identifier les vertex secondaires. On sélectionne les paires de traces de charges opposées qui ont au moins 5 impacts dans la TPC, et telles qu'au moins une des deux particules ne provient pas du vertex primaire. L'intersection des hélices dans le plan perpendiculaire au champ magnétique donne la position approximative du vertex et on effectue un ajustement tridimensionnel des traces avec cette position pour plus de précision sur la direction de l'impulsion du photon.

### Identification des pions neutres $\pi^0$

Lorsque la masse invariante  $\gamma\gamma$  est compatible avec celle d'un  $\pi^0$  (135 MeV), on calcule le quadri-vecteur énergie-impulsion du pion en additionnant ceux des deux photons. La résolution en énergie sur le  $\pi^0$  est limitée par la résolution de l'ECAL et peut être améliorée en utilisant la contrainte cinématique de la masse du pion. En dessous de 10 GeV, les deux photons sont bien séparés dans le calorimètre et l'erreur sur leur angle d'ouverture est faible devant l'erreur sur leur énergie. On ajuste l'énergie en imposant un angle constant et  $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ . Par contre au dessus de 10 GeV, les deux agrégats d'énergie déposés par les photons sont adjacents et l'attribution de l'énergie aux deux photons est biaisée par l'algorithme de formation des agrégats. Pour contrer cet effet,

on effectue le même ajustement sans fixer l'angle des photons. La résolution finale  $\sigma(E)/E \approx 6.5\%$  est pratiquement indépendante de l'énergie. L'efficacité de sélection des pions décroît avec l'énergie car l'angle d'ouverture entre les deux photons diminue (de 50% autour de 10 GeV à environ 10% autour de 30 GeV).

### 2.5.3 L'énergie totale

La résolution en énergie totale d'ALEPH obtenue en additionnant toute l'énergie brute déposée dans les calorimètres conduit à une résolution de  $\sigma_E/E = 1.2\sqrt{E/\text{GeV}}$ . Elle peut être améliorée en utilisant l'identification des particules (photons, électrons, muons) et l'impulsion des traces. La méthode est décrite en détail dans [21].

Les traces de particules chargées sont d'abord filtrées suivant les critères suivants pour éliminer les erreurs dues à la reconstruction :

1. Les traces reconstruites doivent provenir d'un cylindre de 20 cm de longueur et de 2 cm de rayon, centré sur le point de collision nominal et l'axe du détecteur.
2. Les traces éliminées précédemment sont cependant conservées si elles viennent d'un vertex identifié pouvant provenir d'un point dans un cylindre de 30 cm de long et de 5 cm de rayon autour du point de collision.
3. Les canaux des calorimètres électromagnétique et hadronique qui sont systématiquement bruyants dans plusieurs événements consécutifs ne sont pas pris en compte pour trouver les agrégats.

Les traces ainsi sélectionnées sont extrapolées jusqu'aux calorimètres et associées aux agrégats d'énergie auxquels elles sont connectées, pour former un "objet calorimétrique". Ces objets sont triés en 5 étapes.

1. Les traces de particules chargées provenant du point de collision ou d'un vertex secondaire (dans les limites présentées ci-dessus) sont identifiées comme énergie chargée, en supposant que ce sont des *pions*.
2. Les traces identifiées comme des *électrons* (§2.5.2) sont retirées ainsi que l'agrégat d'énergie électromagnétique associé (ECAL). Si la différence entre l'énergie électromagnétique et l'impulsion est supérieure à trois fois la résolution, elle est supposée venir de photons émis par rayonnement de freinage et est comptée comme énergie électromagnétique neutre.
3. Les traces chargées identifiées comme des *muons* (§2.5.2) sont retirées ainsi que l'agrégat d'énergie électromagnétique le plus proche (au maximum 1 GeV, s'il existe) et 400 MeV par plan autour de la trace extrapolée dans le calorimètre hadronique.
4. Les *photons* et  $\pi^0$  identifiés (§2.5.2) sont éliminés et comptés comme objets électromagnétiques neutres.

5. Les particules parmi les objets calorimétriques restants sont des *hadrons chargés ou neutres*. Comme les objets hadroniques chargés ont été identifiés en 1, un excès d'énergie est associé à un objet hadronique neutre de la manière suivante. L'énergie restant dans le calorimètre électromagnétique est sommée après correction d'un facteur  $\sim 1.3$ , pour tenir compte du fait que la réponse de l'ECAL a été calibrée sur des objets électromagnétiques. Si l'excès est supérieur à la fois à l'énergie des traces chargées restantes, à 500 MeV et à la résolution du calorimètre, il est compté comme énergie hadronique neutre.

Tous les "objets calorimétriques" subissent ce traitement et on obtient un ensemble d'*objets énergétiques* (électrons, muons, photons, hadrons chargés et neutres) que l'on appelle des particules et qui sont caractérisés par leur énergie et leur impulsion. On rajoute les agrégats du calorimètre de luminosité et l'ensemble des particules correspond à la meilleure estimation des particules réellement créées lors de la collision. La résolution sur l'énergie totale peut être paramétrée de la manière suivante :

Résolution sur l'énergie totale
$\sigma_E = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E(\text{GeV})} + (0.6 \pm 0.3) \text{ GeV}$



## Chapitre 3

# La recherche du boson de Higgs au LEP

Avec la montée en énergie, la recherche du boson de Higgs s'est intensifiée au LEP. Nous allons passer en revue les processus de production et de désintégration du boson de Higgs en collision  $e^+e^-$ , en particulier le canal 4-jets sur lequel porte l'analyse présentée au chapitre 6. Nous décrirons aussi les processus Standards qui constitueront le bruit de fond de l'analyse. Pour finir nous ferons le point des connaissances expérimentales sur le boson de Higgs acquises jusqu'à ce jour.

### 3.1 Production du boson de Higgs

Le couplage du boson de Higgs à la masse (§1.2.4 p. 19) explique les processus de création et de désintégration.

#### 3.1.1 Le processus de Bjorken

Aux énergies du LEP2, le processus dominant de création du boson de Higgs est le processus de Bjorken aussi appelé rayonnement de Higgs ou "Higgs-Strahlung" (fig. 3.1). La paire  $e^+e^-$  s'annihile en un boson  $Z^0$  virtuel qui rayonne un boson de Higgs et devient réel lorsque l'espace des phases le permet. La section efficace s'écrit [25] :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi s} (g_{V_e}^2 + g_{A_e}^2) \lambda^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda + 12 \frac{m_Z^2}{s}}{\left(1 - \frac{m_Z^2}{s}\right)^2}, \quad (3.1)$$

avec  $g_{A_e} = -1$ ,  $g_{V_e} = -1 + 4 \sin^2 \theta_W$ ,  
et le terme d'espace des phases  $\lambda = (1 - m_H^2/s - m_Z^2/s)^2 - 4 m_H^2 m_Z^2/s^2$ .

A une énergie de 183 GeV dans le centre de masse, la section efficace du processus de Bjorken pour un boson de Higgs de 85 GeV/c<sup>2</sup> vaut 0.376 pb.

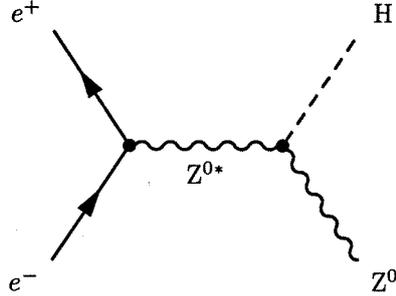


Figure 3.1: Diagramme de production du boson de Higgs par le processus de Bjorken.

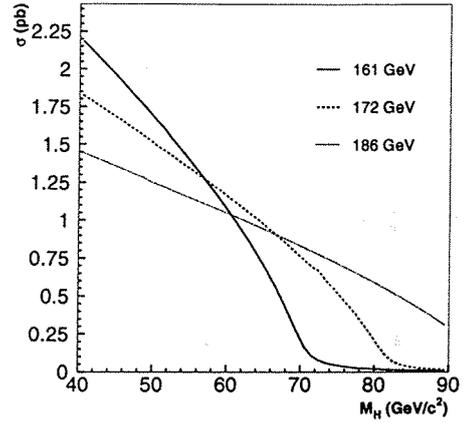


Figure 3.2: Section efficace du processus de Bjorken en fonction de la masse du boson de Higgs pour différentes énergies (161, 172, 186 GeV).

Il est à noter que le boson de Higgs supersymétrique  $h$  peut aussi être produit par "Higgs-Strahlung" et que la section efficace se calcule simplement à partir de la section efficace du processus de Bjorken standard  $\sigma_{SM}$  :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh) = \sin^2(\beta - \alpha) \cdot \sigma_{SM}.$$

Les taux de branchement du boson  $h$  dépendent de  $\tan \beta$ , mais comme dans le Modèle Standard, le taux de branchement en paires  $b\bar{b}$  est supérieur aux autres d'au moins un ordre de grandeur dans la gamme  $m_h$  accessible à LEP2. La recherche du boson de Higgs supersymétrique  $h$  est donc similaire à celle du boson de Higgs standard.

### 3.1.2 Le processus de fusion de W

Le processus de fusion de W (fig. 3.3) a une section efficace bien plus faible que le processus de Bjorken car il fait intervenir une puissance supplémentaire de la constante de couplage électrofaible. Il résulte de l'annihilation de deux bosons W émis par l'électron et le positron, qui se transforment en neutrinos. Il ne prend de l'importance qu'à la limite de l'espace des phases accessible au processus de Bjorken, lorsque le boson  $Z^0$ , produit conjointement avec le boson de Higgs, devient virtuel.

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H) = \frac{G_F^3 m_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3} \int_{x_H}^1 dx \int_x^1 \frac{F(x, y) dy}{\left[1 + \frac{(y-x)}{x_W}\right]^2}, \quad (3.2)$$

$$F(x, y) = \left[ \frac{2x}{y^3} - \frac{1+3x}{y^2} + \frac{2+x}{y} - 1 \right] \left[ \frac{z}{1+z} - \log(1+z) \right] + \frac{x z^2 (1-y)}{y^3 (1+z)},$$

où  $x_H = m_H^2/s$ ,  $x_W = m_W^2/s$  et  $z = y(x - x_H)/(x_W)$ .

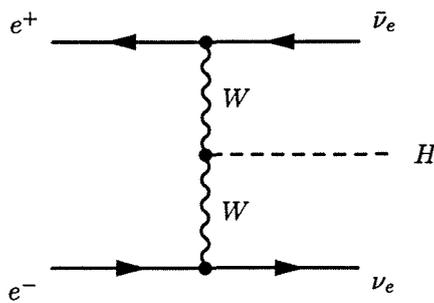


Figure 3.3: Diagramme de production du boson de Higgs par le processus de fusion de W.

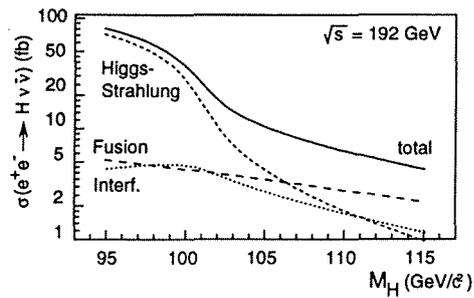


Figure 3.4: Comparaison des sections efficaces du processus de Bjorken et de la fusion de W.

A une énergie de 183 GeV dans le centre de masse, la section efficace du processus de fusion de paires de W pour un boson de Higgs de 85 GeV/c<sup>2</sup> est de l'ordre du fb.

### 3.2 Les topologies au LEP2

Les bosons de Higgs et Z<sup>0</sup> produits par le processus de Bjorken sont instables et on n'observe(ra)it que leurs produits de désintégration. La désintégration du H est gouvernée par son couplage à la masse des particules. Il a tendance à donner la paire particule-anti-particule la plus massive cinématiquement accessible. Les taux de branchement du Z<sup>0</sup> et du H sont donnés dans les tableaux 3.1 et leur évolution est représentée sur la figure 3.5.

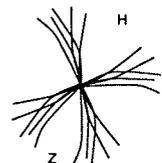
Taux de branchement du Z <sup>0</sup>	
Z → e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> , μ <sup>+</sup> μ <sup>-</sup> , τ <sup>+</sup> τ <sup>-</sup>	10%
Z → νν̄	20%
Z → qq̄	70%

Taux de branchement du H	
H → bb	80-85%
H → τ <sup>+</sup> τ <sup>-</sup>	7-8%

Tableau 3.1: Taux de branchements du Z et du H.

Etant donnés les taux de branchement du boson de Higgs et du Z<sup>0</sup> (tab. 3.1), le processus de Bjorken donne naissance à quatre topologies différentes. Elles nécessitent chacune une analyse spécifique.

- Le **canal 4-jets**, où Z → qq̄ et H → qq̄, représente environ 60% des désintégrations. Il est caractérisé par quatre jets de hadrons dont deux sont pratiquement toujours des jets de hadrons beaux. Les deux autres, qui correspondent à la désintégration du Z<sup>0</sup>, présentent une masse invariante proche de m<sub>Z</sub>. La caractéristique principale permettant de lutter contre les bruits de fond est la présence d'au moins une paire bb̄ (fig. 3.6).
- Le **canal neutrinos**, où Z → νν̄ et H → qq̄, représente environ 17%



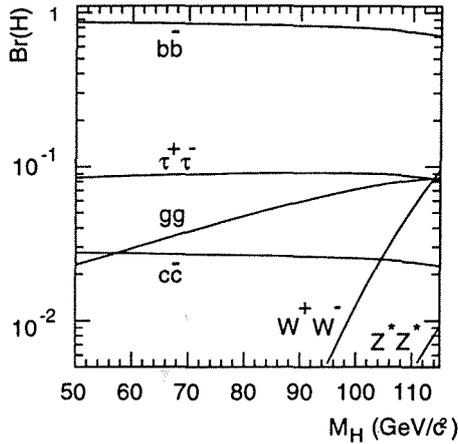


Figure 3.5: Taux de branchement du boson de Higgs en fonction de  $m_H$ .

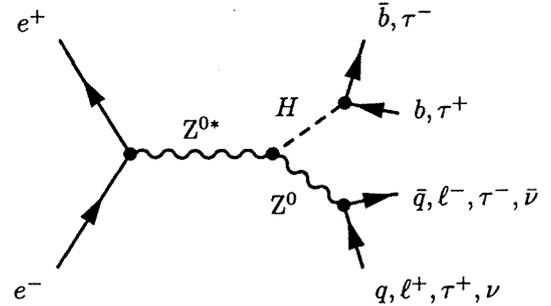
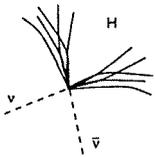
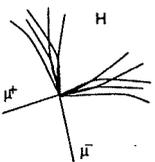


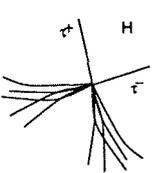
Figure 3.6: Le processus dominant de production et de désintégration du boson de Higgs standard à LEP2.



des désintégrations. Il est caractérisé par deux jets acoplanaires, une masse visible relativement faible, de l'énergie manquante et une masse manquante proche de  $m_Z$ . Comme précédemment, l'identification de la beauté est indispensable pour séparer le signal des bruits de fond.



- Le **canal leptonique**, où  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  et  $H \rightarrow q\bar{q}$ , représente environ 6% des désintégrations. Il est caractérisé par deux jets et deux leptons énergétiques isolés de masse invariante proche de  $m_Z$ . Le seul bruit de fond est  $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-q\bar{q}$ . L'identification de la saveur belle n'est nécessaire que lorsque  $m_H \simeq m_Z$ .



- Le **canal tau**, où  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  et  $H \rightarrow q\bar{q}$  (ou l'inverse), représente environ 8% des désintégrations. Il est caractérisé par deux leptons  $\tau$  énergétiques isolés et deux jets. L'identification des paires  $b\bar{b}$  ne peut pas être utilisée dans ce cas, sous peine de rejeter les événements où  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ . La masses bi-jet (ou la masse invariante de la paire de  $\tau$ ) est proche de  $m_Z$ .

L'analyse présentée au chapitre 6 portera sur le canal 4-jets.

### 3.3 Processus Standards

Un certain nombre de processus physique sont produits lors des collisions  $e^+e^-$  (fig. 3.7). Il s'agit principalement des processus hadroniques, des productions de paires  $\gamma\gamma$ , de paires de W au delà du seuil cinématique autour de  $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$  et de paires ZZ au delà d'environ 182 GeV. Ces processus peuvent donner des états finals à 4 jets et constituent donc des bruits de fond pour la recherche du boson de Higgs.

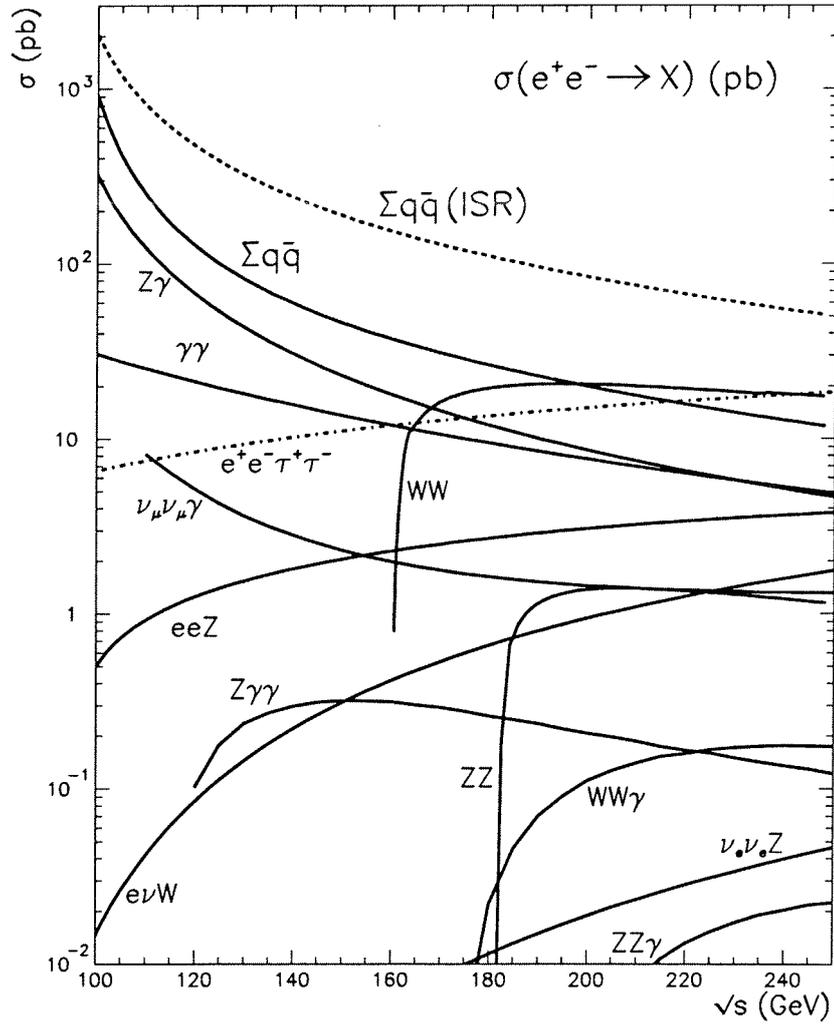
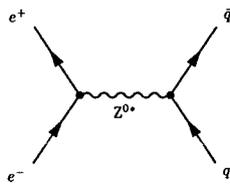


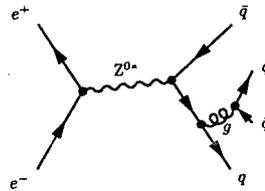
Figure 3.7: Section efficace des processus standards au LEP2 en fonction de l'énergie.

### Processus hadroniques

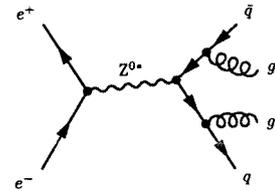
Plusieurs diagrammes de processus hadroniques sont susceptibles de produire quatre jets. Le processus à l'ordre le plus bas est la désintégration hadronique du  $Z^*$  ; les quarks formés pouvant chacun donner deux jets lors de l'hadronisation (fig. 3.8). Un gluon peut être émis par l'un des deux quarks et se fragmenter en deux quarks pour donner une topologie 4 jets (fig. 3.9). Selon un diagramme du même ordre en  $\alpha_S$ , les deux quarks peuvent émettre chacun un gluon (fig. 3.10).



**Figure 3.8:** Diagramme de production de paires  $q\bar{q}$ .

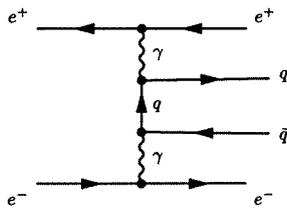


**Figure 3.9:** Diagramme de production de paires  $q\bar{q}$  avec radiation d'un gluon.



**Figure 3.10:** Diagramme de production de paires  $q\bar{q}$  avec double radiation de gluons.

### Processus $\gamma\gamma$



Le processus  $\gamma\gamma$  est un des processus majoritaires au LEP2. Lorsque l'électron et le positron sont perdus dans le tube à vide, ce type d'événements peut être mal identifié comme un événement  $q\bar{q}$ . Ils pourront être éliminés en considérant la masse totale visible, puisqu'elle ne sera pas égale à la masse du boson  $Z^0$ .

Il ne constituera pas un bruit de fond gênant pour la recherche du boson de Higgs.

### Création de paires $W^+W^-$

La production de paires  $W^+W^-$  (fig. 3.11) est particulièrement gênante dans la recherche du boson de Higgs au LEP2 puisque le seuil de production de ce processus se situe à  $\sqrt{s} = 2m_W \sim 161 \text{ GeV}$ . Les paires  $W^\pm$  sont cinématiquement proches d'un événement  $ZH$  pour des masses du boson de Higgs supérieures à environ  $70 \text{ GeV}$ . Cependant lorsque les bosons  $W$  se désintègrent hadroniquement, ils ne donnent pas de quarks beaux.

Cette caractéristique permettra de séparer la création de paires  $W^\pm$  du processus de Bjorken.

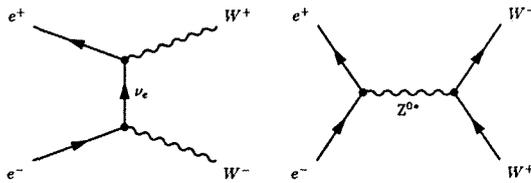


Figure 3.11: Diagrammes de production de paires de W, dans la voie  $t$  et dans la voie  $s$ .

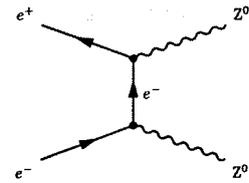


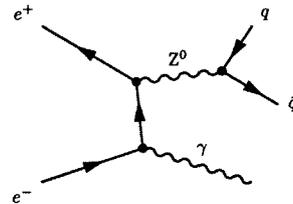
Figure 3.12: Diagramme de production de paires de  $Z^0$ .

### Création de paires ZZ

La production de paires de  $Z^0$  réels (fig 3.12) intervient principalement lorsqu'on a passé le seuil cinématique vers 181 GeV, mais aussi à plus basse énergie, à condition qu'un des deux  $Z^0$  soit virtuel. Si la masse du Higgs est proche de la masse du  $Z^0$ , le bruit de fond ZZ est irréductible car les processus ZZ et ZH ont exactement les mêmes signatures, si ce n'est une plus grande abondance de désintégrations en paires de quarks  $b\bar{b}$  dans le second processus. La détection d'un signal se ferait alors en mesurant un excès d'événements 4-jets par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

### Radiation de photon dans l'état initial

Lorsque l'on s'éloigne du pic du Z, un des électrons peut émettre un photon avant la collision pour permettre de produire un Z réel. Ce photon de rayonnement dans l'état initial est pratiquement colinéaire avec le faisceau et n'est généralement pas détecté. Son énergie est donnée par :



$$E_\gamma = \frac{s - m_Z^2}{2\sqrt{s}},$$

soit  $E_\gamma \approx 69$  GeV pour  $\sqrt{s} = 183$  GeV.

## 3.4 La recherche du boson de Higgs : état des lieux

Depuis sa "prédiction" en 1964 [26–29] les physiciens ont essayé de mettre en évidence le boson de Higgs. Le LEP est le premier accélérateur où l'on puisse effectuer une recherche directe. Des contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs peuvent aussi être déduites d'ajustements des paramètres du Modèle Standard en tenant compte des corrections en boucles virtuelles.

La recherche directe du boson de Higgs est possible au SLAC mais elle donne accès à des zones déjà exclues par le LEP.

### 3.4.1 Avant le LEP

L'une des premières expériences de recherche du boson de Higgs a été effectuée en étudiant le spectre de rayons X émis par les atomes  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$ . Certaines transitions pourraient mettre en évidence un décalage des niveaux atomiques dus à une interaction additionnelle faisant intervenir le boson de Higgs [30]. La limite inférieure de quelques MeV est à interpréter avec précaution car elle nécessite le calcul non perturbatif du couplage HNN du boson de Higgs au nucléon.

Une expérience de *beam dump* a permis d'exclure le domaine de masse inférieur à  $\sim 50$  MeV [31]. Ce résultat n'est pas entaché d'une erreur théorique car le processus de production et de désintégration ne fait intervenir que le couplage  $\text{He}^+e^-$ .

Le domaine de masse de 10 MeV à environ 100 MeV est exclu par la recherche de désintégrations  $\pi \rightarrow \text{H}(e^+e^-)e\nu$  [32].

La recherche inclusive des désintégrations  $B \rightarrow \text{H}(\mu^+\mu^-)X$  permet d'exclure le domaine de  $2m_\mu$  à environ 3.5 GeV [33].

L'absence de raie monochromatique dans les désintégrations inclusives du  $\Upsilon$  permettent de mettre une limite à la production du boson de Higgs par le processus de Wilczek  $\Psi/\Upsilon \rightarrow \gamma(\text{H})$  [34]. Le domaine de masse du boson de Higgs exclu se situe entre  $2m_\mu$  et  $\sim 5$  GeV.

Ces bornes inférieures sont entachées d'incertitudes théoriques qui rendent l'exclusion des bosons de Higgs de faible masse (de 0 à 5 GeV/ $c^2$ ) sujette à caution. Cependant les expériences au LEP ont permis de les confirmer.

### 3.4.2 Au LEP1 dans ALEPH

Le LEP a fonctionné de 1989 à 1995 à des énergies dans le centre de masse proches du pic du  $Z^0$ , soit autour de 91 GeV. Environ 4.5 millions de désintégrations hadroniques du Z ont été observées. Le processus dominant à ces énergies est le processus de Bjorken  $e^+e^- \rightarrow \text{HZ}^* \rightarrow \text{H}\bar{f}f$  (§3.1.1). Les analyses [35] se sont concentrées sur les deux canaux  $\text{H}\nu\nu$  et  $\text{H}\ell^+\ell^-$ ,  $\ell = (e, \mu)$ , où le boson de Higgs se désintègre en quarks.

La sélection des événements  $\text{H}\nu\nu$  fait principalement appel à la reconstruction des jets et à la présence d'énergie manquante. Cette analyse n'observe aucun candidat pour 1.1 événements de bruit de fond attendus.

La sélection dans le canal  $\text{H}\ell^+\ell^-$  utilise les possibilités d'identification des particules dans ALEPH pour reconnaître deux leptons, et l'étiquetage des b pour les jets du boson de Higgs. L'analyse prévoit 2.7 événements et 3 sont effectivement observés.

La combinaison des résultats des deux analyses précédentes à LEP1 conduit à une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs (incluant les erreurs systématiques) :

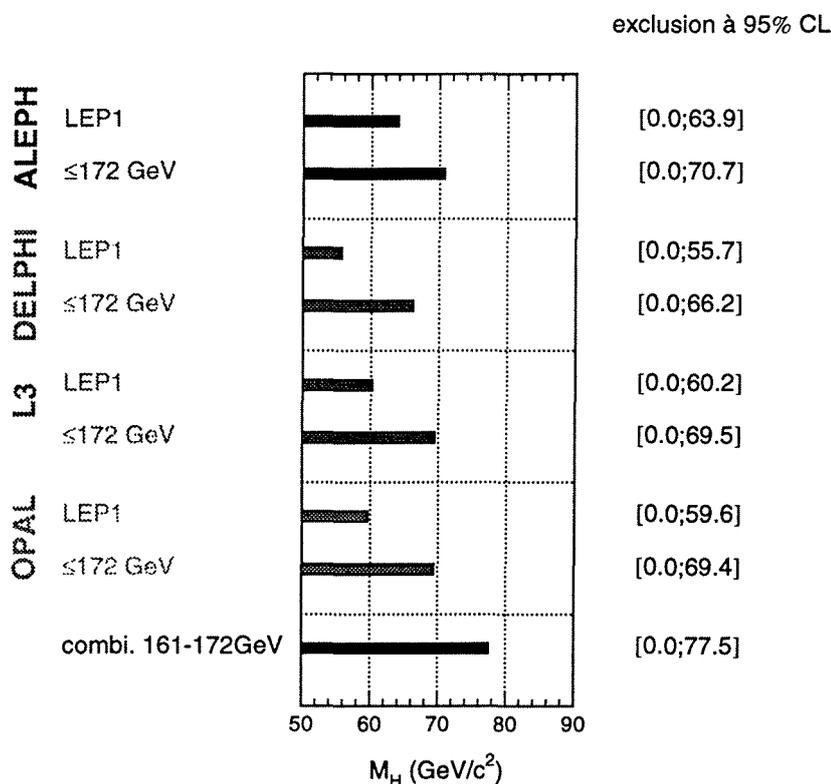
$$m_{\text{H}} > 63.9 \text{ GeV (95\% CL)}$$

### 3.4.3 Au LEP2 dans ALEPH

L'analyse des données depuis la montée en énergie du LEP en 1995 et jusqu'en 1996 a permis d'augmenter progressivement la limite sur la masse du boson de Higgs et d'explorer de nouveaux canaux de désintégration [36]. Le processus de production étudié est le processus de Bjorken et on considère tous les canaux de désintégration possibles : le canal 4-jets, le canal neutrinos, le canal leptonique et le canal tau. En accord avec la prédiction de 0.84 événements, aucun événement n'est sélectionné dans les  $21.5 \text{ pb}^{-1}$  enregistrés à 161, 170 et 172 GeV par l'expérience ALEPH. Cela conduit à une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs de  $69.4 \text{ GeV}/c^2$  (95% CL).

La combinaison de ces résultats avec ceux obtenus autour du pic du  $Z^0$  conduit à :

$$m_H > 70.7 \text{ GeV (95\% CL)}$$



**Figure 3.13:** Comparaison des résultats des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, OPAL et L3). On a représenté les limites à 95% CL sur la masse du boson de Higgs standard établies à partir des données : de LEP1 au pic du Z [35, 37, 38], de LEP1 et LEP2 jusqu'à 172 GeV [36, 39–41]. Les résultats des 4 expériences sont combinés.

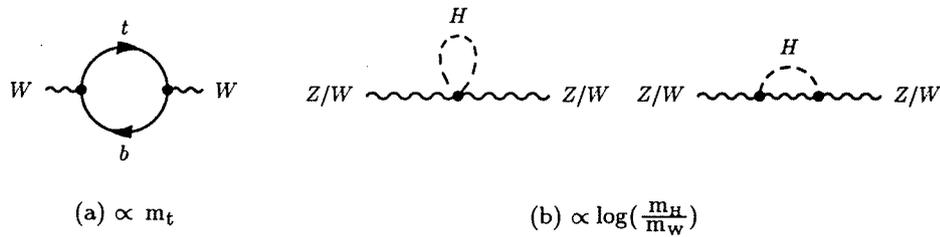
### 3.4.4 Combinaison des quatre expériences au LEP

La combinaison des analyses des quatre expériences auprès du LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) (fig. 3.13) sur les données enregistrées jusqu'en 1996 ( $\sqrt{s} \leq 172 \text{ GeV}$ ) donne une limite sur la masse du boson de Higgs standard

$$m_H > 77.5 \text{ GeV (95\% CL)}$$

## 3.5 Contraintes par ajustements électrofaibles

Les mesures électrofaibles précises faites au LEP sont utilisées pour tester la validité du Modèle Standard et effectuer des prédictions sur la valeur de ses paramètres. Elles sont suffisamment précises pour être sensibles à la masse du quark top et du boson de Higgs à travers les corrections en boucles (fig. 3.14). La dépendance est de degré 4 en  $m_t$ , mais logarithmique en  $m_H$ . Les contraintes sur  $m_H$  ne sont donc pas très strictes. Elles donnent cependant une indication intéressante.



**Figure 3.14:** Corrections en boucles de quark top et de boson de Higgs

Les calculs les plus récents, effectués par les quatre expériences du LEP et SLD [42], et présentés dans une version préliminaire mise à jour à la conférence de Moriond en 1998 [43], utilisent les mesures les plus récentes (du LEP et de SLD) des grandeurs suivantes :

- masse du W (LEP :  $80.35 \pm 0.09 \text{ GeV}$ , CDF et D0 :  $m_W = 80.40 \pm 0.09$ ),
- asymétries mesurées à LEP1 (asymétrie de charge, avant-arrière...),
- masse du quark top ( $m_t = 174.1 \pm 5.4$ ),
- l'asymétrie gauche-droite  $A_{LR}$  mesurée par SLD,
- la constante de couplage  $\alpha^{-1}(m_Z) = 128.896 \pm 0.090$ ,
- l'angle de Weinberg  $\sin^2 \theta_W$  (LEP : 0.23185 et SLD : 0.23084).

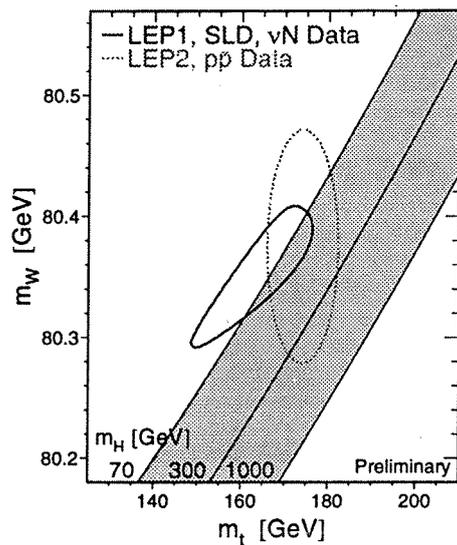
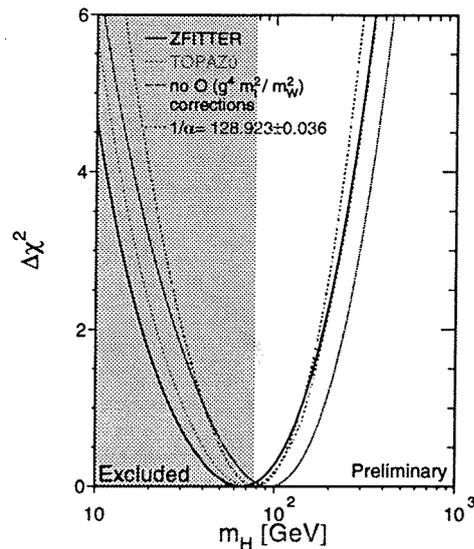


Figure 3.15: Contours d'exclusion.

Figure 3.16:  $\Delta\chi^2$  de l'ajustement des paramètres du Modèle Standard.

Le résultat de l'ajustement est présenté sur les figures 3.15 et 3.16. On voit sur la figure 3.15 l'influence d'une mesure précise de la masse des  $W$ <sup>1</sup> sur la zone autorisée au boson de Higgs. L'ajustement des paramètres électrofaibles donne une valeur préférée de la masse du boson de Higgs :

$$m_H = 66_{-39}^{+74} \text{ GeV}/c^2$$

Cela peut se traduire en une borne supérieure à 95% de niveau de confiance :

$$m_H < 215 \text{ GeV}/c^2 \text{ (95\% CL)}$$

Autrement dit, l'ensemble des mesures électrofaibles semble aller en faveur d'un boson de Higgs léger qui pourrait être observé au LEP2.

<sup>1</sup>On notera que l'expérience ALEPH a mesuré ce paramètre avec une grande précision  $m_W = 80.36 \pm 0.14 \text{ GeV}/c^2$ .



## Chapitre 4

# Stratégie de la recherche du boson de Higgs

L'étude présentée ici repose sur l'identification d'un signal provenant d'un boson de Higgs à travers une topologie "4-jets" dont deux au moins sont issus de quarks  $b$ . Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, cette topologie est commune à un grand nombre de processus Standards. Ce ne sera donc pas le seul critère utilisé pour extraire le signal avec de bonnes performances. Nous procéderons en deux étapes : la première correspond à une sélection grossière des événements de type hadronique, la deuxième consiste en une réelle sélection du signal parmi le bruit de fond restant de même topologie.

Dans ce chapitre nous décrivons comment nous reconstruisons des événements à quatre jets. Nous utilisons une méthode de rééchelonnement pour tenir compte de la contrainte de conservation de l'énergie-impulsion. Puis nous expliquerons le fonctionnement des méthodes d'identification des saveurs lourdes, aussi appelées méthodes d'*étiquetage des  $b$* . A elles seules ces méthodes ne suffisent pas pour identifier le signal et un outil plus performant, utilisant plus d'informations sur les événements, sera présenté au chapitre suivant.

### 4.1 Reconstruction d'événements 4-jets

Les événements qui nous intéressent présentent une topologie 4-jets et leur multiplicité est de l'ordre de quelques dizaines de traces chargées. La méthode que nous utilisons pour former 4 jets est basée sur l'algorithme de Durham [44, 45]. Il se déroule en trois étapes :

1. On détermine la paire de traces  $(i, j)$  les plus proches au sens de la distance  $m_{ij}$ , proche de la masse invariante des deux traces :

$$m_{ij}^2 = 2 \min(E_i, E_j)^2 (1 - \cos \theta_{ij}).$$

où  $\theta_{ij}$  est l'angle entre les traces.

2. On les regroupe en une nouvelle trace d'énergie-impulsion  $(E_{ij}, \vec{P}_{ij})$  :

$$\begin{cases} \vec{P}_{ij} &= \vec{P}_i + \vec{P}_j \\ E_{ij} &= E_i + E_j \end{cases}.$$

3. On recommence en 1. jusqu'à obtenir uniquement 4 traces.

Les quadrivecteurs énergie-impulsion des traces obtenues sont attribués aux jets ainsi que les traces qui les constituent.

On calcule la variable  $y_{34}$ ,

$$y_{34} = 2 \min(E_i, E_j)^2 (1 - \cos \theta_{ij}) / E_{\text{visible}}^2$$

où la minimisation porte sur les 4 jets. C'est une mesure de la distance minimale entre les jets normalisée par l'énergie visible. Cette variable indique la qualité des jets formés et permet de sélectionner les événements qui sont véritablement formés de 4 jets par rapport aux événements à 3 jets. Une faible valeur de  $y_{34}$  indique que les jets sont bien définis alors qu'une plus grande valeur montre qu'il est nécessaire d'associer des traces éloignées les unes des autres pour former 4 jets.

Les 4 jets reconstruits proviennent de la désintégration de deux particules : le boson de Higgs et le  $Z^0$  dans le cas du signal recherché. Il est nécessaire de regrouper les jets par paires, soit six combinaisons possibles. Le moyen de déterminer quelle est la "bonne" combinaison reste à déterminer et pour ne pas risquer de perdre un événement de signal, on considérera toutes les combinaisons dans la suite de l'analyse.

On appellera candidat Z (resp. boson de Higgs) la paire de jets supposée provenir de la désintégration du Z (resp. H).

## 4.2 Mesure de la masse des candidats H et $Z^0$

Du fait des incertitudes sur les mesures d'impulsion et d'énergie dans ALEPH, les jets ne satisfont généralement pas la conservation de l'énergie-impulsion. Les masses invariantes calculées à partir des quadrivecteurs impulsion-énergie sont aussi affectées d'une erreur due à cet effet. Deux méthodes ont été envisagées pour améliorer la résolution sur la masse des candidats : le rééchelonnement et l'ajustement contraint.

### 4.2.1 Rééchelonnement

La méthode de rééchelonnement (remise à l'échelle ou "rescaling") permet de rétablir la conservation de l'énergie-impulsion. Le principe consiste à supposer que la direction des impulsions est bien mesurée par  $\vec{P}_i^m$ , mais pas la valeur de l'impulsion  $|\vec{P}_i^m|$ , et on applique aux impulsions un coefficient multiplicatif  $a_i$  :

$$\vec{P}_i^r = a_i \vec{P}_i^m.$$

Pour l'énergie on peut faire l'une des deux hypothèses suivantes :

- connaissant la masse du jet  $m_i = m_i^m$ , on calcule  $E_i^2 = P_i^2 + m_i^2$ ,
- $\beta_i = P_i/E_i$  est constant ce qui assure que le facteur multiplicatif est le même pour l'énergie :  $E_i^r = a_i E_i^m$ .

On choisit plutôt la deuxième méthode car on ne connaît généralement pas la masse du jet. De plus la relation linéaire sur l'énergie permet une résolution exacte et simple du problème.

On impose aux nouvelles impulsions et énergies ainsi calculées de satisfaire la conservation de l'énergie-impulsion :

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^4 a_i \vec{P}_i^m = \vec{0} \\ \sum_{i=1}^4 a_i E_i^m = \sqrt{s}. \end{cases}$$

On obtient un système linéaire de 4 équations à 4 inconnues, dont la résolution donne les coefficients  $a_i$  à partir desquels on calcule les quadrivecteurs rééchelonnés pour chaque jet. Habituellement si l'un des coefficients  $a_i$  est négatif, l'événement est rejeté (pour de vrais événements 4-jets cela se produit dans environ 5% des cas).

#### 4.2.2 Ajustement contraint

Une méthode légèrement différente consiste à imposer des conditions supplémentaires sur les quadrivecteurs des jets par une méthode d'ajustement contraint [46]. Pour essayer de rétablir l'impulsion des jets plus précisément qu'avec la méthode du rééchelonnement, on suppose que la direction et la valeur de l'impulsion ne sont pas bien mesurées et on ajoute des corrections transverses à l'impulsion mesurée  $\vec{P}_i^m$  :

$$\vec{P}_i^a = a_i \vec{P}_i^m + b_i \vec{u}_{i\theta} + c_i \vec{u}_{i\phi}.$$

En faisant la même hypothèse pour l'énergie, on écrit :

$$E_i^a = E_i^m \frac{|\vec{P}_i^a|}{|\vec{P}_i^m|}.$$

Il y a seulement 4 équations pour 3 inconnues par jet ( $a_i$ ,  $b_i$  et  $c_i$ ). On ne peut pas résoudre exactement ce système mais trouver les paramètres  $a_i$ ,  $b_i$  et  $c_i$  par ajustement. Soient les vecteurs  $\vec{y}$  et  $\vec{y}^0$  contenant respectivement les paramètres de l'ajustement et leurs valeurs moyennes.

$$\vec{y} = \begin{pmatrix} a_i \\ b_i \\ c_i \end{pmatrix}_{i=1,\dots,4} \quad \text{et} \quad \vec{y}^0 = \begin{pmatrix} a_i^0 \\ b_i^0 \\ c_i^0 \end{pmatrix}_{i=1,\dots,4}$$

Les écarts à la moyenne des paramètres sont rangés dans la matrice de covariance  $V^{-1}$ . En première approximation, on ne tient pas compte des corrélations et la matrice est diagonale :

$$V_{ij}^{-1} = \begin{pmatrix} \delta_{ij} \\ \sigma_{ij}^2 \end{pmatrix}.$$

Les équations de conservation de l'énergie-impulsion peuvent s'écrire sous la forme  $\vec{f}(\vec{y}) = \vec{0}$  :

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^4 [a_i \vec{P}_i^m + b_i \vec{u}_{i\theta} + c_i \vec{u}_{i\phi}] & = \vec{0} \\ \sum_{i=1}^4 E_i^m / P_i^m \sqrt{a_i^2 P_i^{m2} + b_i^2 + c_i^2} - \sqrt{s} & = 0 \end{cases}$$

$$\Leftrightarrow \vec{f}(\vec{y}) = \vec{0}.$$

Elles sont intégrées au  $\chi^2$  en introduisant les multiplicateurs de Lagrange  $\vec{\lambda} = (\lambda_i)_{i=1,4}$  :

$$\chi^2 = (\vec{y} - \vec{y}^0)^t V^{-1} (\vec{y} - \vec{y}^0) + 2\vec{\lambda} \cdot \vec{f}(\vec{y}).$$

La minimisation du  $\chi^2$  par rapport à  $\vec{y}$  et  $\vec{\lambda}$  conduit à minimiser le "vrai"  $\chi^2$  (le premier terme) et à imposer la condition  $\vec{f}(\vec{y}) = \vec{0}$ .

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{y}} & = \vec{0} \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{\lambda}} & = 2\vec{f}(\vec{y}) = \vec{0}. \end{cases} \quad (4.1)$$

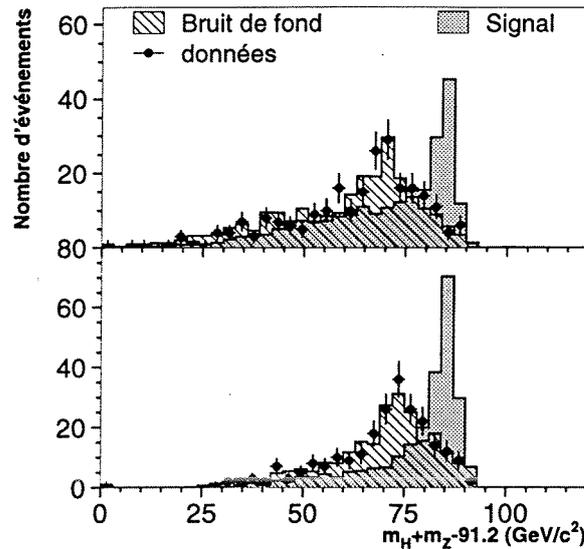
Cette méthode permet d'introduire un nombre quelconque de contraintes sur les paramètres de l'ajustement, par exemple des contraintes de masse. Dans le cas d'événements 4-jets comme ceux que nous allons étudier, on peut penser aux contraintes suivantes :

- contrainte de masse stricte sur une des masses bi-jet, par exemple  $m_{12} = m_Z$ ,
- contrainte de masse tenant compte de la largeur,  $m_{12} = \alpha m_Z$  (contrainte de masse gaussienne),
- contrainte de masse pour une résonance suivant une distribution de type Breit-Wigner.

Nous donnons en annexe B la manière de traiter les contraintes gaussienne et de Breit-Wigner.

La fonction de contrainte  $\vec{f}$  n'est généralement pas simple et le calcul de ses dérivées par rapport aux paramètres nécessaire à la résolution itérative (voir plus bas éq. B.2) peut s'avérer complexe pour certaines contraintes. Nous avons écrit une procédure MATHEMATICA pour la calculer de manière symbolique et la transformer en un sous-programme en Fortran facile à intégrer dans le programme d'ajustement.

La figure 4.1 montre l'amélioration de la résolution en masse obtenue par l'utilisation de l'ajustement contraint par rapport à la distribution de masse rééchelonnée. La méthode présente l'avantage de réduire l'importance des queues de distribution mais c'est aussi un inconvénient car il advient la même chose du bruit de fond. La distribution du bruit de fond se trouve recentrée au même endroit que celle du signal ce qui nuit aux performances de l'analyse pour des valeurs élevées de la masse du boson de Higgs. C'est la raison pour laquelle nous n'avons utilisé que la méthode de rééchelonnement.



**Figure 4.1:** La résolution sur la masse du boson de Higgs reconstruit (ici dans la simulation Monte-Carlo où  $m_H = 85 \text{ GeV}/c^2$  et l'ensemble des bruits de fond  $q\bar{q}$ ,  $W^+W^-$  et  $ZZ$ ) peut être améliorée (a) en rééchantillonnant les impulsions et les énergies des particules ou (b) en appliquant un ajustement contraint (la contrainte porte sur la masse du candidat  $Z^0$ ).

### 4.3 Étiquetage des b

Les hadrons beaux qui contiennent un quark (ou un anti-quark)  $b$  possèdent une durée de vie moyenne de  $1.55 \text{ ps}$ . Lorsqu'ils sont créés suite à la désintégration du  $Z$  en  $b\bar{b}$  par exemple, ils peuvent donc parcourir quelques millimètres depuis le point d'interaction avant de se désintégrer à leur tour en particules plus légères. Ils donnent donc naissance à un vertex secondaire, ou vertex déplacé, qui, si on l'identifie, signe la présence de hadrons beaux. On désigne par *étiquetage des b* les méthodes qui permettent d'identifier les saveurs lourdes.

#### 4.3.1 Le vertex primaire

La recherche du vertex primaire est effectuée en s'affranchissant des biais dus à la durée de vie des particules [47]. Les traces chargées<sup>1</sup> sont projetées dans le plan perpendiculaire à la direction du jet auquel elles appartiennent. Elles sont ajustées dans ce plan pour tous les jets, en tenant compte de la position de la *zone lumineuse*, ce qui globalement donne la position en trois dimensions du vertex primaire puisque les jets sont répartis dans différentes directions de l'espace. La résolution obtenue sur le vertex primaire est de l'ordre de  $40 \mu\text{m}$

zone lumineuse :  
zone  
d'intersection  
des faisceaux

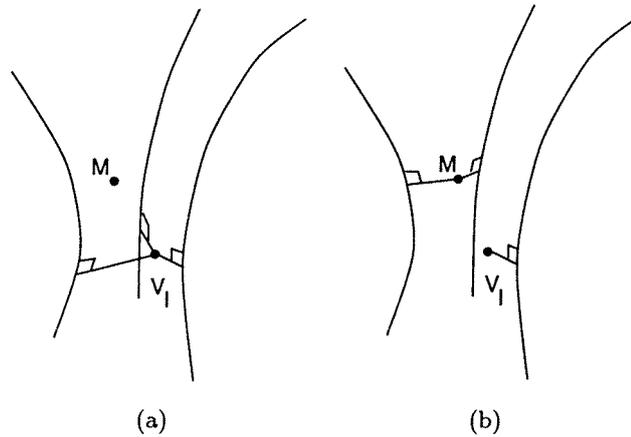
<sup>1</sup>On ne considère que les traces chargées ayant au minimum 4 points dans la TPC et dont l'ajustement vérifie  $\chi^2/d^{\circ}$  de lib.  $< 4$ .

en  $x$  et  $z$ , et  $20\ \mu\text{m}$  en  $y$ .

### 4.3.2 Les vertex secondaires

La recherche directe des coordonnées des vertex secondaires s'effectue indépendamment du vertex primaire et en s'affranchissant du problème combinatoire de la méthode qui consiste à ajuster la position d'un vertex étant donné un ensemble de traces [48]. Les traces utilisées doivent satisfaire les conditions suivantes :

- trace chargée possédant au moins 4 impacts dans la TPC,
- l'ajustement de la trace vérifie  $\chi^2/d^{\circ}\text{liberté} < 4$ ,
- la trace passe à moins de 3 mm de l'axe des faisceaux.



**Figure 4.2:** Principe de la recherche des vertex secondaires : (a) toutes les traces sont affectées au vertex primaire  $V_I$ , (b) les traces sont affectées au vertex le plus proche.

Étant donné un vertex primaire  $V_I$  et un point  $M$  dans l'espace, le principe de la méthode consiste à calculer :

- $\chi_I^2(V_I)$ , le  $\chi^2$  obtenu en assignant toutes les traces au vertex primaire  $V_I$ ,
- $\chi_{II}^2(V_I, M)$ , le  $\chi^2$  obtenu en assignant certaines traces à un vertex secondaire  $M$  et toutes les autres au vertex primaire  $V_I$ .

Pour tout choix de vertex  $V_I$  et de point  $M$ , on maximise la différence des deux,  $\Delta\chi^2(V_I, M)$ , en attribuant chaque trace au vertex ( $V_I$  ou  $M$ ) le plus proche. On calcule  $\Delta\chi^2(V_I, M)$  en tout point de l'espace (discrétisé) et on définit le vertex secondaire comme étant le point  $M$  qui maximise  $\Delta\chi^2$ . L'amélioration du  $\chi^2$  lorsqu'on introduit le vertex secondaire ( $\Delta\chi^2$ ) peut être utilisée comme variable d'étiquetages des hadrons beaux.

### 4.3.3 Méthode des paramètres d'impact

La méthode des paramètres d'impact décrite dans [49], repose sur la mesure du paramètre d'impact signé des traces par rapport au vertex primaire. L'efficacité de la méthode est uniquement limitée par la précision de la mesure des traces, en l'occurrence la mesure dans le détecteur de vertex puisque c'est la première couche de détection et la plus précise. Contrairement à la méthode précédente (§4.3.2), elle ne nécessite pas de reconstruire les vertex secondaires.

#### Présélection des événements

Seuls les événements qui vérifient les critères suivants sont considérés par l'algorithme d'étiquetage :

- au moins deux jets de plus de 10 GeV,
- les deux jets de plus grande impulsion doivent être situés dans l'acceptance du détecteur de vertex ( $|\cos\theta| \leq 0.87$ ).

#### Le paramètre d'impact

Le paramètre d'impact utilisé est tridimensionnel (fig. 4.3). C'est la distance minimale d'approche entre la trace et le point de production des b. Ce dernier est calculé événement par événement, et est assimilé au vertex primaire<sup>2</sup>. Pour corriger les effets de la courbure, la trace est linéarisée au point de désintégration du b (le point d'approche minimale entre la trace considérée et l'axe passant par le vertex primaire, dirigé suivant le jet). Le paramètre d'impact est la distance minimale entre la trace linéarisée et le vertex primaire.

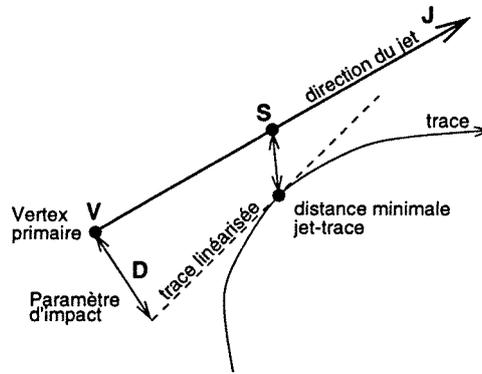


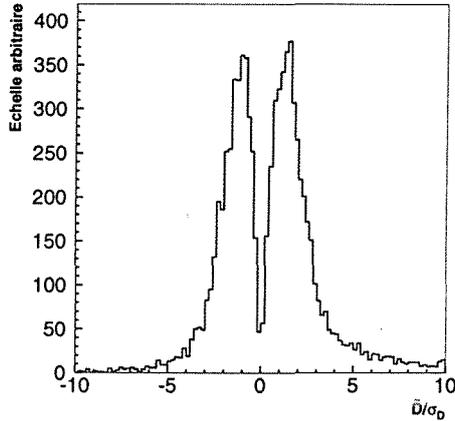
Figure 4.3: Définition du paramètre d'impact en trois dimensions.

Le signe du paramètre d'impact est celui du produit scalaire  $\vec{V}\vec{S}\cdot\vec{J}$ . En d'autres termes le paramètre d'impact est positif si le point d'approche est au-delà du vertex primaire suivant la direction du jet.

L'erreur  $\sigma_D$  sur le paramètre d'impact signé  $\tilde{D}$ , est dominée par l'erreur sur la trace reconstruite, en tenant compte de l'erreur sur le vertex primaire. Ces deux erreurs sont corrélées puisque l'algorithme de détermination du vertex primaire utilise les traces. La signification statistique de la mesure du paramètre d'impact est le rapport  $\tilde{D}/\sigma_D$ . Elle est utilisée à la place du paramètre d'impact seul car la résolution  $\sigma_D$  dépend fortement des traces, de leur impulsion, de l'angle et du nombre de points mesurés dans le détecteur de vertex. L'information sur la durée de vie apparaît dans la dissymétrie entre les distributions de signification pour les traces ayant un paramètre d'impact positif ou négatif (fig. 4.4). La partie positive présente une queue de distribution qui est le signe de la durée de vie. La partie négative ne contient pas

<sup>2</sup>Le vertex primaire est déterminé indépendamment de la durée de vie des hadrons (§4.3.1).

d'information sur la durée de vie. Elle est utilisée pour extraire l'information de durée de vie de la partie positive.



**Figure 4.4:** Distribution de  $\tilde{D}/\sigma_D$  pour les événements enregistrés au pic du  $Z^0$  en 1997.

information de temps de vie on combine les probabilités individuelles des traces  $p_{T_i}$ , pour obtenir une probabilité par jet, par hémisphère ou par événement. Pour  $N$  traces, la probabilité est :

$$p_{1\dots N} = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \text{ avec } \Pi = \prod_{i=1}^N p_{T_i},$$

Les variables les plus utilisées sont les probabilités par jet ou par événement. On voit en particulier la manière de combiner deux probabilités (les probabilités de deux jets par exemple) :

$$p_{12} = p_1 p_2 (1 - \ln(p_1 p_2)).$$

#### 4.3.4 Méthode des leptons

Les caractéristiques des leptons issus de la désintégration semi-leptonique des hadrons beaux ou charmés (dans 10% des cas) peuvent être utilisées pour identifier les saveurs lourdes. La variable cruciale pour distinguer les désintégrations directes du  $b$  des autres désintégrations est l'impulsion transverse  $p_{\perp}$  des traces. Cette dernière reflète la valeur de l'impulsion dans le centre de masse du hadron dont le spectre est bien plus dur pour les saveurs lourdes du fait de leur masse élevée. L'axe utilisé pour le calcul de l'impulsion transverse est la direction du jet le plus proche du lepton considéré (le lepton lui-même étant exclu du jet). Cette méthode utilise les capacités du détecteur ALEPH à identifier les leptons (§2.5.2 p. 49). Seuls les leptons de plus de 3 GeV sont utilisés pour l'identification des saveurs lourdes selon cette méthode décrite dans [50].

Pour une trace on définit la densité de probabilité comme étant la "probabilité que la signification positive mesurée soit compatible avec la distribution de paramètres d'impacts négatifs". Autrement dit cela représente la probabilité pour que la trace provienne du vertex primaire. La distribution de probabilité est plate pour les valeurs négatives et présente un pic vers zéro pour les traces de paramètre d'impact significatif.

La désintégration d'un hadron beau produit environ 5 traces chargées. Chacune possédant une

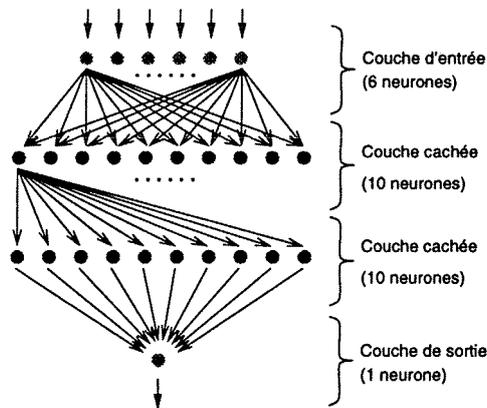
### 4.3.5 Combinaison des différentes méthodes par réseaux de neurones

Les différents résultats des méthodes décrites précédemment sont combinés par un réseau de neurones (annexe A).

Il a été développé [51], dans le but d'exploiter la nature multi-variables du problème de l'étiquetage des b. Les six variables caractéristiques des jets suivantes ont été sélectionnées :

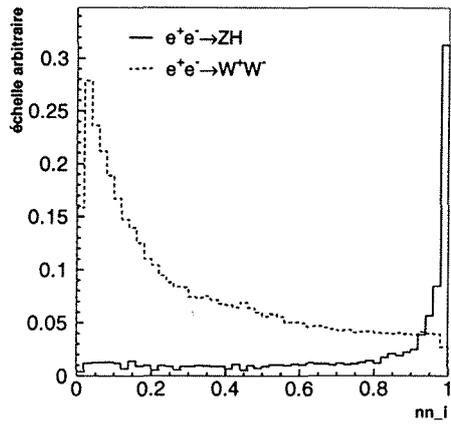
1. la probabilité d'un jet donnée par la méthode des paramètres d'impact (§4.3.3), *i.e.* la probabilité que le jet soit de type u,d,s,
2. la variable d'étiquetage des hadrons beaux donnée par la méthode des vertex secondaires (§4.3.2),
3. la sphéricité<sup>3</sup>,
4. la multiplicité normalisée par l'énergie du jet  $n_{\text{jet}}^{\text{traces}}/E_{\text{jet}}$ ,
5.  $\sum P_T^2$  où  $P_T$  est l'impulsion transverse par rapport au jet. La somme est étendue à tous les objets énergétiques reconstruits,
6. l'impulsion transverse  $P_T$  des leptons identifiés, par rapport au jet (§4.3.4).

Le réseau de neurones utilisé a une structure relativement simple (6-10-10-1) (fig. 4.5) : 6 neurones en entrée, deux couches cachées de 10 neurones chacune et 1 neurone de sortie. Les 6 entrées correspondent aux 6 variables choisies et le neurone de sortie donne une variable d'étiquetage pour le jet donnée en entrée. Elle correspond à la "probabilité" dans l'intervalle  $[0, 1]$  que le jet provienne d'un méson beau. L'apprentissage, par rétropropagation, a été fait sur un échantillon de retour radiatif au Z (et  $Z \rightarrow q\bar{q}(g)$ ) de 400 000 événements simulés, à 183 GeV. Les performances du réseau de neurones sont meilleures que celles de la méthode classique d'étiquetage par les paramètres d'impact (fig. 4.7). Pour une pureté de 80%, l'efficacité passe de 70% à 75%. On a représenté sur la figure 4.7 la courbe de performances du réseau de neurones et de la méthode des paramètres d'impact par jet.

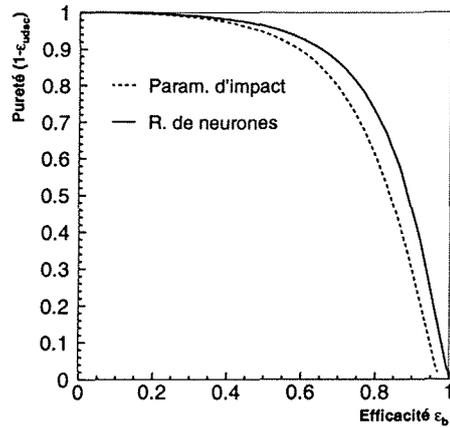


**Figure 4.5:** Structure du réseau de neurones utilisé pour l'étiquetage des hadrons beaux. Tous les nœuds d'un niveau sont connectés à tous les nœuds du niveau suivant (cela n'est pas représenté complètement sur la figure pour ne pas nuire à la lisibilité).

<sup>3</sup>La *sphéricité* d'un événement est définie à partir du *tenseur de sphéricité* :  $S_{\alpha\beta} = (\sum_{i=1}^N P_{i\alpha} P_{i\beta}) / \sum_{i=1}^N |\vec{P}_i|^2$ , où  $\vec{P}_{i,(i=1,\dots,N)}$  sont les impulsions des  $N$  particules et  $\alpha, \beta$  désignent les trois composantes  $x, y, z$ . La diagonalisation du tenseur de sphéricité donne



**Figure 4.6:** Distribution de la sortie du réseau de neurones par jet : pour les jets beaux provenant de la désintégration du boson de Higgs dans des événements  $e^+e^- \rightarrow ZH$ , et pour tous les jets des événements  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  (pas de jets beaux).



**Figure 4.7:** Comparaison des performances de l'étiquetage des b par la méthode des paramètres d'impact et par réseau de neurones.

trois valeurs propres normées notées  $Q_{i,(i=1,2,3)}$ . La sphéricité est :  $S = 3/2(Q_1 + Q_2)$ . Comme son nom l'indique, la sphéricité reflète la nature sphérique d'un événement et  $S = 1$  correspond à un événement isotrope.

## Chapitre 5

# Méthode d'analyse

Dans l'analyse que nous allons développer au chapitre suivant, le but est d'obtenir le meilleur taux de rejet du bruit de fond possible tout en gardant une efficacité maximale pour le signal  $e^+e^- \rightarrow ZH$ . Comme nous l'avons vu précédemment l'étiquetage des  $b$  est un moyen très puissant de sélectionner le signal mais il n'est pas suffisant car une partie du bruit de fond contient des quarks lourds. Il sera nécessaire d'utiliser d'autres variables discriminantes, en particulier des variables cinématiques ainsi que leurs corrélations. Même si une analyse par coupures permet de tenir compte des corrélations, il est difficile de le faire avec plus de deux variables. Nous avons utilisé une méthode originale pour contourner cette difficulté en faisant appel à des *arbres de décision binaires*. A chaque arbre correspond une efficacité de sélection du signal et un nombre d'événements de bruit de fond attendus.

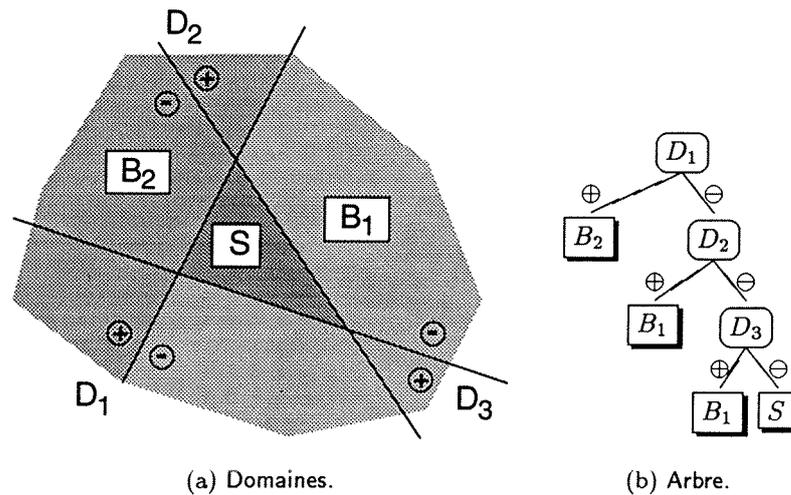
Au prochain chapitre, nous chercherons à optimiser l'analyse, c'est-à-dire à trouver l'efficacité et le nombre d'événements de bruit de fond optimaux, pour obtenir la meilleure limite sur la masse du boson de Higgs en moyenne. Pour cela il est nécessaire de disposer d'une courbe continue de performance de l'analyse (bruit de fond en fonction de l'efficacité). Nous avons donc développé une nouvelle méthode : la *méthode d'évolution*. Elle permet de se contenter de quelques arbres judicieusement choisis et d'évoluer continûment d'un arbre à un autre pour déterminer les performances de l'analyse dans toute une gamme d'efficacités. Cette méthode fournit une seule variable de sélection qui regroupe toute l'information sur les variables utilisées.

### 5.1 Arbres de décision binaires : CART™

CART<sup>1</sup> [52] est un logiciel de classification par arbres de décision binaires. Le logiciel construit un arbre de décision binaire à partir d'un échantillon d'apprentissage d'objets appartenant à des classes différentes. Chaque nœud correspond à une coupure sur une des variables composant les objets, ce qui permet de les classer dans les nœuds terminaux. Le cas idéal (comme sur la figure 5.1) où chaque nœud terminal correspond à une classe unique, n'est généralement pas atteint, mais la *pureté* des nœuds terminaux peut être ajustée

CART:  
Classification  
And  
Regression  
Trees

<sup>1</sup>CART est un produit de la société Salford Systems, San Diego, USA.



**Figure 5.1:** Principe de fonctionnement de CART. (a) Les domaines  $B_1$ ,  $B_2$  et  $S$  sont identifiés par l'arbre (b). Le domaine  $B_1$  se trouve coupé en deux par la coupure  $D_2$ . Chaque nœud terminal correspondant à un ensemble de coupures (un produit au sens logique du terme) est une boîte convexe.

en agissant sur les paramètres de construction de l'arbre décrits par la suite.

### 5.1.1 Construction des arbres

Nous allons voir comment CART procède pour construire un arbre à partir d'un échantillon d'apprentissage. C'est à dire comment il trouve les coupures qui isolent les différentes classes d'objets décrits par un nombre quelconque de variables.

La méthode de construction des arbres est récursive et repose sur trois règles :

1. Subdiviser chaque nœud de l'arbre (initialement, l'"arbre" n'est formé que d'un seul nœud).
2. Décider quand la construction de l'arbre est terminée.
3. Attribuer une classe à chaque nœud terminal.

#### Choix de la coupure et condition d'arrêt

Chaque nœud de l'arbre est subdivisé selon une coupure. CART examine toutes les variables et, pour chacune d'elle, détermine la valeur de la coupure qui donne la meilleure séparation entre les classes, au sens de la distance de Kolmogorov-Smirnoff<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Le principe reste valable pour une combinaison linéaire de variables.

Soit une variable  $x$  distribuée selon les densités  $f_1(x)$  et  $f_2(x)$  pour deux classes 1 et 2. La distance de Kolmogorov-Smirnoff est définie par :

$$d_{KS}(x) = |F_1(x) - F_2(x)|,$$

où  $F_1$  et  $F_2$  sont les distributions associées aux densités  $f_1$  et  $f_2$  :

$$F_i(x) = \int_0^x f_i(t) dt.$$

On place la coupure au point  $x^*$  qui maximise la distance  $d_{KS}$  et minimise l'erreur d'identification entre les classes. Dans le cas général à  $N$  dimensions, on calcule la distance de Kolmogorov-Smirnoff dans les  $N$  directions :

$$d_{KS}(x_i) = |F_1(x_i) - F_2(x_i)|$$

pour  $i = 1, \dots, N$ .

On choisit la coupure  $x_j^*$  qui maximise  $d_{KS}$ .

■ Distance de Kolmogorov-Smirnoff

Les coupures sont classées et on choisit la variable et la coupure qui donnent la meilleure séparation entre les classes dans les nœuds fils. La dissection est répétée pour les nœuds fils jusqu'à ce qu'elle soit impossible ou interrompue.

- Elle est impossible, soit lorsqu'il ne reste plus qu'un objet dans le nœud, soit lorsque tous les objets dans un nœud sont exactement similaires (ou lorsque la distance (voir ci-dessus) qui les sépare est trop faible).
- Elle est interrompue, par exemple, lorsque le nombre d'objets dans le nœud est inférieur à une limite fixée, ou calculée (de l'ordre des fluctuations statistiques).

### Attribution des classes

Il y a plusieurs façons d'attribuer une classe à un nœud terminal : soit d'après la classe la plus représentée, soit en tenant compte des *coûts de mauvaise classification* et des *priorités*.

- Le **coût de mauvaise classification** est, comme son nom l'indique, "le prix à payer" lorsqu'un objet n'est pas rangé dans sa classe. Si on veut par exemple isoler 5 classes, 5 types d'événements physiques par exemple, 1 et 2 représentant deux sous-classes du signal recherché et 3, 4 et 5 trois classes de bruit de fond, on ne taxera pas les événements mal classés entre 1 et 2, et entre 3, 4 et 5, mais on affectera un coût élevé aux événements de bruit de fond qui passent dans les classes de type signal (de même pour les événements de classe signal perdus).
- La **priorité** permet de donner un poids plus (moins) important à une classe pour tenir compte du sous(sur)-échantillonnage de cette classe. Si la proportion d'objets d'une classe dans l'échantillon d'apprentissage est plus faible que dans la réalité, on affecte une priorité plus élevée à cette classe.

Puisque n'importe quel nœud peut devenir un nœud terminal après l'élagage de l'arbre, CART attribue une classe à tous les nœuds, qu'ils soient terminaux ou non. Dans l'arbre définitif, seule la classe des nœuds terminaux nous importera.

### Élagage

CART construit un arbre le plus loin possible en complexité et ne se préoccupe pas de déterminer si un nœud est un nœud terminal avant d'avoir arrêté la construction pour les raisons sus-citées. L'arbre obtenu, appelé *arbre maximal*, peut être simplifié en élaguant certaines branches. La sélection du meilleur sous-arbre (le seul qui soit donné à la sortie du programme) parmi l'ensemble des sous-arbres trouvés, fait intervenir un *échantillon de test*.

- Si l'échantillon initial est suffisamment grand, il peut être séparé en un échantillon d'apprentissage et un échantillon de test. CART fait passer tous les objets de l'échantillon de test à travers l'arbre maximal et tous les sous-arbres. Connaissant la classe de l'objet, et la classe dans laquelle l'arbre l'a placé, on peut calculer la contribution de cet objet au *taux de mauvaise classification*<sup>3</sup>. L'arbre sélectionné est celui pour lequel les taux de mauvaise classification sont les plus faibles.
- Si la taille de l'échantillon est insuffisante pour en extraire un échantillon de test, CART utilise une méthode de *validation croisée* ("cross validation"). L'échantillon est subdivisé en 10 sous-échantillons. Les premiers 9/10 sont utilisés comme échantillons d'apprentissage et le 1/10 restant comme échantillon de test (mini-échantillon de test). On répète cette procédure avec toutes les combinaisons possibles de 9 sous-échantillons parmi les 10. Les taux de mauvaise classification sont calculés comme précédemment, avec tous les mini-échantillons de test pour tous les sous-arbres formés avec les mini-échantillons d'apprentissage. Ils sont utilisés pour calculer les taux de mauvaise classification de l'arbre complet.

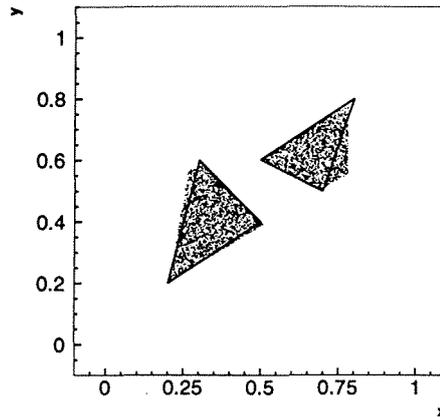
Il est théoriquement possible d'ajuster les coupures ou d'éliminer certaines branches de l'arbre "à la main" dans le fichier de sortie de CART, mais cela nécessite une certaine expérience et relève plus de l'art topiaire<sup>4</sup> que de l'élagage à la tronçonneuse.

#### 5.1.2 Exemple en dimension deux

Nous avons présenté à CART une distribution de points  $(x, y)$  dans deux triangles (fig. 5.2). Nous avons demandé au programme de les sélectionner en utilisant des combinaisons linéaires des deux variables. Sans avoir ajusté précisément les paramètres de construction, l'arbre trouvé sélectionne presque parfaitement les triangles.

<sup>3</sup>Le *coût de mauvaise classification* intervient à ce niveau comme une pondération du taux de mauvaise classification.

<sup>4</sup>**Topiaire** : adj. et n.f. (lat. *topiarus*, jardinier). Se dit de l'art de tailler les arbres et les arbustes selon des formes plus ou moins géométriques.



**Figure 5.2:** Exemple de sélection trouvée par CART : une distribution de points dans les deux triangles représentés est donnée en apprentissage et on a représenté les points sélectionnés par l'arbre trouvé par CART.

## 5.2 Évolution des arbres

A tout arbre correspond un point dans le plan efficacité-bruit de fond. Mais contrairement aux analyses habituelles avec coupures, il n'est pas possible de construire une courbe d'efficacité simplement en faisant varier une coupure. Cependant, il est facile de construire plusieurs arbres répartis dans le plan efficacité-bruit de fond. On pourrait penser à en construire suffisamment pour obtenir une courbe quasiment continue, mais cela présente des inconvénients :

- L'inclusion n'est pas systématique : un arbre pour une efficacité  $\epsilon_1$  ( $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ) n'est pas forcément inclus dans un deuxième arbre à  $\epsilon_2$ . Par conséquent un événement non sélectionné à haute efficacité pourrait apparaître à basse efficacité ; ce qui est un cas inhabituel et difficile à traiter.
- Il n'est pas possible de savoir à quelle "distance" des coupures se trouve un éventuel candidat.
- On ne peut pas se placer n'importe où sur la courbe efficacité-bruit de fond simplement en appliquant une coupure sur une variable.
- Il n'est pas pratique de manipuler beaucoup d'arbres.

Nous avons donc développé une technique dite "d'évolution des arbres".

L'idée est de disposer de deux arbres et d'en construire un troisième, pour une valeur d'efficacité intermédiaire, à partir de ces derniers. Si on est ainsi capable de transformer un arbre en un autre et de calculer une variable qui évolue continûment de l'un à l'autre, on peut tracer la courbe de performances efficacité-bruit de fond nécessaire pour optimiser l'analyse.

### 5.2.1 Principe de l'évolution

boîte: une  
boîte corres-  
pond à un nœud  
terminal

On peut se représenter les arbres construits par CART comme une partition de l'espace de dimension  $N$  des variables de coupures, en boîtes (des hyper-volumes). Les nœuds terminaux sont mutuellement exclusifs et correspondent à un produit de coupures<sup>5</sup>. Ce sont des boîtes convexes limitées par des hyperplans (les coupures  $\mathcal{H}_i$ ) dans l'espace considéré. Une classe donnée, signal par exemple, est éventuellement répartie dans plusieurs nœuds terminaux. La boîte signal est donc l'union de plusieurs boîtes convexes disjointes (qui peut être une boîte concave, puisque deux boîtes signal peuvent n'être séparées que par un hyperplan, par exemple lorsque deux nœuds terminaux, provenant d'un même nœud parent, sont de classe signal). La boîte complémentaire est occupée par toutes les autres classes (le bruit de fond). Dans ce qui suit, nous nous limitons donc à une boîte signal<sup>6</sup>.

hyper-boîte: une  
hyperboîte est  
l'union de  
plusieurs boîtes

Du point de vue d'une classe donnée, deux arbres différents correspondent à deux hyper-boîtes différentes. Passer continûment d'un arbre à l'autre revient à faire évoluer une boîte vers une autre. L'idée est de considérer les deux boîtes comme des surfaces portées à un certain potentiel et de calculer les surfaces équipotentielles entre les deux. A toute valeur du potentiel entre ceux des boîtes, correspond une surface équipotentielle, c'est à dire une hyper-boîte intermédiaire.

Si on affecte aux boîtes  $\mathcal{B}_1$  et  $\mathcal{B}_2$  les potentiels  $V_1$  et  $V_2$  respectivement, on peut choisir d'exprimer le potentiel par :

$$V(P) = \frac{d_1 V_2 + d_2 V_1}{d_1 + d_2},$$

où  $d_i = d(M, \mathcal{B}_i)$  est la distance du point  $M$  à la boîte  $\mathcal{B}_i$ , ( $i=1,2$ ). Il varie continûment entre  $V_1$  et  $V_2$  et prend bien les valeurs  $V_{1,2}$  sur les boîtes  $\mathcal{B}_{1,2}$  ( $d_{1,2} = 0$ ). Les équipotentielles sont linéaires en  $d_{1,2}$ . En effet, pour  $V_{1,2}$  fixés, le potentiel ne dépend que de  $d_{1,2}$ . Les équipotentielles sont donc les *surfaces d'isodistance* aux boîtes  $\mathcal{B}_{1,2}$ . Explicitement, l'équation des surfaces équipotentielles est :

$$V(P) = V_3 \Leftrightarrow d_1(P)(V_3 - V_2) + d_2(P)(V_3 - V_1) = 0, \quad (5.1)$$

où  $d_1(P)$  (resp. 2) est la distance du point  $M$  à la boîte  $\mathcal{B}_1$  (resp. 2). Si on choisit une valeur du potentiel  $V_3$ , on obtient donc une nouvelle boîte  $\mathcal{B}_3$  intermédiaire entre  $\mathcal{B}_1$  et  $\mathcal{B}_2$  ( $\mathcal{B}_2 \subset \mathcal{B}_3 \subset \mathcal{B}_1$ ).

Nous allons maintenant préciser la distance utilisée.

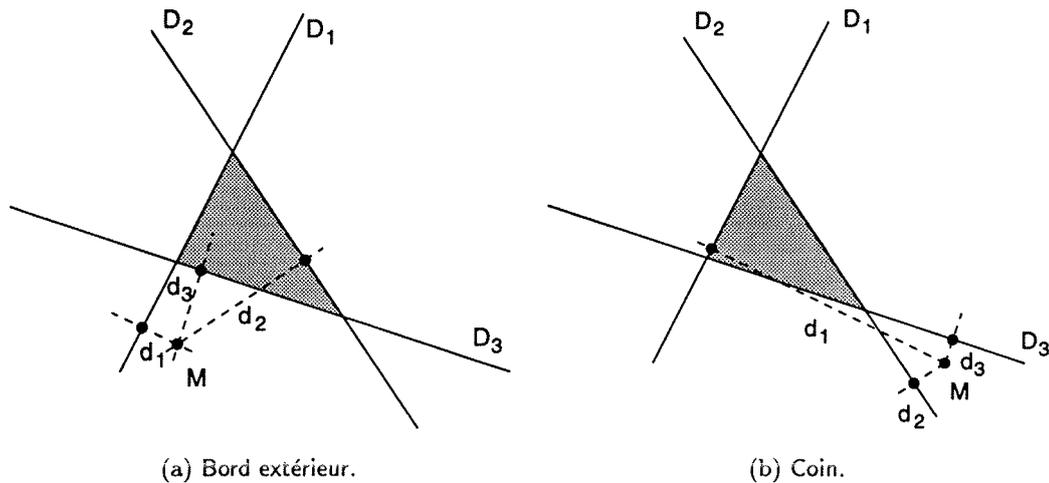
### 5.2.2 Calcul des distances

L'expression du potentiel en un point  $M$  nécessite le calcul des distances du point aux boîtes entre lesquelles il se trouve. Si  $P \in \mathcal{B}_1$  et  $P \notin \mathcal{B}_2$  on définit :

- la *distance intérieure* par la distance du point à la boîte dans laquelle il se trouve  $d(M, \mathcal{B}_1)$ ,

<sup>5</sup> Soit un ensemble de coupures  $\mathcal{H}_{i(i=1, \dots, n)}$ , on appelle produit de coupures, la coupure  $\mathcal{B} = \mathcal{H}_1 \& \mathcal{H}_2 \& \dots \& \mathcal{H}_n$ , où  $\&$  est le "ET" logique.

<sup>6</sup> On appelle *boîte signal* une boîte correspondant à un nœud terminal de classe signal.



**Figure 5.3:** Cas particuliers de l'utilisation de  $d = \min_i(d_i) = \min_i(d(M, D_i))$  : (a) dans ce cas de proximité au bord extérieur on obtient  $d = d_1$  au lieu de  $d = d_3$ , (b) dans le cas de proximité à un coin on obtient  $d = d_3$  au lieu de la distance au coin.

- la *distance extérieure* par la distance du point à l'extérieur de la boîte  $d(M, B_2)$ .

Les boîtes considérées sont toujours convexes, donc le calcul de la distance intérieure ne pose pas de problème. Nous la définissons comme la distance minimale du point à tous les hyperplans qui forment la boîte.

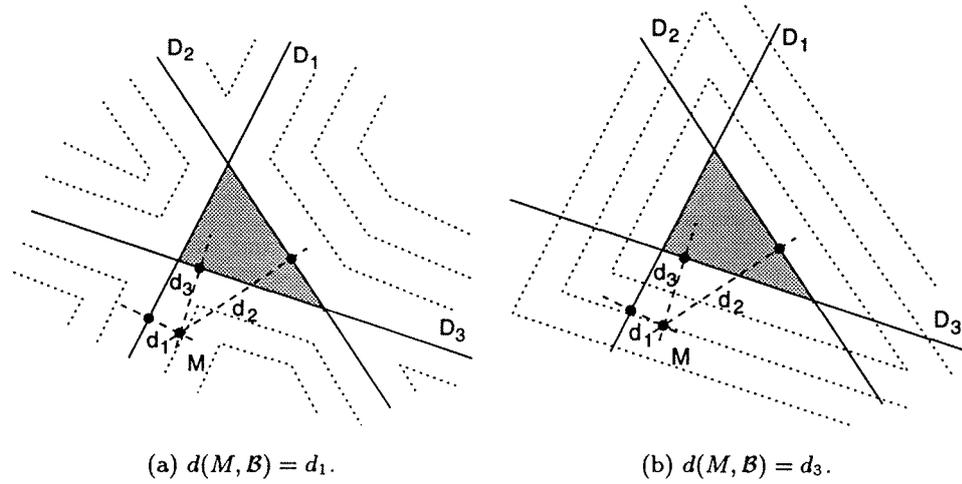
Dans un espace de dimension  $N$ , le calcul de la distance d'un point extérieur à un hypervolume convexe n'est pas simple, même lorsqu'on se place dans le plan ( $N = 2$ ). La distance d'un point à un hyperplan dans un espace de dimension  $N$  est :

$$d(M, \mathcal{H}) = \frac{\left| \sum_{i=1}^N a_i x_i + c \right|}{\sqrt{\sum_{i=1}^N a_i^2}}$$

où  $\sum_{i=1}^N a_i x_i + c = 0$  est l'équation de l'hyperplan. Déjà dans le plan des problèmes surgissent lorsqu'on s'approche des coins et plus généralement dans un espace de dimension  $N$ , lorsqu'on s'approche d'*hypercoins* de dimension  $N' < N - 1$  formés par l'intersection de  $N - N'$  hyperplans. Ce que l'on entend généralement par distance dans ce cas est la distance euclidienne<sup>7</sup>.

Dans le cas d'un coin formé par deux droites dans le plan, on calculerait la distance au point d'intersection des deux droites (le coin). Mais cela n'est pas aussi simple car encore faut-il savoir, quand on est près d'un coin, et comment calculer cette distance simplement, par exemple en fonction des distances

<sup>7</sup>La distance euclidienne peut être définie comme le rayon de la sphère centrée sur le point et qui touche l'hypervolume.



**Figure 5.4:** Lignes d'équidistance dans le cas (a) de la distance  $d(M, B) = \min_i(d(M, \mathcal{H}_i))$  et (b) de la "distance de gonflement".

du point aux deux droites (qui ne sont pas forcément orthogonales). Les lignes équipotentielles (où d'équidistances) autour d'une boîte seraient alors arrondies autour des coins et on perdrait la linéarité. Ce genre de calcul n'est pas impossible mais difficile et la combinatoire en augmente rapidement la complexité et la longueur.

C'est pourquoi nous avons cherché une manière plus simple de calculer les distances extérieures. Elle repose sur les seules distances point-hyperplan, de manière à rester linéaire. En effet en remplaçant, dans l'équation (5.1),  $d_1(P)$  (resp. 2) par la distance du point  $M$  à la boîte  $B_1$  (resp. 2), c'est à dire à l'hyperplan le plus "proche" (définit plus loin)  $\mathcal{H}_k$  (resp.  $l$ ), d'équation  $\sum_{i=1}^N (a_k)_i x_i + c_k = 0$  (resp.  $l$ ), l'équation d'une surface équipotentielle devient :

$$\left( \sum_{i=1}^N (a_k)_i x_i + c_k \right) (V_3 - V_2) + \left( \sum_{i=1}^N (a_l)_i x_i + c_l \right) (V_3 - V_1) = 0.$$

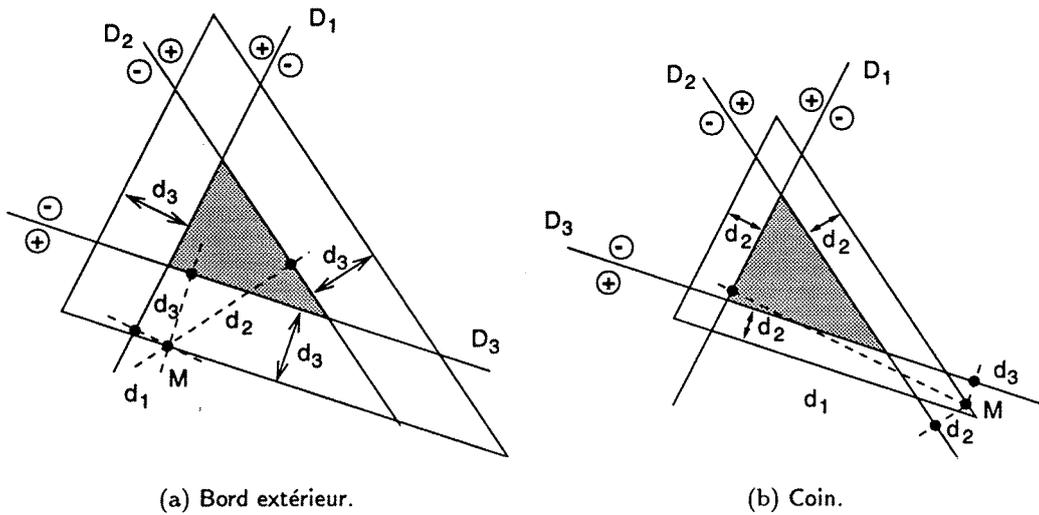
Interprété en termes de coupures, la boîte intermédiaire est définie par des combinaisons linéaires des coupures qui définissent les boîtes entre lesquelles on évolue.

Nous avons d'abord pensé à :

$$d(M, B) = \min_i(d(M, \mathcal{H}_i)),$$

où  $B = \bigcap_i \mathcal{H}_i$  et  $\mathcal{H}_i$  sont les hyperplans qui délimitent la boîte.

Cette approche très simple doit être un peu modifiée pour traiter les cas particuliers où, soit le point est près d'un hypercoin, soit le point est proche du prolongement d'un hyperplan qui forme une face de la boîte mais qui n'est pas une des faces (fig. 5.4 (a)).



**Figure 5.5:** Calcul de distance par gonflement des boîtes. (a) Dans ce cas de proximité au bord extérieur, les distances se rangent dans l'ordre suivant :  $|d_1^-| < |d_3^+| < |d_2^-|$  (les signes  $\pm$  indiquent le signe de la distance : "+" lorsque le point se trouve du côté extérieur de l'hyperplan). On gonfle la boîte de la plus grande distance positive, ici  $|d_3^+|$ , et le point passe sur la frontière, d'où  $d = d_3$ . L'utilisation de la distance  $d = \min(|d_i|)$  aurait donné  $d_1$ , aussi loin que se trouve le point le long de  $D_1$ . (b) Dans ce cas de proximité à un coin, les distances se rangent dans l'ordre suivant :  $|d_3^+| < |d_2^+| < |d_1^-|$ , on gonfle la boîte de  $|d_2^+|$  et le point passe sur la frontière, d'où  $d = d_2$ . L'utilisation de la distance  $d = \min(|d_i|)$  aurait donné  $d_3$ , aussi loin que se trouve le point le long de  $D_3$ .

On peut se représenter la distance comme un paramètre de gonflement de la boîte. On imagine qu'on fait gonfler la boîte de manière homotétique en faisant varier un paramètre d'inflation. Lorsque le point dont on veut calculer la distance à la boîte passe à l'intérieur de la boîte gonflée, on identifie la distance à la valeur du paramètre de gonflement. On pourrait procéder de manière itérative mais on peut gonfler directement la boîte à la bonne taille pour qu'elle englobe juste le point et donc trouver la distance par un algorithme simple. La procédure est la suivante :

1. Calculer la distance du point  $M$  à tous les hyperplans formant la boîte :

$$d_i = d(M, \mathcal{H}_i) = \frac{\left| \sum_{j=1}^N a_j x_j + c \right|}{\sqrt{\sum_{j=1}^N a_j^2}}$$

2. Signer les distances :

- si le point est du côté de l'intérieur de la boîte par rapport à l'hyperplan  $i$  alors  $d_i = -d_i$ ,

- sinon  $d_i > 0$ .

3. La distance de  $M$  à la boîte  $\mathcal{B}$  est la plus grande distance positive :

$$d(M, \mathcal{B}) = \max_i (|d_i| \text{ tel que } d_i > 0)$$

Ceci est illustré sur la figure 5.5 dans les cas particuliers de proximité aux coins.

### 5.3 Illustration

Nous avons imaginé que la boîte trouvée par CART au §5.1.2 (fig. 5.2) était placée dans une boîte plus grande en forme de carré tronqué dans un coin. Nous avons calculé les équipotentielles correspondant à cette configuration en utilisant les algorithmes de calcul de distance et du potentiel présentés précédemment. Les équipotentielles sont représentées sur la figure (fig. 5.6) et correspondent au résultat attendu. Une coupure sur la valeur du potentiel permet donc de choisir un arbre de sélection intermédiaire. Les coupures de ce dernier sont des combinaisons linéaires des coupures des deux arbres primitifs.

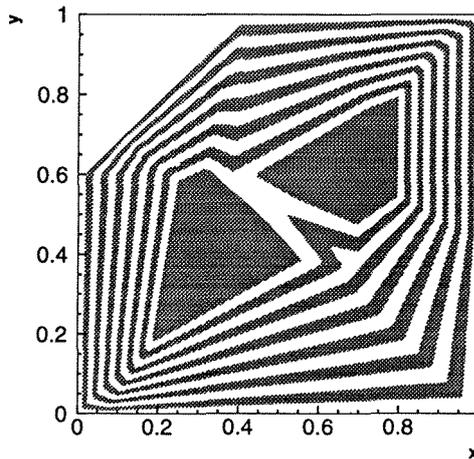


Figure 5.6: Equipotentielles entre une boîte carrée tronquée et deux "triangles".

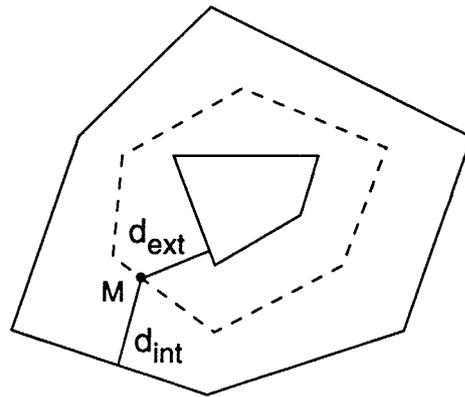
### 5.4 Conclusion sur l'évolution des arbres

La méthode d'évolution entre les arbres de sélection présentée ci-dessus est illustrée sur la figure 5.7. Elle permet de relier deux points (deux arbres) dans le plan efficacité-bruit de fond, de manière quasiment optimale. On peut

se positionner en un point quelconque entre les deux arbres en effectuant une coupure sur le potentiel calculé entre les deux boîtes, en considérant la distance extérieure (resp. intérieure) à la boîte de plus faible (resp. grande) efficacité. A toute valeur de  $\lambda$  correspond un arbre de sélection dont les coupures sont des combinaisons linéaires des arbres initiaux. Il est possible de les exprimer explicitement bien que cela ne soit pas nécessaire dans la pratique.

Un autre aspect intéressant de la méthode d'évolution des arbres est le fait qu'on peut améliorer les performances de l'analyse en introduisant un nouvel arbre entre deux autres. En effet, si on trouve un arbre qui se situe en dessous de la courbe efficacité-bruit de fond, l'évolution améliore globalement le rapport signal/bruit entre les deux. L'évolution fonctionne bien lorsque les arbres ne sont pas trop éloignés (pas de trop grande différence entre les efficacités ou entre les niveaux de bruit de fond). Cependant, on tend vers la courbe "limite" en ajoutant autant d'arbres intermédiaires judicieusement choisis que l'on peut en trouver.

Le développement de la méthode d'évolution des coupures a été initié par l'emploi d'arbres de sélection, mais elle est applicable à n'importe quelle analyse basée sur des coupures quelconques puisque les arbres que nous faisons évoluer sont définis par un ensemble de coupures. La méthode d'évolution permet d'utiliser de manière simple plusieurs analyses différentes qui, combinées, donneront généralement de meilleures performances. Elle fournit une variable de coupure, le potentiel qui sélectionne une "combinaison linéaire" intermédiaire entre les deux analyses.



**Figure 5.7:** La distance intérieure (resp. extérieure) est la distance du point à la boîte dans laquelle (resp. à l'extérieur de laquelle) il se trouve. La ligne pointillée symbolise une équipotentielle, c'est à dire une boîte intermédiaire.



## Chapitre 6

# Analyse physique

Nous disposons maintenant des outils pour effectuer la recherche du boson de Higgs dans le canal 4-jets. Comme nous l'avons mentionné précédemment cette analyse repose principalement sur l'étiquetage des  $b$  pour identifier les deux jets provenant de la désintégration du boson de Higgs. Mais cela n'est pas suffisant car le bruit de fond hadronique possède aussi une composante en quarks beaux. Nous avons donc introduit d'autres variables cinématiques ou purement géométriques.

Dans un premier temps, nous présélectionnerons grossièrement les événements en se reposant sur les propriétés physiques du signal et des bruits de fond à rejeter. Puis nous sélectionnerons plus finement les événements en faisant appel aux corrélations entre variables grâce aux arbres de sélection construits par la méthode présentés au chapitre précédent. Finalement une analyse plus précise des bruits de fond et l'introduction de nouveaux arbres spécifiques nous permettra d'améliorer les performance de l'analyse par la méthode d'évolution.

Pour éviter une perte d'efficacité due au choix d'un appariement particulier des jets pour former les candidats boson de Higgs et  $Z^0$ , nous considérerons tout au long de l'analyse les six appariements des jets possibles. C'est au moment d'optimiser l'analyse et de trouver sa sensibilité que nous serons amenés à choisir une combinaison particulière. On peut donc classer les variables utilisées en *variables globales*, qui identifient les événements dans leur ensemble, et en *variables combinatoires*, destinées à réduire le nombre d'appariements possibles.

Dans le but d'améliorer la limite sur la masse du boson de Higgs, nous appliquerons l'analyse aux données recueillies par le détecteur ALEPH pendant l'année 1997 autour de 183 GeV dans le centre de masse, où la luminosité intégrée a atteint  $57 \text{ pb}^{-1}$ . Pour finir nous étudierons les différentes sources d'erreurs systématiques et leur effet sur la limite trouvée.

**Remarque :** Dans tout ce chapitre, sauf indication contraire, les distributions simulées sont normalisées par rapport aux données.

### 6.1 Cadre général de l'analyse

Les données accumulées pendant les périodes de prise de données en 1997 se situent à des énergies de 181, 182, 183 et 184 GeV (tab. 6.2) et correspondent à une luminosité intégrée de  $57.007 \text{ pb}^{-1}$ . Pour exploiter toute la statistique

$m_H$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)$ pondéré (pb)	Br(H) (%)		Br(ZH) <sup>a</sup> (%)
		$\hookrightarrow b\bar{b}$	$\hookrightarrow c\bar{c}, gg$	$\hookrightarrow b\bar{b}q\bar{q}$
60	1.066	86.243	6.824	61.238
70	0.821	85.480	6.892	60.792
75	0.679	85.023	7.259	60.552
77	0.630	84.864	7.418	60.437
78	0.600	84.771	7.500	60.383
79	0.570	84.676	7.584	60.328
80	0.540	84.584	7.665	60.276
81	0.509	84.477	7.742	60.246
83	0.444	84.287	7.913	60.139
84	0.410	84.187	8.005	60.553
85	0.375	84.100	8.100	60.000
86	0.338	83.981	8.196	59.969
87	0.299	83.874	8.295	59.910
88	0.258	83.765	8.398	59.639
90	0.166	83.544	8.613	59.677

<sup>a</sup>Pour les taux de branchement du Z en  $q\bar{q}$  et  $b\bar{b}$  nous avons utilisés les valeurs du PDG [6] : 69.9% et 15.45%.

**Tableau 6.1:** Sections efficaces et taux de branchements du signal autour de 183 GeV. La pondération en fonction de la luminosité porte sur les énergies 181, 182, 183 et 184 GeV.

$\sqrt{s}$ (GeV)	181	182	183	184	18x
$L$ (pb <sup>-1</sup> )	0.166	3.939	50.970	1.931	57.005

**Tableau 6.2:** Luminosité intégrée enregistrée par ALEPH autour de 183 GeV (18x désigne l'ensemble des énergies autour de 183 GeV).

disponible avec une seule analyse, on traite toutes ces données avec une analyse à 183 GeV en pondérant les sections efficaces par les luminosités correspondant à chaque énergie.

$$\sigma(18x) = \frac{\sigma(181)L(181) + \sigma(182)L(182) + \sigma(183)L(183) + \sigma(184)L(184)}{L(181) + L(182) + L(183) + L(184)}$$

Le rapport de branchement total  $ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$  est la somme des taux de branchement des deux processus fondamentaux :  $Z \rightarrow q\bar{q}$ ,  $H \rightarrow b\bar{b}$  et  $Z \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow q\bar{q}$  soit : soit :

$$\text{Br}(ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}) = \text{Br}(Z \rightarrow q\bar{q}) \cdot \text{Br}(H \rightarrow b\bar{b}) + \text{Br}(Z \rightarrow b\bar{b}) \cdot \text{Br}(H \rightarrow c\bar{c}, gg).$$

Le nombre d'événements de signal  $e^+e^- \rightarrow ZH$  en quatre jets attendus dépend

Processus	$\sigma$ (pb)
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	101.8
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	15.76
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	2.96

Tableau 6.3: Section efficace des processus standards à 183 GeV.

de la luminosité  $L(\text{pb}^{-1})$  :

$$N^{\text{att}} = L \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow ZH) \cdot \text{Br}(ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}).$$

Pour la luminosité de  $57.005 \text{ pb}^{-1}$ , atteinte autour de 183 GeV, on attend entre 37 et 5.7 événements selon l'hypothèse sur la masse du boson de Higgs (de 60 à  $90 \text{ GeV}/c^2$ )<sup>1</sup>.

Pour les processus standards, dont les sections efficaces à 183 GeV sont données dans le tableau 6.3, on attend environ 5800 événements  $q\bar{q}$ , 900 événements  $W^+W^-$  et 170 événements  $ZZ$ , soit un total de 6900 événements.

L'efficacité de l'analyse  $\epsilon$  est définie par le rapport du nombre d'événements sélectionnés et du nombre d'événements simulés ; les événements étant tous ceux du type 4-jets avec au moins une paire  $b\bar{b}$  :  $ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ .

■ Efficacité

Le nombre d'événement *observables* est

$$N^{\text{obs}} = \epsilon \cdot N^{\text{att}}$$

où  $N^{\text{att}}$  est le nombre d'événements attendus.

En supposant une valeur d'efficacité raisonnable, de l'ordre de 30%, le taux de rejet doit atteindre  $10^4$  pour ramener le nombre d'événements de bruit de fond au même niveau que le nombre d'événements de signal.

Dans toute la suite on se place dans l'hypothèse où la masse du boson de Higgs vaut  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ .

## 6.2 Présélection des événements

La présélection des événements a pour but de diminuer la taille de l'échantillon analysé en réduisant au maximum les contributions des différents bruits de fond dont les caractéristiques cinématiques sont éloignées du signal recherché. Les types de bruit de fond contre lesquels on lutte à ce niveau sont les événements  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ , les événements hadroniques  $q\bar{q}\gamma$  à faible multiplicité de jets, les paires de  $W$  qui se désintègrent soit en paires de quarks légers soit leptoniquement et enfin les événements cosmiques. La présélection

<sup>1</sup>Comme la limite sur la masse du boson de Higgs est actuellement de  $77.5 \text{ GeV}/c^2$  (95%CL), nous ne considérons que des bosons de Higgs relativement lourds  $m_H \geq 60 \text{ GeV}/c^2$ .

fait intervenir des *variables globales* (ou par événement) et des *variables combinatoires* (ou par combinaison). Les variables que nous utiliserons sont données ci-dessous et leur utilisation est décrite dans les paragraphes suivants :

- $N_{\text{ch}}$  : nombre de traces chargées,
- $E_{\text{ch}}$  : énergie des traces chargées,
- $N_{\text{jet,ch}}^{\text{min}}$  : nombre minimal de traces chargées par jet,
- $y_{34}$  : variable de formation des jets,
- $m_{\text{jet}}^{\text{min}}$  : masse minimale des jets,
- une coupure bidimensionnelle sur  $P_z^{\text{tot}}$  et  $M^{\text{tot}}$  pour rejeter les événements radiatifs,
- $x_{\gamma}^{\text{max}}$  : fraction d'énergie électromagnétique maximale des jets,
- $\sum_{i=1}^4 nn_i$  : somme des sorties, pour chaque jet, du réseau de neurones d'étiquetage des b,
- $bed$  : élargissement de l'événement,
- $jas$  : somme des 4 angles inter-jet minimaux,
- $m_Z$  : masse du candidat  $Z^0$ ,
- $m_H$  : masse du candidat H.

Nous allons maintenant examiner plus en détail ces variables et la manière de les utiliser pour éliminer ou réduire les différentes composantes du bruit de fond.

### 6.2.1 Sélection des événements hadroniques

Il s'agit de rejeter les événements du type  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g)$  donnant un état final à 2 ou 3 jets, les événements leptoniques ou semi-leptoniques ainsi que les événements possédant une grande énergie manquante.

#### Energie et nombre de(s) traces chargées

Le signal recherché contient peu d'énergie manquante, par rapport aux événements  $\gamma\gamma$  qui peuvent donner beaucoup de traces chargées mais avec une énergie manquante importante. On élimine ce genre d'événement par une coupure sur l'énergie totale des traces chargées :  $E_{\text{ch}} > 10\%\sqrt{s}$ , où  $\sqrt{s}$  est l'énergie totale dans le centre de masse.

Les événements que l'on recherche possèdent une multiplicité moyenne de l'ordre de 35 traces chargées et d'au minimum une quinzaine. On place une coupure  $N_{\text{ch}} > 8$  pour éliminer les événements purement leptoniques, de diffusion élastique Bhabha, ou d'éventuels événements cosmiques.

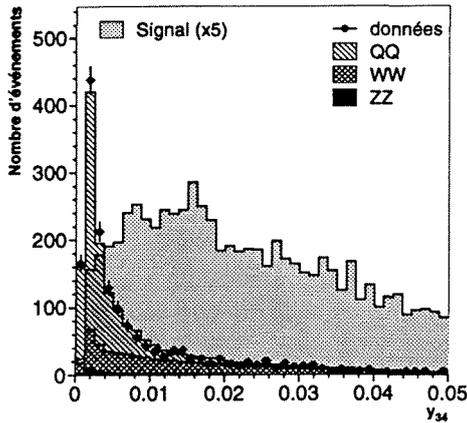


Figure 6.1: Distribution de la variable de formation des jets  $y_{34}$  pour le signal et le bruit de fond.

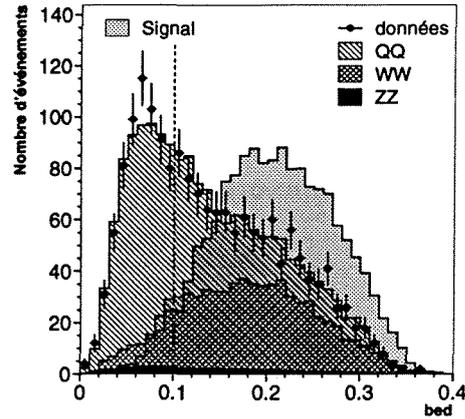


Figure 6.2: Distribution de l'élargissement de l'événement pour le signal et le bruit de fond.

### Variable de formation des jets

Les jets sont formés avec l'algorithme de Durham (§4.1 p. 67), forcé à trouver quatre jets. La valeur du paramètre  $y_{34}$  indique pour quelle valeur de la "distance" entre les traces on passe de quatre à trois jets. C'est une mesure de la qualité des jets formés. Pour une faible valeur l'algorithme tend à considérer des traces individuelles comme des jets. La distribution du bruit de fond (fig. 6.1) est fortement piquée près de 0.

Cela correspond à des événements hadroniques  $q\bar{q}$  ou  $q\bar{q}g$  constitués de deux ou trois jets, ou bien à des événements  $W^+W^-$ , où au moins un des boson  $W$  se désintègre de manière leptonique ( $W \rightarrow \ell\nu_\ell$ ).

On choisit les événements pour lesquels la valeur de  $y_{34}$  est suffisamment élevée ( $y_{34} > 0.004$ ).

### Nombre de traces chargées par jet et masse minimale

Le signal recherché est constitué de quatre jets de hadrons de multiplicité moyenne de l'ordre de 5. On élimine les mauvais jets qui seraient formés d'une seule trace, un lepton isolé par exemple, par une coupure sur le minimum du nombre traces chargées par jet  $N_{\text{jet, ch}}^{\text{min}} > 1$ .

Une coupure sur la masse minimale des jets  $m_{\text{jet}}^{\text{min}}$  (calculée sans rééchelonnement) rejette les événements qui présentent des jets purement leptoniques ou neutres, ainsi que des parasites dus à des erreurs de reconstruction ou de formation des jets.

### 6.2.2 Rejet des topologies 4-jets de QCD

Les événements hadroniques qui entrent dans la composition du bruit de fond sont du type  $(Z^*/\gamma^*) \rightarrow q\bar{q}gg$  et  $(Z^*/\gamma^*) \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  où une paire  $q\bar{q}$  est produite par fragmentation d'un gluon. La topologie particulière de ces événements

peut être utilisée pour les rejeter.

### Rejet des événements $q\bar{q}g$

Pour de faibles transferts d'impulsion les gluons émis par radiation de gluons sont pratiquement colinéaires au quark. Dans des événements du type  $Z \rightarrow q\bar{q}gg$ , si l'algorithme de formation des jets a réussi à former quatre jets pour une valeur raisonnable du paramètre de coupure  $y_{34}$ , la valeur de l'élargissement de l'événement peut permettre d'identifier ces deux types de topologies. L'élargissement de l'événement ("event broadening", noté *bed*) est défini par le minimum des *élargissements par hémisphère*. L'élargissement de chaque hémisphère est une variable cinématique qui mesure l'étalement des traces dans chaque hémisphère. Chaque événement est

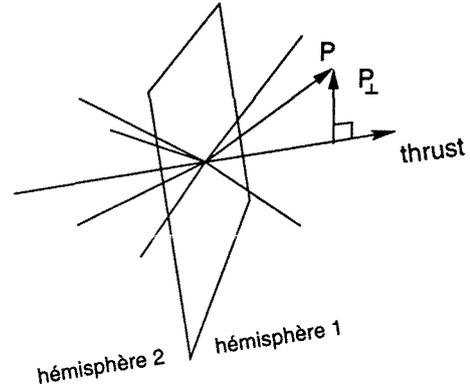


Figure 6.3: Calcul de l'élargissement de l'événement  
partagé en deux hémisphères par le plan perpendiculaire à l'axe de poussée<sup>2</sup> passant par le centre de l'événement. Dans chaque hémisphère on calcule l'élargissement par hémisphère  $\sum_{\text{traces } i} |P_{\perp}^i| / P^{\text{tot}}$  où  $P_{\perp}^i$  est l'impulsion de la trace  $i$  perpendiculairement à l'axe de l'événement (l'axe de poussée, voir plus haut) et  $P^{\text{tot}}$  est l'impulsion totale des traces  $\sum_{\text{traces } i} |\vec{P}_i|$ . La coupure utilisée est :  $bed > 0.1$  (fig. 6.2).

### Rejet des événements $q\bar{q}(g \rightarrow q\bar{q})$

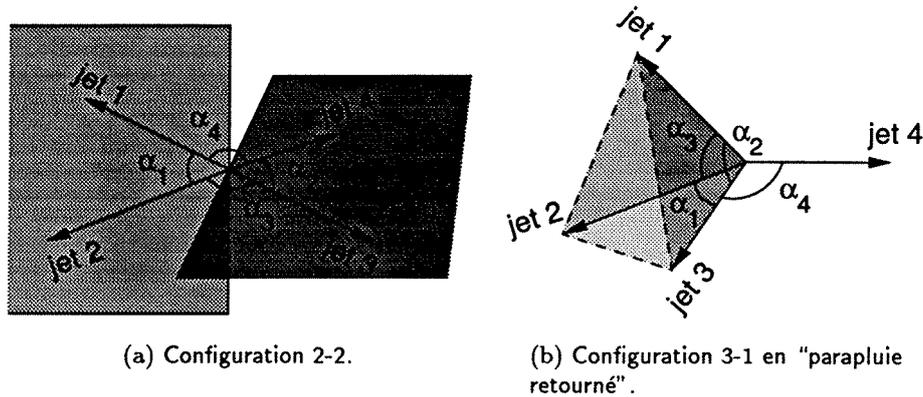
Les événements  $q\bar{q}(g \rightarrow q\bar{q})$  présentent généralement une topologie différente du signal puisque trois des quatre jets proviennent d'un seul quark et sont relativement proches les uns des autres, alors que pour le signal, chaque boson initial donne naissance à deux jets : la topologie est sphérique. La répartition des jets dans l'espace permet de différencier :

- $q\bar{q}(g \rightarrow q\bar{q})$  : trois jets assez proches et un jet opposé aux trois,
- $ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$  : topologie sphérique.

La variable *jas* (pour "Jet Angle Sum" ou Somme des Angles inter-Jet) est une variable purement géométrique définie par la somme des quatre plus petits

<sup>2</sup> La poussée est une variable qui mesure la structure de l'événement. L'axe de poussée ("thrust") et la valeur de la poussée résultent de la maximisation

$T = \max \left( \frac{\sum_{i=1}^N |P_{i\parallel}|}{\sum_{i=1}^N |\vec{P}_i|} \right)$  où  $P_{i\parallel}$  est l'impulsion de la particule  $i$  suivant l'axe de poussée. La valeur de la poussée est comprise entre 1/2 et 1, ce qui correspond à deux topologies différentes :  $T = 1/2$  pour un événement isotrope,  $T = 1$  pour un événement à deux jets.



**Figure 6.4:** Les deux configurations de jets (a) et (b) peuvent être différenciées par la variable  $jas$ . Dans les cas (a)  $jas$  est toujours supérieur à  $360^\circ$ , alors que la plupart du temps dans le cas (b) elle est inférieure à  $360^\circ$ .

angles entre les jets :

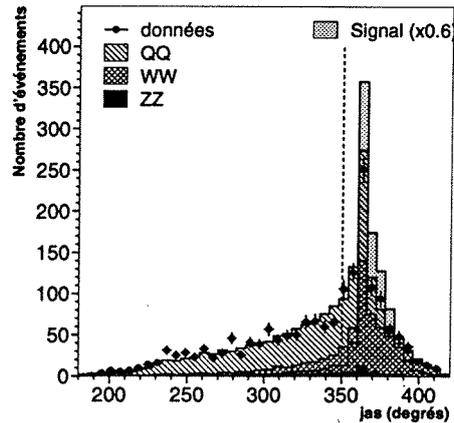
$$jas = \min \left( \sum_{\forall 4 \text{ angles } (i,j)} (\widehat{i,j}) \right),$$

où  $(\widehat{i,j})$  est l'angle entre les jets  $i$  et  $j$ .

Cette variable est assez puissante pour différencier la configuration 2-2 (2 jets des deux côtés) de la configuration 3-1 (3 jets d'un côté et 1 de l'autre) (fig. 6.4).

Le premier cas (fig. 6.4 (a)) correspond à la production de deux particules qui se désintègrent chacune en deux jets, comme lors des réactions  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow ZZ$ , ou  $e^+e^- \rightarrow ZH$ . Les quatre angles minimaux sont les angles entre les jets  $(1,2)$ ,  $(2,3)$ ,  $(3,4)$  et  $(4,1)$ . Si les 4 jets étaient dans un même plan la somme vaudrait exactement  $360^\circ$ . Mais comme il y a en général un angle de torsion entre les plans définis par les jets  $(1,2)$  et  $(3,4)$  par exemple, la valeur des angles  $(2,3)$  et  $(1,4)$  augmente par rapport à la projection de la figure dans le plan. La somme vaut donc habituellement plus de  $360^\circ$  dans le cas 2-2.

Le deuxième cas (fig. 6.4 (b)) correspond à des événements hadroniques du type  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g)$ . Le gluon est émis presque colinéairement au quark et



**Figure 6.5:** Distribution de la somme des 4 angles minimaux entre jets pour le signal et le bruit de fond.

donne naissance à deux jets dans cette direction. Trois des 4 jets sont resserrés et sous-tendent trois des quatre angles minimaux entre jets. Le quatrième est un des angles avec le quatrième jet. La somme résultante est généralement inférieure à  $360^\circ$  et supérieure à  $180^\circ$ .

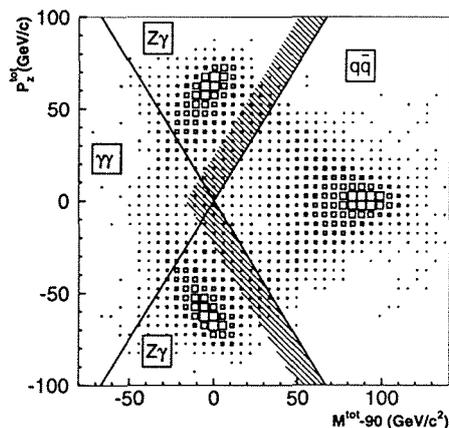
Une coupure telle que  $j_{as} > 350^\circ$  permet d'éliminer une partie du bruit de fond hadronique pour une faible perte de signal (fig. 6.5).

### 6.2.3 Rejet des événements radiatifs

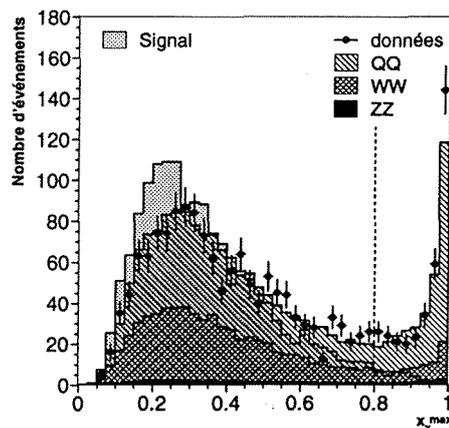
Les événements radiatifs sont des événements où il y a émission de photon dans l'état initial :  $e^+e^- \rightarrow X\gamma$ , où  $X = Z^{(*)}, ZZ, W^+W^-, q\bar{q}$ . Le photon émis peut, soit échapper à la détection lorsqu'il est produit à très faible angle  $\theta$ , soit être détecté dans le calorimètre électromagnétique.

#### Photon non détecté

Les événements où le photon n'est pas vu dans le détecteur sont en majorité dus au *retour radiatif au Z*. Dans le cas où le photon est émis sous faible incidence et s'échappe dans le tube à vide, l'énergie manquante suivant la direction des faisceaux  $|P_z^{\text{tot}}|$  est approximativement égale à l'énergie du photon. L'énergie du photon est constante en fonction de l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$ ,  $E_\gamma = (s - m_Z^2)/2\sqrt{s}$ , et vaut environ 69 GeV à  $\sqrt{s} = 183$  GeV.



**Figure 6.6:** Distribution de  $|P_z^{\text{tot}}|$  en fonction de  $M^{\text{tot}}-90$  pour le bruit de fond hadronique. On a représenté la coupure utilisée pour isoler les événements radiatifs  $(Z/\gamma)\gamma$  et en hachures la zone exclue.



**Figure 6.7:** Distribution de la fraction d'énergie électromagnétique maximale des jets  $x_\gamma^{\text{max}}$  pour le signal et le bruit de fond.

De plus la masse totale visible  $M^{\text{tot}}$  est approximativement celle du Z puisque le photon est perdu. La figure 6.6 montre la corrélation entre  $|P_z^{\text{tot}}|$  et  $M^{\text{tot}}$  pour les événements  $Z\gamma$ . La coupure bidimensionnelle utilisée pour sélectionner les événements de signal,  $|P_z^{\text{tot}}| < 1.5(M^{\text{tot}} - 90)$  élimine aussi les événements  $\gamma\gamma$ .

### Photon détecté

Dans le cas où le photon émis est vu dans le détecteur, on peut identifier les événements par la fraction d'énergie électromagnétique maximale des jets. Elle est définie par :

$$x_{\gamma}^{\max} = \max_{\text{jets}} \left( \frac{E_{\text{jet}}^{\gamma}}{E_{\text{jet}}^{\text{tot}}} \right)$$

où  $E_{\text{jet}}^{\gamma}$  est l'énergie électromagnétique contenue dans le jet et  $E_{\text{jet}}^{\text{tot}}$  est l'énergie totale du jet. Dans l'énergie électromagnétique, on compte l'énergie des objets énergétiques (§2.5.3 p. 52) qui satisfont les conditions suivantes :

- particule identifiée comme électron,
- particule identifiée comme photon,
- particule dans l'HCAL derrière des fissures de l'ECAL (p. 44),
- particule à faible angle  $|\cos\theta| > 0.956$ ,
- particule d'une paire de conversion  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ .

La distribution du bruit de fond (fig. 6.7) présente un pic pour les valeurs de  $x_{\gamma}^{\max}$  proches de 1 qui n'apparaît pas dans la distribution du signal. La coupure pour sélectionner les événements de signal est placée à  $x_{\gamma}^{\max} < 0.8$ .

### 6.2.4 Enrichissement en quarks b

Le réseau de neurones présenté au §4.3.5 permet l'étiquetage des hadrons beaux. La sortie unique du réseau donne, pour chaque jet, la "probabilité"<sup>3</sup> comprise entre 0 et 1, qu'il provienne de la désintégration d'un hadron beau (plus elle est proche de 1 plus la "probabilité" qu'il provienne d'un hadron beau est grande).

On a représenté sur la figure 6.8 la distribution de la sortie du réseau de neurones d'étiquetage pour les quatre jets, dans le cas du signal et du bruit de fond. Le pic vers une valeur de 1 pour le signal ZH correspond à la composante de quarks beaux provenant principalement de la désintégration du boson de Higgs. La distribution pour le bruit de fond est relativement plate, on note un léger pic vers 1 puisque le  $Z^0$  se désintègre parfois en paires de quarks beaux.

Dans la plupart des cas, au moins deux jets du signal recherché sont des "jets beaux". La somme des 4 sorties du réseau de neurones traduit cette disparité.

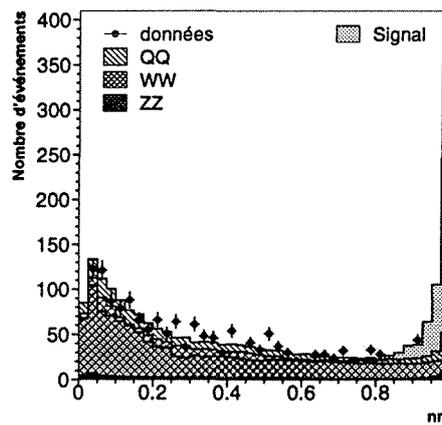


Figure 6.8: Distribution de la sortie du réseau de neurones d'étiquetage des b pour le signal et le bruit de fond.

La distribution pour le bruit de fond est relativement plate, on note un léger pic vers 1 puisque le  $Z^0$  se désintègre parfois en paires de quarks beaux.

Dans la plupart des cas, au moins deux jets du signal recherché sont des "jets beaux". La somme des 4 sorties du réseau de neurones traduit cette disparité.

<sup>3</sup>La sortie du réseau de neurones d'étiquetage des b ne peut pas tout à fait être considérée comme une probabilité car elle résulte d'un apprentissage (sur un échantillon hadronique). Elle n'est pas directement liée à la durée de vie du hadron beau comme dans la méthode d'étiquetage par la méthode des paramètres d'impact.

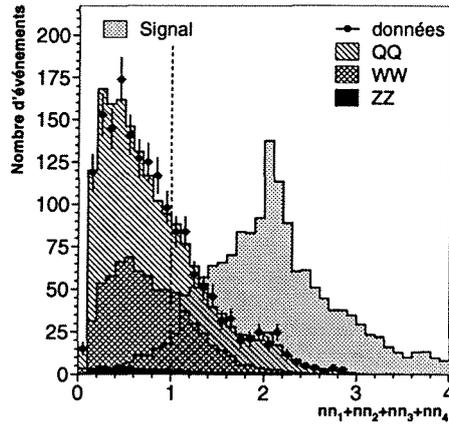


Figure 6.9: Distribution de la somme des sorties du réseau de neurones  $\sum_{i=1}^4 nn_i$  pour le signal et le bruit de fond.

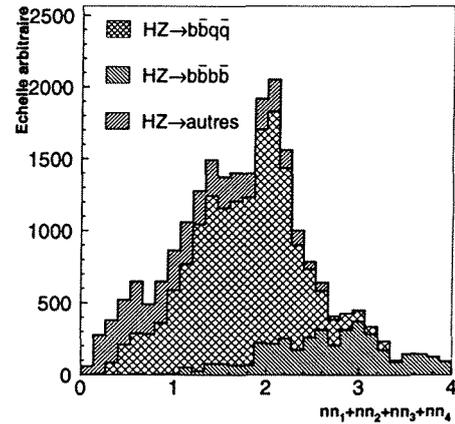


Figure 6.10: Détail de la distribution de la somme des sorties du réseau de neurones  $\sum_{i=1}^4 nn_i$  pour le signal. On a fait apparaître les contributions des événements à 2 ou 4 "jets beaux".

On remarque que la distribution du bruit de fond (fig. 6.9) favorise les faibles valeurs car le contenu en quarks  $b$  des événements  $q\bar{q}(\gamma)$  est faible, et nul pour  $W^+W^-$ . Pour le signal, elle est centrée autour de 2 du fait de la composante  $b\bar{b}q\bar{q}$  (fig. 6.10). La composante  $b\bar{b}b\bar{b}$  n'est pas visible autour de 4 car, comme nous l'avons mentionné plus haut, la probabilité de ne pas identifier un des jets  $b$  lorsque quatre sont produits est pratiquement de 100%.

Une coupure à  $\sum_{i=1}^4 nn_i \geq 1$  sélectionne les événements avec de bons candidats "jets beaux".

### 6.2.5 Réduction du nombre de combinaisons

Les candidats  $Z^0$  et  $H$  sont formés en regroupant les 4 jets deux par deux. Il y a 6 appariements possibles. Seul l'un d'entre eux correspond à la vérité et les mauvais appariements contribuent à élargir les distributions de masses des candidats. Les coupures en masse ont pour but de réduire le nombre de combinaisons et de garder pour la fin la question du choix de la combinaison parmi celles qui restent.

La masse du  $Z^0$  d'environ  $91.2 \text{ GeV}/c^2$  et la résolution en masse de l'ordre de  $5 \text{ GeV}/c^2$  après rééchantillonnage, autorisent une coupure  $m_Z > 80 \text{ GeV}/c^2$ , pour ne garder que les combinaisons où l'un des candidats a une masse compatible avec celle du  $Z$  (fig. 6.11).

Etant donné les domaines de masse du boson de Higgs exclus par les analyses pour  $\sqrt{s} < 183 \text{ GeV}$ , on peut effectuer une coupure  $m_H > 45 \text{ GeV}/c^2$  pour éliminer les combinaisons qui ne l'auraient pas été par la coupure sur  $m_Z$ . Cette coupure est moins sévère que celle sur  $m_Z$  afin de recouper le domaine d'exclusion établi à des énergies plus faibles (fig. 6.12).

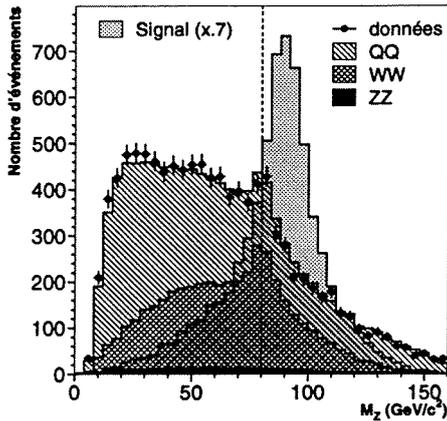


Figure 6.11: Distribution de la masse du candidat  $Z^0$  pour le signal (bonne combinaison) et le bruit de fond (toutes les combinaisons).

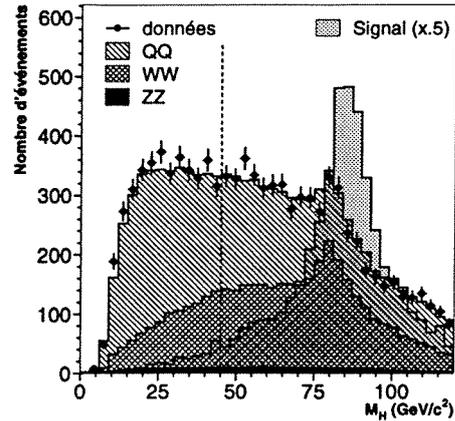


Figure 6.12: Distribution de la masse du candidat H pour le signal (bonne combinaison) et le bruit de fond (toutes les combinaisons).

### 6.2.6 Performance des présélections

Le tableau 6.4 résume les variables de présélection utilisées et la valeur des coupures.

Après les coupures de présélection, l'efficacité de sélection du signal est de  $76.7 \pm 1.6\%$ , ce qui correspond à  $9.8 \pm 0.2$  événements attendus (dans l'hypothèse  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ ). Le nombre d'événements de bruit de fond attendus est de  $131.0 \pm 1.3$  (qui se répartissent en 26.8  $q\bar{q}$ , 98.4  $W^+W^-$  et 5.8  $ZZ$ ), soit un taux de rejet d'environ 98%. On note que le bruit de fond dominant est la création de paires de  $W$  et pratiquement un ordre de grandeur plus bas, la création de paires de quarks. Le bruit de fond  $ZZ$ , à un niveau encore plus faible, est irréductible.

Après les présélections le nombre moyen de combinaisons par événement, aussi bien pour le signal que pour le bruit de fond, est de l'ordre de 2 (1.6  $ZH$ , 1.9  $q\bar{q}$ , 1.9  $W^+W^-$  et 2.1  $ZZ$ ).

Il reste 170 événements lorsqu'on applique les coupures de présélection aux données enregistrées par ALEPH autour de 183 GeV. Cela représente un excès de 40 événements, pour une erreur statistique de 13 événements, soit un effet "à  $3\sigma$ ". Cet effet n'a pour l'instant qu'une explication statistique.

## 6.3 Sélections finales à 183 GeV

### 6.3.1 Stratégie

A ce stade de l'analyse, le bruit de fond doit encore être réduit d'un facteur 100 pour atteindre un taux de rejet de l'ordre de  $10^4$ . Le bruit de fond majoritaire est maintenant constitué de la désintégration hadronique des paires  $W^+W^-$ . L'étiquetage des  $b$  permet de le réduire puisqu'aucun quark  $b$  n'est

Variable et coupure	
$N_{\text{ch}} \geq 8$ $E_{\text{ch}} \geq 10\% \sqrt{s} \text{ GeV}$ $N_{\text{jet, ch}}^{\text{min}} \geq 1$ $y_{34} > 0.004$ $m_{\text{jet}}^{\text{min}} > 2 \text{ GeV}/c^2$	4 jets hadroniques
$x_{\gamma}^{\text{max}} < 0.8$ $ P_z^{\text{tot}}  < 1.5(M^{\text{tot}} - 90) \text{ GeV}/c^2$	événements radiatifs
$\sum_{i=1}^4 nn_i > 1$ $jas > 350^\circ$ $bed > 0.1$	bonne topologie $b\bar{b}$
$m_H > 45 \text{ GeV}/c^2$ $m_Z > 80 \text{ GeV}/c^2$	combinaisons

Tableau 6.4: Coupures de présélection.

présent dans ce cas. Bien que moins abondants, les événements  $q\bar{q}$  et  $ZZ$  sont plus difficiles à éliminer en utilisant seulement l'étiquetage des  $b$  puisque dans les deux cas il existe une composante de quarks beaux qui s'apparente au signal. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des variables cinématiques. Les événements  $ZZ$ , cinématiquement proches du signal, constituent un bruit de fond pratiquement irréductible contre lequel nous n'essayerons pas de lutter.

L'analyse utilisée pour atteindre cet objectif fait appel aux arbres de décision binaires présentés au chapitre 5. Nous avons déterminé, à l'aide de CART et des arguments physiques précédents, les variables pertinentes, puis nous avons entraîné CART en deux phases.

1. Dans une première phase, de présélection, nous avons entraîné CART sur, tous les types de bruits de fond ( $q\bar{q}$ ,  $W^+W^-$ ), excepté  $ZZ$ , et sur le signal (en différenciant  $ZH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  et  $ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ ) pour différentes hypothèses sur la masse du boson de Higgs ( $\hat{m}_H = 70, 80$  et  $85 \text{ GeV}/c^2$ ). Cette précaution rend l'analyse moins dépendante de la masse du boson de Higgs. Nous avons ainsi construit deux arbres extrêmes en efficacité : l'un à faible efficacité, l'autre à forte efficacité, et deux arbres intermédiaires.
2. Dans une deuxième phase, l'évolution entre les arbres trouvés précédemment permet d'examiner les différentes composantes du bruit de fond et d'optimiser spécifiquement la recherche de nouveaux arbres pour un bruit de fond donné.

Finalement l'évolution des arbres les uns vers les autres donne la courbe de performances de l'analyse (efficacité vs bruit de fond) à partir de laquelle on détermine le point de fonctionnement optimal.

### 6.3.2 Variables de sélection

Seules quelques variables décrivant chaque événement ont été choisies pour la construction des arbres. CART offre une aide dans ce choix en classant les variables physiques introduites dans le programme selon leur "importance" (*i.e.* leur pouvoir discriminant). Au début du processus de construction, on fournit à CART un certain nombre de variables que l'on juge discriminantes. Puis après avoir construit quelques arbres, on élimine éventuellement les variables qui ont une faible "importance" par rapport aux autres. Les variables que nous avons finalement utilisées sont présentées dans les tableaux 6.5 et 6.6 et détaillées par la suite.

#### Variables d'étiquetage des b

Premier apprentissage		
Variable	Définition <sup>a</sup>	
nnsum	$\sum_{i=1}^4 nn_i$	événement
nn12	$(1 - nn_1)(1 - nn_2)$	2 jets
nn34	$(1 - nn_3)(1 - nn_4)$	
nn123	$(1 - nn_1)(1 - nn_2)(1 - nn_3)$	3 jets
prbevt	probabilité de l'événement	
btzz	$p_1 p_2 (1 - \log p_1 p_2)^b$	2 jets
bthh	$p_3 p_4 (1 - \log p_3 p_4)$	
y34	variable de formation des jets	
jas	$\min(\sum_{n=1}^4 \widehat{(i, j)})$	cinématique

<sup>a</sup> Les indices 1 et 2 désignent les jets formant le candidat  $Z^0$ , et les indices 3 et 4, les jets formant le candidat boson de Higgs et,  $nn_1 \leq nn_2$ ,  $nn_3 \leq nn_4$ .

<sup>b</sup>  $p_{i,(i=1,\dots,4)}$  est la probabilité que le jet  $i$  soit de type u,d,s donnée par QIPBTAG.

Tableau 6.5: Variables utilisées dans la première phase de construction des arbres.

- **nnsum** Cette variable globale est très puissante pour rejeter en particulier les événements  $W^+W^-$  dont le contenu en quarks b est nul et conduit à des faibles valeurs de sorties du réseau de neurones malgré la composante en charme.
- **nn12** et **nn34** C'est une manière de combiner les informations issues du réseau de neurones pour les jets formant les candidats  $Z^0$  et boson de Higgs respectivement. Lorsque le boson de Higgs se désintègre en  $b\bar{b}$ , les deux sorties  $nn_3$  et  $nn_4$  sont proches de 1, et le produit  $(1 - nn_3)(1 - nn_4) = nn_{34}$  est proche de zéro. S'il ne s'agit pas d'un bon candidat ou en cas de mauvais appariement des jets, le produit sera plus élevé.
- **nn123** On combine les sorties du réseau de neurones d'étiquetage des b pour rejeter les événements du type  $W^+W^- \rightarrow udcs$ . Les hadrons charmés

Deuxième apprentissage	
Variable	Définition
$nn^{\max}$ $nn^{\max(2)}$ $nn^{\max(3)}$ $nn^{\min}$	$nn_i$ ordonnés (événement)
$nn_H^{\min}$ $nn_H^{\max}$	$nn_i$ ordonnés (candidat H)
$nn_Z^{\min}$ $nn_Z^{\max}$	$nn_i$ ordonnés (candidat $Z^0$ )
$nn_1 + nn_2$ $nn_3 + nn_4$ cosmin bed	$\sum_2 nn_i$ (candidat $Z^0$ ) $\sum_2 nn_i$ (candidat H) $\cos^{\min} = \min_{\forall \text{perm}(i,j,k,l)} (\cos(\theta_{ij}) + \cos(\theta_{kl}))$ élargissement de l'événement

Tableau 6.6: Variables utilisées dans la deuxième phase de construction des arbres.

c possèdent éventuellement une information de durée de vie alors que les trois autres ne sont pas identifiés comme des quarks beaux par le réseau de neurones. Ils donnent donc une faible valeur de  $nn_i$  et globalement une grande valeur de  $nn_{123}$ .

- **bthh** et **btzz** sont les probabilités (issus de la méthode des paramètres d'impact) que les jets formant le candidat boson de Higgs (respectivement  $Z^0$ ) soient tous les deux des jets légers.

Il s'agit véritablement d'une probabilité car  $p_1$  et  $p_2$  sont les probabilités individuelles des jets issues de l'étiquetage des hadrons beaux par la méthode des paramètres d'impacts et peuvent être combinées comme telles ( $bthh = p_1 p_2 (1 - \ln p_1 p_2)$ ). Bien que fortement corrélées à  $nn_{12}$  et  $nn_{34}$ , ces variables sont de véritables probabilités contrairement aux sorties du réseau de neurones. Elles sont donc mathématiquement plus robustes que les sorties du réseau de neurones.

- **prbevt** est la probabilité de l'événement (de la méthode des paramètres d'impact), c'est à dire la combinaison des probabilités des quatre jets. Pour la même raison que précédemment cette variable est mathématiquement juste contrairement à la somme des sorties du réseau de neurones.

### Variables de seconde sélection

Les variables suivantes, utilisées dans la deuxième phase d'apprentissage, permettent de réduire le nombre de combinaisons du bruit de fond.

- $nn^{\max, \max(2), \max(3) \min}$  sont les variables de sortie du réseau de neurones d'étiquetage de b, classées par ordre décroissant.

- $nn_H^{\max, \min}$  sont les variables de sortie du réseau de neurones d'étiquetage de  $b$ , classées par ordre décroissant, pour les deux jets formant le candidat boson de Higgs.
- $nn_Z^{\max, \min}$  sont les variables de sortie du réseau de neurones d'étiquetage de  $b$ , classées par ordre décroissant, pour les deux jets formant le candidat  $Z$ .
- $nn_1 + nn_2$  est la somme des deux variables de sortie du réseau de neurones pour le candidat  $Z$  (i.e.  $nn_Z^{\min} + nn_Z^{\max}$ ).
- $nn_3 + nn_4$  est la somme des deux variables de sortie du réseau de neurones pour le candidat  $H$  (i.e.  $nn_H^{\min} + nn_H^{\max}$ ).

Bien que fortement corrélées à  $nn12$  et  $nn34$ , les deux variables précédentes se sont avérées très utiles dans la construction d'arbres de sélection plus stricts. En plus des variables d'étiquetage, nous avons aussi considéré quelques variables cinématiques.

- $bed$  est l'élargissement de l'événement (p. 94).
- $y34$  est la variable de formation des jets (§6.2.1 et p. 93).
- $jas$  est la somme des 4 angles minimaux entre jets (p. 94).
- $cosmin$  est défini comme  $\cos^{\min} = \min_{[v_{\text{perm}(i,j,k,l)}]}(\cos(\theta_{ij}) + \cos(\theta_{kl}))$ .

### Choix et évolution des arbres de sélection

Les arbres utilisés dans cette analyse ont été construits avec CART [52] à partir d'un échantillon d'apprentissage issu d'événements simulés à  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$ .

Les fichiers d'apprentissage et de test ne contiennent que des événements qui satisfont les coupures de présélection définies au §6.2. L'échantillon d'apprentissage comprend quelques milliers d'événements pour chacune des quatre classes :  $ZH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ ,  $ZH \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ ,  $q\bar{q}$  et  $W^+W^-$  (sauf pour trois arbres qui ont été entraînés avec une seule composante du bruit de fond en plus du signal dans la deuxième phase d'apprentissage (tab. 6.7)). Le bruit de fond  $ZZ$  n'a pas été pris en compte dans l'apprentissage car, du fait de sa grande ressemblance avec le signal, il constitue un bruit de fond irréductible.

On ne considère que la combinaison de jets donnée par la simulation Monte-Carlo pour le signal et toutes les combinaisons pour le bruit de fond. Pour éviter que les arbres ne dépendent trop fortement de la masse du boson de Higgs, nous avons utilisé des événements simulés à des masses différentes ( $m_H = 70, 80$  et  $85 \text{ GeV}/c^2$ ) dans l'échantillon d'apprentissage de type signal.

On commence généralement l'apprentissage en initialisant tous les paramètres de CART. On attribue la même *priorité* à toutes les classes et aucun *coût de mauvaise classification*. En fonction de la position de l'arbre trouvé dans la plan efficacité-bruit de fond, on fait varier les priorités des classes en fonction de l'efficacité où l'on veut se situer et du bruit de fond contre lequel il faut

lutter à cet endroit. Lorsqu'on a trouvé quelques arbres répartis dans le plan, la contribution des différents bruits de fond sert de guide pour ajuster plus finement les paramètres de construction des arbres.

La recherche d'arbres s'est montrée plus efficace en utilisant des combinaisons linéaires des variables aux nœuds au lieu des variables seules. Dans tous les cas on ne pénalise pas la mauvaise classification entre classes bruit de fond ou entre classes signal (peu importe que les événements  $ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$  soient classés comme des événements  $ZH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  et inversement, du moment qu'ils ne sont pas identifiés comme bruit de fond).

Le choix des paramètres de construction des arbres reste en grande partie empirique et les commentaires donnés ci-dessous sont des indications de la manière dont on raisonne pour trouver les "bons" paramètres. Il s'avère que, quels que soient les paramètres, CART converge vers un point proche de l'optimum pour une efficacité donnée.

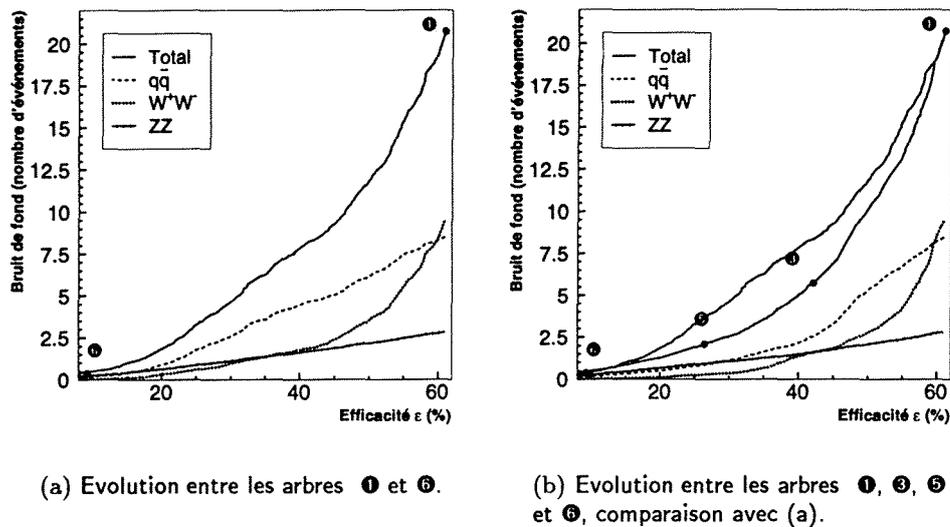
Il semble que l'on ne puisse pas, ou difficilement, accéder à n'importe quel point dans le plan efficacité-bruit de fond, et qu'il y ait un certain nombre de pôles d'attraction. Cela renforce l'intérêt de la méthode d'évolution qui permet de construire un arbre intermédiaire entre deux autres.

### Première phase d'apprentissage

Dans cette phase nous utilisons les neuf variables du tableau 6.5 page 101, soit sept variables d'étiquetage des  $b$  et deux variables cinématiques. Elle a pour but d'obtenir une première évaluation des performances et une identification des bruits de fond récalcitrants. On obtient deux arbres, à haute (arbre ①) et faible (arbre ⑥) efficacité.

- **Arbre ①** Dans un premier temps nous avons cherché à éliminer le bruit de fond  $W^+W^-$  (majoritaire à grande efficacité) en lui attribuant une priorité plus élevée qu'à la classe  $q\bar{q}$ .
- **Arbre ⑥** A faible efficacité ou faible niveau de bruit de fond, il reste principalement des événements  $q\bar{q}$ . La différence avec le signal se fait sur le nombre de jets "beaux". On accentue donc la priorité de la classe  $ZH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  par rapport à la classe  $ZH \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ . A ce bas niveau, on cherche à obtenir une grande pureté, c'est pourquoi on impose des coûts de mauvaise classification élevés entre toutes les classes signal d'une part et les classes de type bruit de fond d'autre part et une priorité très élevée au bruit de fond.

Nous utilisons la méthode d'évolution des arbres présentée au chapitre 5 pour déterminer la courbe de performance représentée sur la figure 6.13 (a). Il s'agit du nombre d'événements de bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection, où l'on a fait figurer le détail de chaque composante de bruit de fond. On remarque en particulier qu'à des efficacités intermédiaires (autour de 40%), le bruit de fond dominant est  $q\bar{q}(\gamma)$ . Le renflement de la courbe d'efficacité pour cette composante (courbe tiretée fig. 6.13 (a)) indique que l'évolution de l'arbre ① à ⑥ n'est pas optimale. On cherche donc de nouveaux arbres.



**Figure 6.13:** Performances obtenues après la première phase d'apprentissage, (a) avec uniquement deux arbres et (b) avec quatre arbres. On remarque deux renflements dans les composantes  $q\bar{q}$  et  $W^+W^-$  autour de 50% et 40% respectivement.

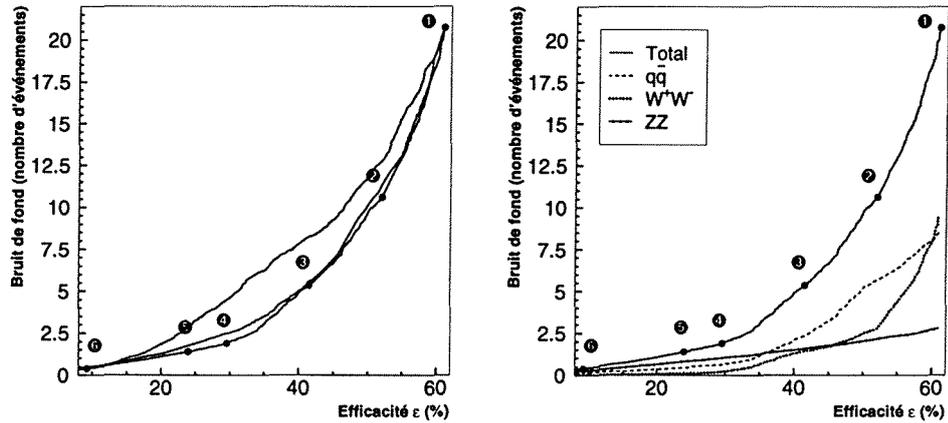
- **Arbre 2** Cet arbre sert à réduire globalement le niveau de bruit de fond (priorité identique pour  $q\bar{q}$  et  $W^+W^-$ ) tout en insistant sur la composante  $b\bar{b}b\bar{b}$  du signal pour lutter plus efficacement contre les événements  $q\bar{q}(\gamma)$ .
- **Arbre 5** Le bruit de fond majoritaire à basse efficacité est  $q\bar{q}(\gamma)$  et on le réduit en imposant une faible contamination des classes signal par les classes bruit de fond car on approche de la zone à faible efficacité où les événements sont de plus en plus indissociables.

La figure 6.13 (b) montre l'augmentation de la sensibilité lorsqu'on utilise ces deux nouveaux arbres (2 et 5) en plus des deux premiers (1 et 6). On remarque que la nouvelle courbe de performances est plus régulière, principalement à cause de la diminution du bruit de fond QCD. On remarque aussi deux renflements sur deux composantes du bruit de fond, l'un autour de 50% pour  $q\bar{q}$ , l'autre autour de 40% pour  $W^+W^-$  (fig. 6.13 (b)).

### Seconde phase d'apprentissage

D'après les remarques précédentes, nous avons entraîné CART spécifiquement sur chaque type de bruit de fond indépendamment, autour des zones de renflement et en utilisant des variables supplémentaires (tab. 6.6).

- **Arbre 2** Cet arbre est utilisé comme "anti- $W^+W^-$ ". A haute efficacité ce bruit de fond peut être éliminé par des coupures sur les variables d'étiquetage des  $b$  puisque la désintégration des  $W$  ne donne pas de quarks  $b$ .



(a) Comparaison de l'évolution finale entre les arbres de ① à ⑥ (deuxième phase d'apprentissage) avec l'évolution de la première phase d'apprentissage (arbres ①, ②, ④ et ⑥).

(b) Performances de l'analyse finale : évolution entre les arbres de ① à ⑥ et composition du bruit de fond.

**Figure 6.14:** Performances finales obtenues après la deuxième phase d'apprentissage. L'introduction de deux arbres spécifiques à  $W^+W^-$  (arbre ②) et  $q\bar{q}$  (arbre ④) permet d'augmenter l'efficacité pour un bruit de fond donné grâce à la technique d'évolution.

- Arbres ④a & ④b** Ces arbres ont été conçus respectivement comme "anti- $q\bar{q}$ " et "anti- $W^+W^-$ ". Ils ont chacun été construits en considérant les deux classes signal et une des deux classes bruit de fond. On affecte la classe bruit de fond d'une priorité élevée, assortie d'un poids élevé aux événements de bruit de fond qui viennent contaminer la classe signal ; en particulier pour le  $q\bar{q}$  qui est relativement important dans cette zone d'efficacité. L'arbre ④a a été entraîné pour donner seul une efficacité autour de 45% (près de la bosse  $q\bar{q}$ ) et l'arbre ④b se situe seul autour de 35% (bosse de  $W^+W^-$ ). Combinés (*i.e.* on considère le produit logique des deux, ④a&④b), ces deux arbres donnent une efficacité de l'ordre de 30%.

Les performances individuelles des arbres présentés ci-dessus sont rassemblées dans le tableau 6.8.

### Évolution des arbres

L'évolution (§5.2) entre tous les arbres décrits précédemment donne les performances finales (fig. 6.14 (a) et (b)). A bruit de fond constant de l'ordre de 2 par exemple, l'efficacité passe de 20 à 30% en utilisant tous les arbres de ① à ⑥ au lieu de deux (① et ⑥). L'évolution des différents bruits de fond est plus régulière qu'avec deux arbres et semble indiquer qu'un optimum est presque

Arbre	Classes	Priorités	Coûts	Phase
①	ZH→b $\bar{b}$ b $\bar{b}$	( 20 )	$\begin{pmatrix} \cdot & 0.01 & 4 & 4 \\ 0.01 & \cdot & 4 & 4 \\ 1 & 1 & \cdot & 0.01 \\ 1 & 1 & 0.01 & \cdot \end{pmatrix}$	1
	ZH→b $\bar{b}$ q $\bar{q}$	( 10 )		
	q $\bar{q}$	( 1 )		
	W+W <sup>-</sup>	( 5 )		
②	ZH→b $\bar{b}$ b $\bar{b}$	( 1 )	$\begin{pmatrix} \cdot & 0.01 & 1 \\ 0.01 & \cdot & 1 \\ 1 & 1 & \cdot \end{pmatrix}$	2
	ZH→b $\bar{b}$ q $\bar{q}$	( 1 )		
	W+W <sup>-</sup>	( 4 )		
③	ZH→b $\bar{b}$ b $\bar{b}$	( 6.5 )	$\begin{pmatrix} \cdot & 0.01 & 1 & 1 \\ 0.01 & \cdot & 1 & 1 \\ 1 & 1 & \cdot & 0.01 \\ 1 & 1 & 0.01 & \cdot \end{pmatrix}$	1
	ZH→b $\bar{b}$ q $\bar{q}$	( 2.5 )		
	q $\bar{q}$	( 1 )		
	W+W <sup>-</sup>	( 1 )		
④a	ZH→b $\bar{b}$ b $\bar{b}$	( 1 )	$\begin{pmatrix} \cdot & 0.01 & 4 \\ 0.01 & \cdot & 4 \\ 1 & 1 & \cdot \end{pmatrix}$	2
	ZH→b $\bar{b}$ q $\bar{q}$	( 1 )		
	q $\bar{q}$	( 2 )		
④b	ZH→b $\bar{b}$ b $\bar{b}$	( 1 )	$\begin{pmatrix} \cdot & 0.01 & 1 \\ 0.01 & \cdot & 1 \\ 1 & 1 & \cdot \end{pmatrix}$	2
	ZH→b $\bar{b}$ q $\bar{q}$	( 1 )		
	W+W <sup>-</sup>	( 4 )		
⑤	ZH→b $\bar{b}$ b $\bar{b}$	( 1 )	$\begin{pmatrix} \cdot & 0.01 & 5 & 5 \\ 0.01 & \cdot & 5 & 5 \\ 1 & 1 & \cdot & 0.01 \\ 1 & 1 & 0.01 & \cdot \end{pmatrix}$	1
	ZH→b $\bar{b}$ q $\bar{q}$	( 1 )		
	q $\bar{q}$	( 1 )		
	W+W <sup>-</sup>	( 1 )		
⑥	ZH→b $\bar{b}$ b $\bar{b}$	( 2.6 )	$\begin{pmatrix} \cdot & 0.01 & 5 & 5 \\ 0.01 & \cdot & 5 & 5 \\ 5 & 5 & \cdot & 0.01 \\ 5 & 5 & 0.01 & \cdot \end{pmatrix}$	1
	ZH→b $\bar{b}$ q $\bar{q}$	( 1 )		
	q $\bar{q}$	( 20 )		
	W+W <sup>-</sup>	( 20 )		

Tableau 6.7: Les paramètres utilisés pour la construction des arbres de ① à ⑥ : priorité de chaque classe  $i \in (b\bar{b}b\bar{b}, b\bar{b}q\bar{q}, q\bar{q}, W^+W^-)$  et matrice de mauvaise classification (ligne  $i$  colonne  $j$  : coût de mauvaise classification de la classe  $i$  dans la classe  $j$ ).

Arbre	Signal		Bruit de fond (nombre)			
①	60.96	7.82	20.74	8.47	9.47	2.80
②	51.98	6.67	10.62	5.67	2.79	2.17
③	41.50	5.32	5.34	2.34	1.43	1.57
④a & ④b	29.52	3.79	1.90	0.65	0.21	1.04
pt. de fonct.	29.18	3.74	1.85	0.63	0.20	1.02
⑤	23.92	3.07	1.39	0.45	0.12	0.83
⑥	9.25	1.19	0.39	0.14	0.0	0.25

Tableau 6.8: Efficacité et nombre d'événements de bruit de fond attendus pour chaque arbre et au point de fonctionnement (§6.4.1).

atteint. Une coupure sur le potentiel représenté sur la figure 6.15 donne accès à n'importe quel point sur la courbe d'efficacité (et est équivalente à un nouvel ensemble de coupures, combinaisons linéaires des coupures des arbres à plus haute efficacité).

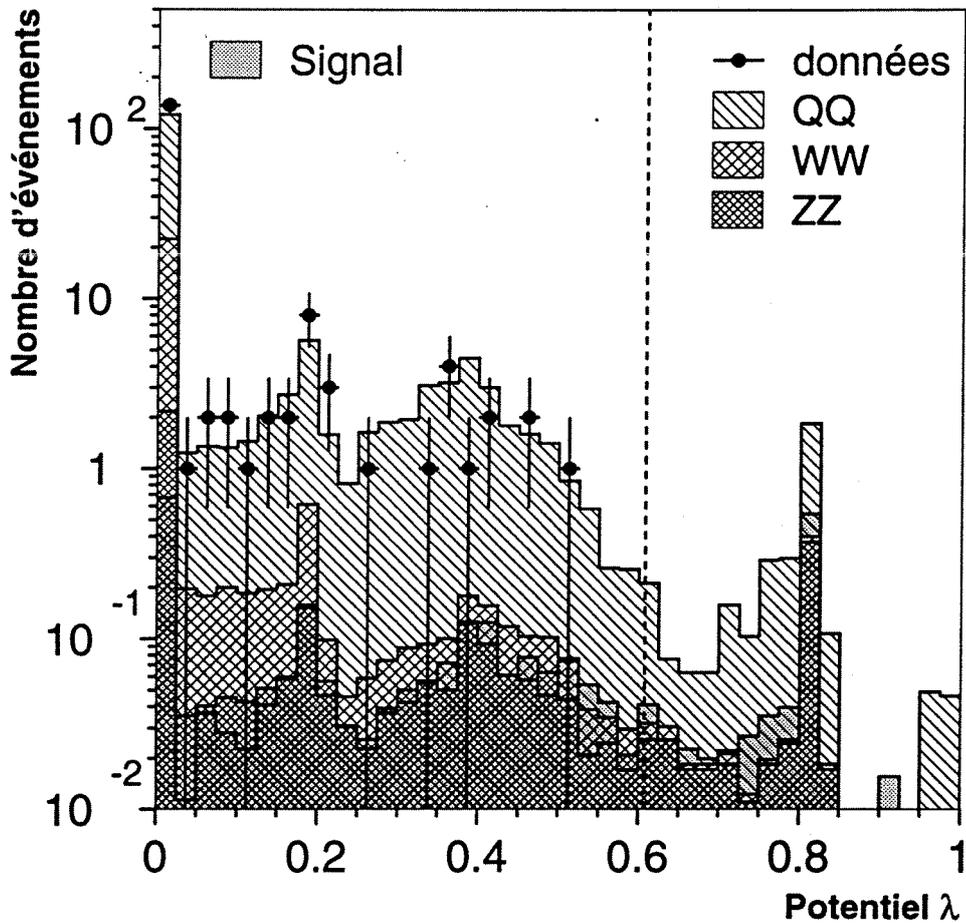


Figure 6.15: Distribution du potentiel entre les arbres, pour les données à 183 GeV et la simulation Monte-Carlo.

Cela est dû au fait qu'il n'y a pas de disparition soudaine d'une classe quand on passe d'un arbre à un autre. C'est ce qui arrive entre les arbres ⑤ et ⑥ (annexe pp.139&141) où la classe signal  $b\bar{b}q\bar{q}$  disparaît pour ne laisser place qu'à un type de classe signal ( $b\bar{b}b\bar{b}$ ). On pourrait trouver un arbre intermédiaire qui lisse la courbe pour les faibles efficacités, mais cela n'est pas nécessaire car la région d'intérêt se situe vers 30% d'efficacité, comme nous le verrons par la suite (§6.4.1).

## 6.4 Extraction de la limite

A partir des performances de l'analyse présentée ci-dessus, nous déterminons le point de fonctionnement optimal pour une hypothèse donnée sur la masse du boson de Higgs  $\hat{m}_H$ , c'est à dire l'efficacité qui donne, en moyenne, le niveau de confiance attendu le plus élevé. Le niveau de confiance est calculé par une estimation poissonnienne de l'accord entre un résultat observé et un résultat attendu. Cette méthode permet aussi d'estimer la sensibilité de l'analyse et sert à calculer la valeur de la masse du boson de Higgs exclue par l'analyse des données réelles.

Il est à noter que nous n'avons pas opéré de soustraction de bruit de fond.

### 6.4.1 Niveau de confiance

définition :

Pour une hypothèse  $\hat{m}_H$  sur la masse réelle  $m_H$  du boson de Higgs, le niveau de confiance mesure la probabilité pour que l'accord entre l'hypothèse et l'expérience soit aussi mauvais ou plus mauvais que ce qui est observé.

On définit un *estimateur*  $\mathcal{E}$  qui doit être le plus discriminant possible entre les événements de type signal et de type bruit de fond. Il dépend de la forme des distributions  $\hat{s}$  et  $\hat{b}$  du signal et du bruit de fond en fonction d'une variable discriminante  $v$ . Le niveau de confiance<sup>4</sup> est calculé à partir de l'estimateur ( $1 - CL = P(\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{\text{donné}})$ ).

Pour un point de fonctionnement donné (efficacité-bruit de fond), on calcule le niveau de confiance attendu, noté  $\langle C \rangle_\infty$  pour une hypothèse de masse  $\hat{m}_H$ . C'est le niveau de confiance dans le cas où l'on suppose que la masse du boson de Higgs est  $\hat{m}_H$  alors qu'en réalité elle vaut  $m_H = \infty$  (i.e. le boson de Higgs n'est pas observable). Le niveau de confiance attendu  $\langle C \rangle_\infty$  dépend de l'hypothèse  $\hat{m}_H$  et donne une indication de la puissance intrinsèque de l'analyse. Il sert à définir la *sensibilité* de l'analyse.

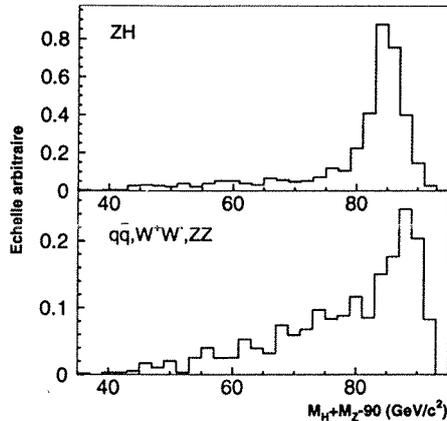
### 6.4.2 Optimisation de l'analyse

Le niveau de confiance  $\langle C \rangle_\infty$  permet aussi d'optimiser l'analyse. Pour cela on calcule  $\langle C \rangle_\infty$  pour une hypothèse de masse donnée  $\hat{m}_H$ , en fonction de l'efficacité suivant la courbe de performance de l'analyse. Ce calcul tient compte des distributions de la variable discriminante choisie, pour le signal et le bruit de fond. Le point de fonctionnement optimal  $\epsilon$  de l'analyse est le minimum de la courbe  $CL(\epsilon)$ .

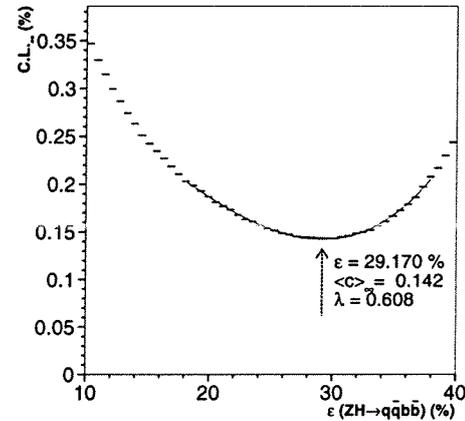
L'analyse 4-jets est optimisée pour l'hypothèse sur la masse du boson de Higgs  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ . Nous avons choisi comme variable discriminante, la variable de masse ( $m_H^{\text{candidat}} + m_Z^{\text{candidat}} - 91.2$ ) qui présente un pic pour la masse du boson de Higgs simulé et un pic pour la masse du Z dans le cas du bruit de fond. Ne connaissant pas par avance la distribution de la variable discriminante au point de fonctionnement que l'on est en train de déterminer, on

<sup>4</sup>Nous utiliserons aussi la notation anglo-saxonne "CL" pour Confidence Level.

utilise les distributions en masse en un point supposé proche du point de fonctionnement et on procède de manière itérative. Avec la première distribution en masse fournie, on détermine un point de fonctionnement, puis on calcule les distributions en masse en ce point, et ainsi de suite. En pratique, seules quelques itérations suffisent. La figure 6.16 montre la distribution de la variable discriminante pour le signal (dans l'hypothèse  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ ) et pour le bruit de fond, au point de fonctionnement.



**Figure 6.16:** Distribution de la variable discriminante utilisée pour le calcul du niveau de confiance attendu, pour le signal et le bruit de fond (une seule combinaison).



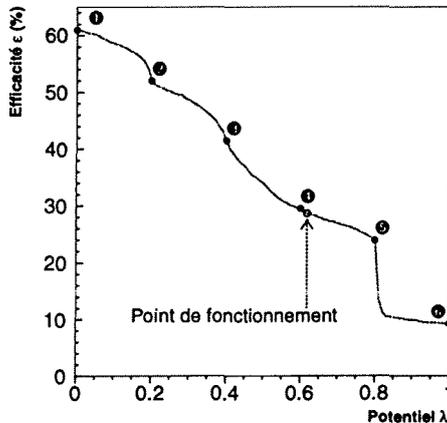
**Figure 6.17:** Obtention du point de fonctionnement optimal pour  $m_H = 85 \text{ GeV}/c^2$  par minimisation du niveau de confiance.

Pour établir le niveau de confiance, on ne conserve qu'une seule combinaison afin de ne pas compter plusieurs fois des candidats éventuels. On peut envisager plusieurs manières de la choisir :

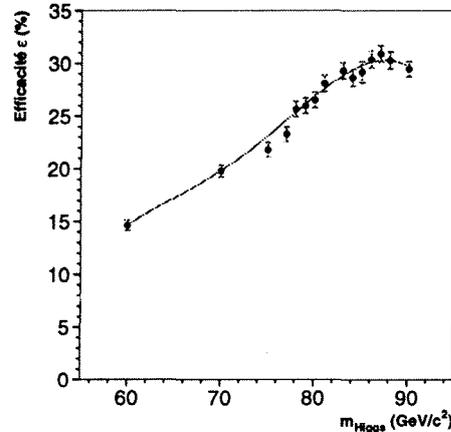
1. Choisir la combinaison telle que les jets formant le candidat Higgs aient la probabilité la plus élevée d'être des jets de hadrons beaux.
2. Choisir la combinaison pour laquelle la masse du candidat Z est la plus proche de  $m_Z \simeq 91.2 \text{ GeV}/c^2$ .
3. Choisir la combinaison en fonction de la valeur du  $\chi^2$  d'un ajustement contraint (§4.2.2 p. 69) des masses invariantes bi-jets (en prenant par exemple comme contrainte  $m_{ij} = \alpha m_Z$ , pour sélectionner les événements avec production d'un  $Z^0$  ou  $m_{ij} = \alpha m_{kl}$ , pour rejeter les combinaisons qui ressemblent à des événements  $W^+W^-$  ou  $ZZ$ ).

Le choix de la variable discriminante ( $m_H^{\text{candidat}} + m_Z^{\text{candidat}} - 91.2$ ) pour le calcul de l'estimateur nous oriente vers la deuxième méthode. La troisième méthode, si elle fournit une meilleure résolution sur la masse du boson de Higgs, présente l'inconvénient de recentrer aussi la distribution du bruit de fond autour de la masse du boson de Higgs, ce qui dégrade le rapport signal-bruit à cet endroit.

La figure 6.17 montre le niveau de confiance attendu en fonction de l'efficacité pour l'analyse 4-jets dans le cas où  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ . Le point de fonctionnement trouvé par minimisation correspond à une efficacité de 29.18% pour 1.85 événements de bruit de fond attendus, soit à une coupure sur le potentiel à  $\lambda = 0.608$  (fig. 6.18).



**Figure 6.18:** Potentiel entre les 6 arbres : une coupure sur le potentiel permet de choisir un point intermédiaire entre deux arbres. On a fait figurer le point de fonctionnement optimal pour l'hypothèse  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$  (§6.4.1).



**Figure 6.19:** Efficacité de l'analyse optimisée pour  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$  en fonction de la masse du boson de Higgs (Les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques dues au nombre fini d'événements dans la simulation Monte-Carlo.).

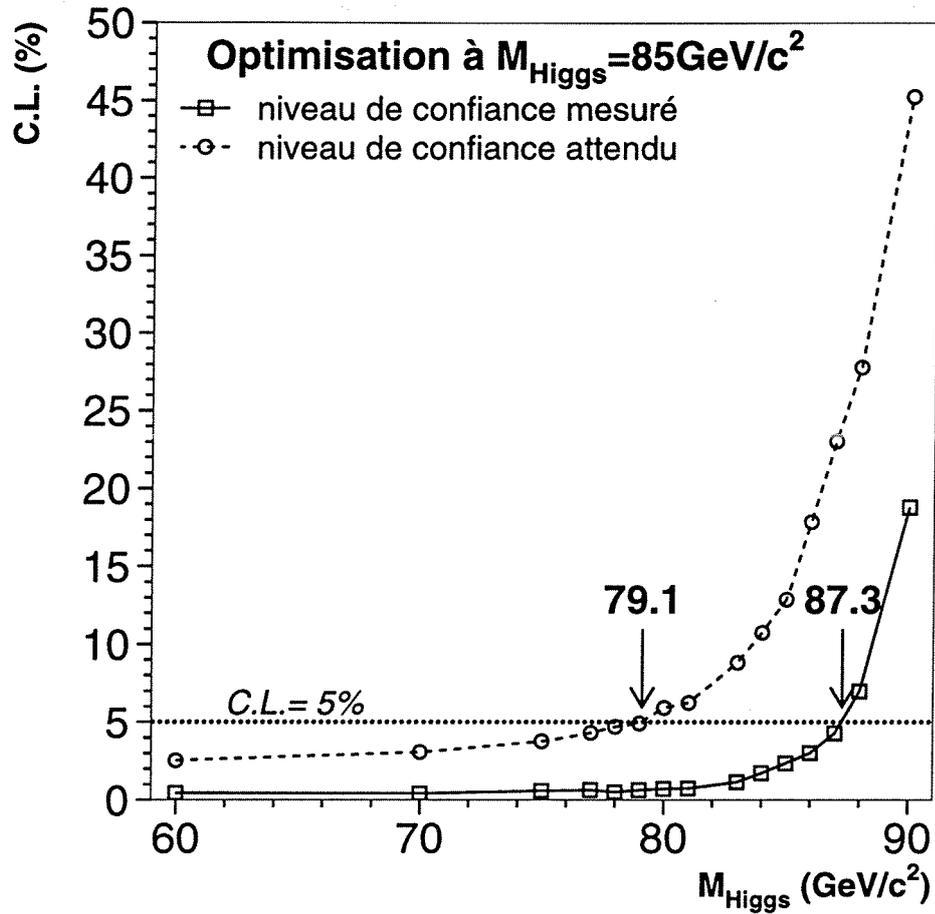
### 6.4.3 Limite attendue

Pour évaluer la sensibilité de l'analyse, on calcule l'efficacité de l'analyse pour  $\lambda = 0.608$  dans différentes hypothèses de masse  $\hat{m}_H$ , ainsi que le niveau de confiance  $\langle C \rangle_\infty$ .

On observe que l'efficacité de l'analyse optimisée pour une masse  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$  chute avec  $\hat{m}_H$  (fig. 6.19). Cela est principalement dû aux coupures sur les variables cinématiques, en particulier la coupure sur la masse du candidat boson de Higgs. La figure 6.20 montre le niveau de confiance attendu calculé pour différentes valeurs  $m_H$ . On définit conventionnellement la limite d'exclusion par la valeur de  $m_H$  pour laquelle le niveau de confiance vaut 5%. Pour le niveau de confiance attendu cela définit la sensibilité de l'analyse. On s'attend donc à ce que  $m_H = 79.1 \text{ GeV}/c^2$  soit exclu à 95% de niveau de confiance<sup>5</sup>.

sensibilité :  $79.1 \text{ GeV}/c^2$  (95% CL)

<sup>5</sup>On emploiera aussi la notation "(95% CL)".



**Figure 6.20:** Niveaux de confiance attendu et mesuré en fonction de la masse du boson de Higgs, pour l'analyse optimisée à  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ . La sensibilité est de  $79.1 \text{ GeV}/c^2$  et un boson de Higgs de masse  $m_H = 87.3 \text{ GeV}/c^2$  est exclu à 95% de niveau de confiance.

#### 6.4.4 Niveau de confiance mesuré

Nous présentons la manière de calculer le niveau de confiance pour des données expérimentales et l'application à notre analyse.

##### Principe

On définit le niveau de confiance mesuré sur les données à partir de la distribution  $\rho(\mathcal{E})$  de l'estimateur  $\mathcal{E}$ . Ce dernier est calculé pour des "expériences" ne comportant que du signal et en fonction de l'hypothèse de masse  $\hat{m}_H$ . Le niveau de confiance mesuré est alors défini comme la probabilité que l'estimateur soit inférieur ou égal à la valeur mesurée :

$$CL(\mathcal{E}_{\text{données}}, \hat{m}_H) = \int_{\mathcal{E}_{\text{min}}}^{\mathcal{E}_{\text{données}}} \rho(\mathcal{E}) d\mathcal{E}.$$

Le choix d'expériences avec uniquement du signal pour l'élaboration de  $\rho(\mathcal{E})$  est *conservateur*, c'est à dire que le niveau de confiance d'exclusion serait plus élevé en tenant compte du bruit de fond.

### Application à l'analyse 4-jets

Lorsqu'on applique les sélections correspondant à la coupure sur le potentiel trouvée précédemment, aucun événement n'est sélectionné dans les données entre 181 et 184 GeV. Le niveau de confiance mesuré se calcule alors simplement en fonction du nombre  $s$  d'événements de signal attendus par la probabilité poissonnienne :

$$CL = 1 - \mathcal{E} = \exp^{-s}$$

La limite (95% CL) mesurée sur la masse du boson de Higgs correspond à l'endroit où la courbe niveau de confiance mesuré vs masse dépasse 5% et vaut  $87.3 \text{ GeV}/c^2$ .

$$m_H > 87.3 \text{ GeV}/c^2 \text{ (95\% CL) (sans erreurs systématiques)}$$

La figure 6.15 montre la distribution du potentiel entre les arbres pour les données et la simulation Monte-Carlo. L'accord entre les deux est bon, ce qui conforte la robustesse de cette analyse. Le point de fonctionnement correspond à la coupure  $\lambda = 0.608$ . Les deux événements qui sont le plus près des coupures se trouvent vers  $\lambda = 0.53$  et  $\lambda = 0.47$ , donc relativement éloignés de la coupure finale ( $\lambda = 0.608$ ). Notons que la variable d'évolution donne une mesure de la distance des candidats éventuels aux coupures finales.

### Caractéristiques des candidats potentiels

Comme nous venons de le voir aucun événement n'est sélectionné dans les données par notre analyse. Il est cependant intéressant d'examiner les événements qui se trouvent le plus près des coupures, c'est à dire les événements qui seraient sélectionnés si on relâchait légèrement la sélection. Nous montrons en annexe D deux de ces "candidats potentiels".

## 6.5 Etudes systématiques

Nous allons étudier l'effet, sur la limite sur la masse du boson de Higgs mesurée, des incertitudes sur les paramètres de l'analyse. Comme on n'observe aucun candidat et que dans ce cas le niveau de confiance mesuré est calculé avec des "expériences" ne comportant que du signal, l'étude des erreurs systématiques ne porte que sur le signal. Pour un point de fonctionnement donné —un ensemble de coupures— l'effet des erreurs systématiques se traduit sur l'efficacité de sélection du signal. Il est quantifié par l'écart relatif  $\Delta\epsilon$  entre le point de fonctionnement pour  $m_H = 87 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\epsilon_{\text{ref}}$  et la nouvelle valeur de l'efficacité  $\epsilon$  :

$$\Delta\epsilon(\%) = \frac{\epsilon - \epsilon_{\text{ref}}}{\epsilon_{\text{ref}}}$$

Nous allons d'abord étudier l'effet des incertitudes sur l'étiquetage des  $b$  qui est le principal outil de cette analyse, puis la différence entre les données et la simulation Monte-Carlo pour les variables cinématiques utilisées et nous discuterons des erreurs systématiques liées aux corrélations entre les variables des arbres.

Nous supposons en première approximation que l'effet des erreurs systématiques est le même quelle que soit la masse du boson de Higgs  $m_H$ , ou du moins qu'au voisinage d'une masse donnée cela se traduit par un décalage global de la courbe de niveau de confiance mesuré. Nous nous plaçons au voisinage de la limite mesurée, c'est-à-dire à  $m_H = 87 \text{ GeV}/c^2$ .

### 6.5.1 Étiquetage des $b$

L'étiquetage des  $b$  fournit la plupart des variables discriminantes utilisées dans cette analyse. Nous portons tout d'abord notre attention sur l'impulsion des  $b$ , leur durée de vie et leur désintégration en traces chargées qui influencent directement l'étiquetage.

- **Étiquetage des  $b$**  : La fragmentation des quarks  $b$  est décrite dans la simulation Monte-Carlo par la fonction de Peterson-Schlatter  $f(z)$  qui décrit la distribution de la fraction  $z$  d'impulsion du quark initial emportée par le hadron beau de fragmentation [53]. Dans l'hypothèse des quarks lourds elle s'écrit :

$$f(z) \propto \frac{1}{z} \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z} \right)^{-2}$$

où  $z = (E + p)_{\text{hadron}} / (E + p_{\parallel})_{\text{quark}}$ .

Cette fonction ne dépend que du seul paramètre  $\epsilon_B$ . Les mesures les plus récentes [54] donnent  $\epsilon_B = 0.0045 \pm 0.0014$ . Un ensemble d'événements de signal pour  $m_H = 87 \text{ GeV}/c^2$  a été simulé avec  $\epsilon_B = 0.0059$ . On observe une diminution relative de l'efficacité de sélection du signal de 0.75%.

- **Multiplicité des  $B$**  : La sortie du réseau de neurones d'étiquetage, pour les jets, est sensible au nombre de traces chargées provenant de la désintégration d'un hadron beau. En effet elle utilise la probabilité par jet issue de la méthode des paramètres d'impact qui combine les probabilités de chaque trace individuellement. Les événements sont pondérés de telle sorte que la distribution de la multiplicité moyenne des traces chargées provenant des  $B$  soit décalée de 0.4 (cette erreur provient des incertitudes sur les mesures des taux de branchement utilisés dans la simulation). Cela se traduit par une variation relative d'efficacité de +3.41%.
- **Durée de vie** : La durée de vie moyenne des hadrons beaux est sous-estimée dans la simulation Monte-Carlo utilisée. Elle est fixée à 1.50 ps, alors que la valeur du PDG [6] est de  $1.55 \pm 0.02$  ps. Un lot d'événements a été simulé en la fixant à 1.55 ps. Il en résulte une variation relative d'efficacité de 1.7%.

- **Trajectographie** : Dans l'analyse, les incertitudes liées à la reconstruction des traces sont modélisées en dégradant les paramètres  $d_0$  et  $z_0$  des traces ( $d_0$  est la distance de la trace à l'origine dans le plan transverse et  $z_0$  la distance longitudinale) de 3% pour les traces ayant deux points de mesure dans le détecteur de vertex, et 15% pour les autres. En supprimant cette modélisation pour en mesurer l'effet, on observe une variation relative de l'efficacité de +0.13%.
- **Direction des jets** : La résolution sur la direction des jets reconstruits dans ALEPH est de  $\Delta\theta = 17.7$  mrad et  $(\sin\theta)\Delta\phi = 19.4$  mrad. On suppose que la résolution est dégradée de 10% et on "étale" les angles de 8.1 mrad en  $\theta$  et 8.9/sin  $\theta$  mrad en  $\phi$ . Cela entraîne un décalage relatif de l'efficacité de +0.67%.

### 6.5.2 Variables cinématiques

Nous allons maintenant examiner les erreurs systématiques dues aux variables cinématiques utilisées.

La méthode consiste, au niveau des présélections, pour chaque variable  $v$ , à ajuster un polynôme aux données  $P_{\text{données}}(v)$  et aux événements simulés  $P_{\text{MC}}(v)$ . On pondère les événements de signal par  $(R(v) + 1)/2$ , où  $R(v) = P_{\text{données}}(v)/P_{\text{MC}}(v)$  et on calcule l'efficacité attendue. Nous ne considérons les effets systématiques que sur les variables cinématiques utilisées dans les arbres, à savoir  $bed$ ,  $jas$ ,  $y_{34}$  et  $\cos^{\text{min}}$ . L'ensemble des erreurs systématiques sur ces variables est rassemblé dans le tableau 6.9 et représente une variation relative de l'efficacité de 4.02%.

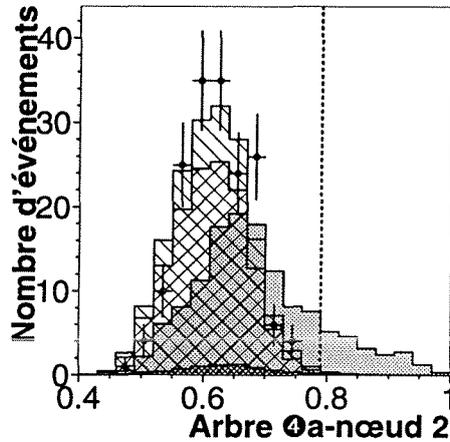
Variable	$\Delta\epsilon$ (%)
fragmentation des B	-0.75
durée de vie des B	1.7
trajectographie	0.13
multiplicité des B	3.41
direction des jets	0.67
$jas$	0.095
$\cos^{\text{min}}$	0.07
$bed$	-0.74
$y_{34}$	-0.18
arbre ④	1.27
Total	4.22

Tableau 6.9: Détail des erreurs systématiques et total (somme quadratique).

### 6.5.3 Corrélations entre variables

L'analyse présentée ci-dessus utilise de façon intensive les corrélations entre variables comme dans un réseau de neurones. Un des intérêts des analyses par

arbres est de pouvoir contrôler les corrélations puisqu'on connaît exactement la structure interne de l'arbre, c'est à dire les variables de coupures utilisées à chaque nœud.



**Figure 6.21:** Distribution de la variable du nœud n°2 de l'arbre 4a pour le bruit de fond, le signal (simulations) et les données.

On fixe dans ce cas le coefficient de pondération à la valeur 1. Il résulte de la pondération des variables de l'arbre 4 (i.e. le plus proche du point de fonctionnement) une variation relative de l'efficacité de 1.27%.

On donne en appendice C toutes les variables utilisées dans les sept arbres et leur distribution pour les simulations Monte-Carlo et pour les données, au niveau des coupures de présélection. Aucun désaccord n'est observé.

Comme précédemment on utilise une méthode de pondération pour estimer l'erreur systématique liée aux corrélations entre variables. Il faut toutefois procéder avec précautions car pour certaines variables la coupure se trouve dans une zone où aucun événement n'est observé dans les données (exemple fig. 6.21).

#### 6.5.4 Effet des erreurs systématiques sur la limite

L'ensemble des erreurs systématiques est rassemblé dans le tableau 6.9. Elles entraînent un décalage de la limite sur  $m_H$  de 300 MeV.

La dernière contribution aux erreurs systématiques que nous considérons est due au fait que la valeur exacte de l'énergie du LEP est plus faible de 280 MeV que celle utilisée dans cette analyse. La section efficace du signal est réduite de 2.8%. Cela réduit le nombre d'événements attendus et augmente le niveau de confiance mesuré. La limite sur la masse mesurée est réduite de 200 MeV.

Au total, les erreurs systématiques réduisent la limite de 500 MeV, à  $m_H = 86.8 \text{ GeV}/c^2$ .

### 6.6 Conclusion de l'analyse

Nous avons recherché un signal provenant de la production du boson de Higgs Standard par le processus de Bjorken  $e^+e^- \rightarrow ZH$ . Une analyse a été développée dans le canal 4-jets où les deux bosons se désintègrent chacun en une paire de quarks. Elle repose principalement sur l'information provenant des saveurs lourdes pour distinguer le signal des bruits de fond standards  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ,  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  et  $e^+e^- \rightarrow ZZ$ . L'ensemble des informations est combiné dans des arbres de décision binaires. Une méthode originale permet de déterminer les performances de l'analyse et de l'optimiser pour une hypothèse de masse  $\hat{m}_H = 85 \text{ GeV}/c^2$  ( $\epsilon = 29.170\%$  pour un bruit de fond de

1.85 événements).

Les données enregistrées par le détecteur ALEPH au LEP lors des collisions  $e^+e^-$  autour de 183 GeV dans le centre de masse ont été analysées avec cette méthode. Aucun événement n'est sélectionné, ce qui permet de fixer une limite inférieure, incluant les erreurs systématiques, à la masse du boson de Higgs à :

$$m_H > 86.8 \text{ GeV}/c^2 \text{ (95\% CL)}$$

Il convient de noter que cette limite a été obtenue en n'étudiant qu'un seul canal de désintégration : le canal 4-jet. La combinaison avec les limites placées par la recherche dans les autres canaux est nécessaire pour fixer une limite finale.

On donne sur la figure 6.22 les sensibilités et les limites obtenues par les 4 expériences au LEP jusqu'à 183 GeV dans le centre de masse.

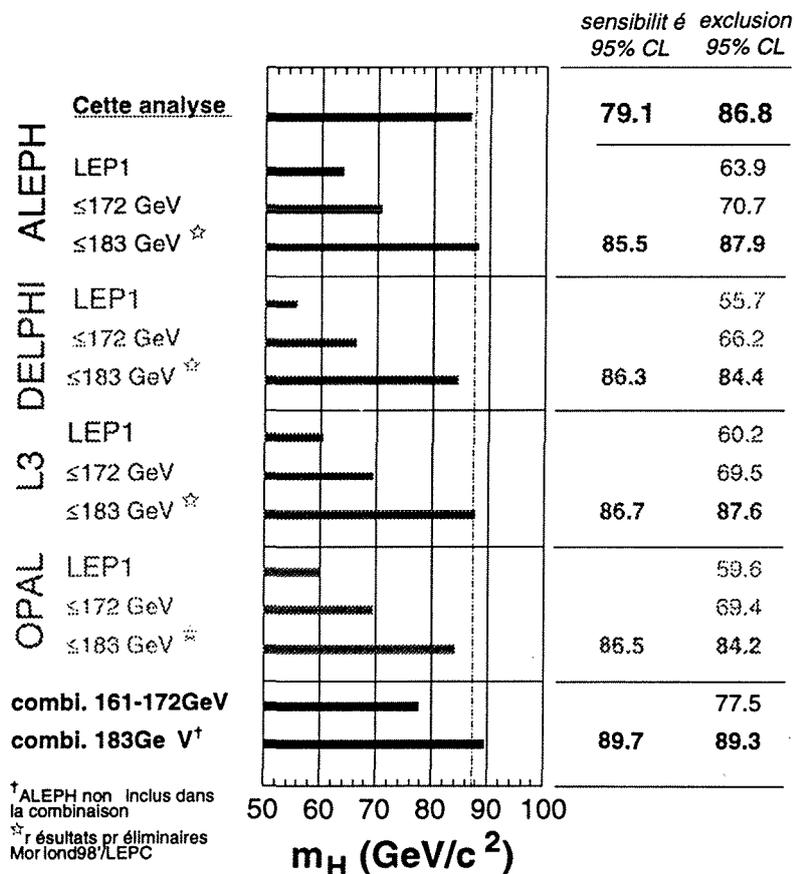


Figure 6.22: Comparaison des limites sur  $m_H$  obtenues par les 4 expériences au LEP jusqu'à 183 GeV dans le centre de masse.



# Chapitre 7

## Perspectives

### 7.1 LEP2

Le LEP dans sa phase II devrait fonctionner jusqu'en l'an 2000 à des énergies se rapprochant de 200 GeV dans le centre de masse. La difficulté est essentiellement technique et réside dans l'accélérateur lui-même car les effets perturbant le faisceau augmentent avec l'énergie et la luminosité. La limite cinématique sur la masse du boson de Higgs serait de l'ordre de  $110 \text{ GeV}/c^2$  et la limite placée expérimentalement autour de  $105 \text{ GeV}/c^2$  avec une luminosité suffisante.

### 7.2 TEVATRON

Le Tevatron au Fermilab est un collisionneur  $p\bar{p}$  de 1.8 TeV dans le centre de masse pour une luminosité  $L \sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Il fonctionnera en l'an 2000 à 2 TeV pour une luminosité  $L \sim 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Deux expériences CDF et D0 sont placées autour des deux points de collision. Le canal de production dominant est la production associée WH où le boson de Higgs se désintègre majoritairement en une paire  $b\bar{b}$  (ou  $\tau^+\tau^-$ ) (fig. 7.1). Les bruits de fond irréductibles sont  $Wb\bar{b}$  et  $WZ \rightarrow Wb\bar{b}$  pour  $m_H \simeq m_Z$  et  $t\bar{t}$  en plus pour  $m_H$  supérieur à 100 GeV. Avec seulement  $2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité, on ne couvrirait que la zone  $m_H \leq m_Z$  qui aura déjà été explorée par le LEP2.

Le programme TEV33, qui consiste à faire fonctionner le Tevatron à une luminosité de l'ordre de  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  permettrait de chercher un boson de Higgs de masse supérieure à  $m_Z$ . En particulier, avec une luminosité intégrée  $L \sim 30 \text{ fb}^{-1}$ , on pourrait atteindre  $m_H \simeq 120 \text{ GeV}/c^2$ .

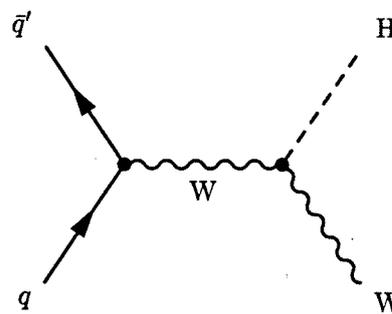


Figure 7.1: Diagramme de production du boson de Higgs au Tevatron

## 7.3 LHC

LHC: Large  
Hadron Collider  
(Grand  
Collisionneur de  
Hadrons)

Le LHC [55] doit remplacer le LEP dans le tunnel existant dans les années 2004-2005. C'est un collisionneur de protons conçu pour atteindre 14 TeV dans le centre de masse pour une luminosité de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Le choix s'est porté sur les protons car les pertes par rayonnement synchrotron des électrons à de telles énergies sont prohibitives. Mais en contrepartie l'utilisation du tunnel existant nécessite des champs magnétiques de courbure plus importants (8.4 T). C'est pourquoi le LHC est une machine totalement supraconductrice, à la température de l'hélium liquide superfluide, soit 1.8 K. Quatre zones d'expériences sont prévues : deux réutiliseront les cavernes souterraines des expériences DELPHI et L3, et deux nouvelles cavernes doivent être creusées. Les particules du faisceau du LHC seront regroupées par paquets, eux-mêmes regroupés en trains et espacés de 25 ns.

Le LHC comprend aussi un programme d'ions lourds. Les études ont montré qu'il était possible d'utiliser des ions Pb complètement ionisés (*i.e.*  $\text{Pb}^{82+}$ ) à condition d'utiliser un schéma d'injection différent de celui des protons pour accumuler les ions après leur production [56]. L'énergie par nucléon sera la même que pour les protons ce qui conduit à plus de 1000 TeV dans le centre de masse pour une luminosité de  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Un certain nombre de défis technologiques restent à relever aussi bien autour de l'accélérateur (en particulier concernant les aimants supraconducteurs) que des expériences (par exemple dans le domaine du stockage de l'information, aucune technologie n'est actuellement capable d'absorber le flux de données d'une expérience).

### 7.3.1 Les détecteurs

CMS:  
Compact  
Muon  
Solenoid

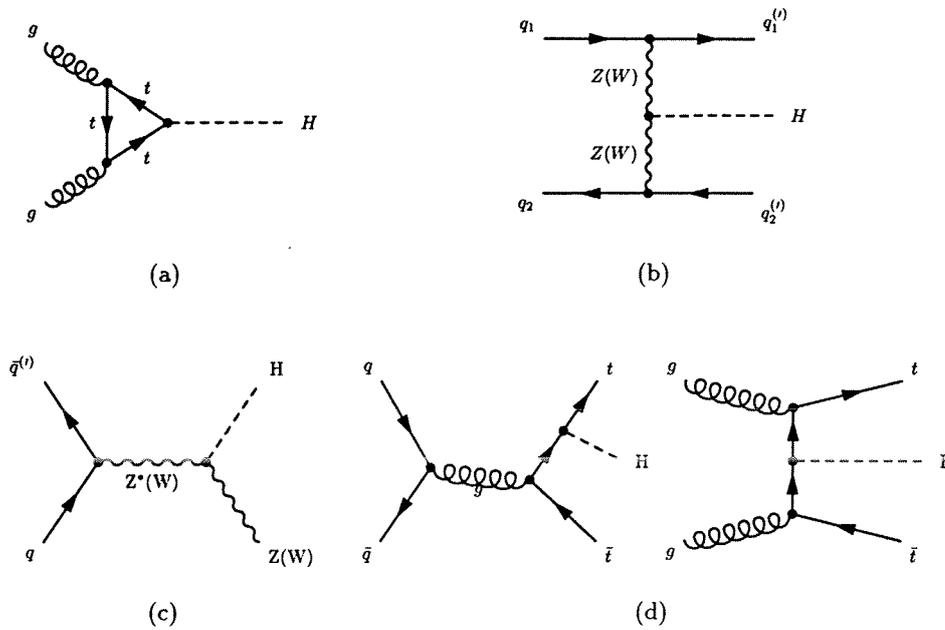
Les deux expériences approuvées : CMS [57], ATLAS [58], sont construites sur le même principe que les expériences au LEP, *i.e.* ce sont des "expériences  $4\pi$ ". Leur taille est environ une fois et demi celle d'une expérience du LEP et leur masse le double (plus de 6000t). Quelques points clefs de la conception des ces détecteurs sont la résistance aux radiations, le désempilement d'événements, le système de déclenchement sur des processus physiques, les détecteurs à pixels, la détection des muons et la calorimétrie.

ATLAS: A  
Toroidal LHC  
ApparatuS

### 7.3.2 Les programmes de Physique

ATLAS et CMS, sont dédiées à la recherche du boson de Higgs. Les deux autres se consacrent à l'étude de la violation de CP dans le système des hadrons beaux pour LHCb, et à l'étude de l'interaction d'ions lourds (collisions Pb-Pb) pour ALICE, en particulier la recherche sur le plasma quark-gluon.

<sup>1</sup>Une expérience  $4\pi$  entoure le point d'interaction pour atteindre une acceptance proche de  $4\pi \text{ str}$ .



**Figure 7.2:** Diagrammes des processus dominants de production du boson de Higgs au LHC.

### 7.3.3 Canaux de production du boson de Higgs

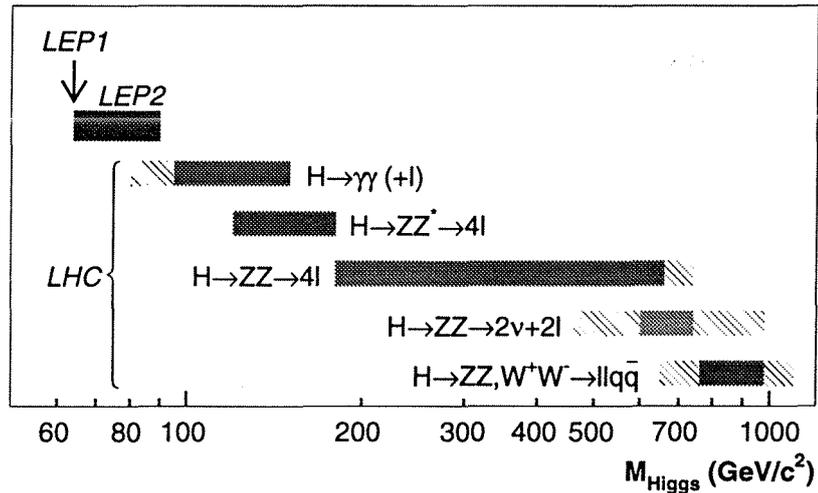
Quatre canaux de production du Higgs sont observables au LHC. Ils font intervenir les couplages du boson de Higgs aux particules les plus lourdes accessibles, soit les quarks lourds, principalement  $t$ , soit les bosons vecteurs  $Z$  ou  $W$ .

- fusion de gluons (fig. 7.2(a)),
- fusion de  $W$  ou de  $Z$  (fig. 7.2(b)),
- production associée avec un  $W$ ,  $Z$  (fig. 7.2(c)),
- production associée avec une paire  $t\bar{t}$  (fig. 7.2(d)).

La conception des détecteurs est dictée par la nécessité d'être capable de détecter les photons, les électrons, les muons, les neutrinos (comme énergie manquante) et de reconstruire les jets de particules. Tous les canaux ci-dessus permettent de couvrir une large gamme de masses, depuis environ 100 GeV jusqu'à 1 TeV (fig. 7.3).

La principale difficulté se trouve dans la zone de transition avec le LEP, *i.e.* autour de  $m_H = 100$  GeV. Le taux de branchement du  $H$  en  $ZZ^*$  devient trop faible et à cause de l'énorme bruit de fond de jets hadroniques le canal  $H \rightarrow b\bar{b}$  est difficile à exploiter. Il faut alors s'orienter vers des modes de désintégration rares tels que  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Des taux de rejet de l'ordre

de  $10^8$  sont nécessaires, ainsi qu'une très bonne résolution sur les traces et sur l'énergie électromagnétique pour pouvoir détecter le pic de désintégration  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Avec une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ , ATLAS et CMS doivent couvrir l'intervalle  $85 \leq \hat{m}_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$ . Dans les régions de masse plus élevée ( $\hat{m}_H \geq 130 \text{ GeV}/c^2$ ), le signal attendu est  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$  où  $\ell = (e, \mu)$  et sa signature très claire par quatre leptons (essentiellement des muons) permet d'atteindre des masses de l'ordre de  $700 \text{ GeV}/c^2$  avec la même luminosité.



**Figure 7.3:** Couverture approximative en masse du boson de Higgs par les différents canaux observables dans les expériences au LHC comparée à celle du LEP. Les hachures représentent les zones de recouvrement entre les canaux plus difficiles à atteindre.

## 7.4 Collisionneurs linéaires

Un autre façon d'atteindre des énergies dans le centre de masse de l'ordre de  $\sqrt{s} \sim 500 \text{ GeV}$  est d'utiliser des collisionneurs linéaires  $e^+e^-$  encore à l'étude (NLC, CLIC). Le boson de Higgs y sera recherché dans les canaux suivants :

NLC: Next  
Linear Collider

CLIC: CERN  
Linear Collider

- Higgs-Strahlung ( $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow Z + H$ ),
- fusion  $W^+W^-$  ( $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(W^+W^-) \rightarrow \nu\bar{\nu} + H$ ),
- fusion de  $ZZ$  ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(ZZ) \rightarrow e^+e^- + H$ ),
- radiation par des quarks  $t$  ( $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow t\bar{t} + H$ ).

## Conclusion

Nous avons cherché à mettre en évidence le boson de Higgs dans des collisions électron-positron à une énergie dans le centre de masse de 183 GeV. À cette énergie le processus de production dominant est la production associée d'un Z et d'un boson de Higgs. Nous nous sommes intéressés au canal "4-jets" où les deux bosons se désintègrent en une paire de quarks, en majorité une paire de quarks beaux pour le boson de Higgs.

L'analyse que nous avons développée repose sur une méthode originale basée sur des arbres de décision binaires. Une méthode d'évolution a été développée pour faire évoluer continûment un arbre vers un autre. De cette façon les performances de l'analyse peuvent être évaluées pour n'importe quelle efficacité et ainsi déterminer le point de fonctionnement optimal. Cette méthode est aussi applicable à une analyse en coupures. L'analyse utilise les informations cinématiques mais repose en grande partie les méthodes d'identification des saveurs lourdes.

L'analyse a été appliquée aux événements enregistrés par le détecteur ALEPH auprès du collisionneur LEP pendant la prise de données 1997, aux énergies de 181, 182, 183 et 184 GeV/c<sup>2</sup> (57 pb<sup>-1</sup>). Aucun événement ne satisfait les critères de sélection alors que 3.7 événements de signal et 1.9 de bruit de fond standard sont attendus d'après les simulations Monte-Carlo. En tenant compte des erreurs systématiques, cette analyse dans le seul canal 4-jets permet d'établir une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs à 95% de niveau de confiance de :

$$m_H > 86.8 \text{ GeV}/c^2 \text{ (95\% CL)}$$

Le boson de Higgs n'a pas encore été découvert à ce jour. Le LEP va fonctionner jusqu'en l'an 2000 jusqu'à une énergie de 200 GeV dans le centre de masse. Un boson de Higgs de masse jusqu'à environ 110 GeV pourrait y être découvert. Le successeur du LEP, le collisionneur proton-proton LHC doit démarrer en 2005. Cet accélérateur (le plus puissant jamais construit) et les expériences qui y sont attachées ont été conçus dès l'origine dans l'optique de la découverte du boson de Higgs. S'il n'a pas déjà été découvert au LEP, le LHC devrait permettre de le mettre en évidence puisqu'il couvre une très grande gamme de masses (depuis environ 100 GeV jusqu'à environ 1 TeV). Il faut cependant garder à l'esprit que le boson de Higgs est le messenger d'un mécanisme particulier de brisure de la symétrie électrofaible. Cependant les physiciens espèrent voir apparaître de toute façon une nouvelle physique dans les

années à venir. Ensuite les expériences d'astrophysique devraient naturellement prendre la relève et permettre d'observer des phénomènes physiques de très haute énergie, c'est à dire de l'ordre de l'EeV et au-delà.

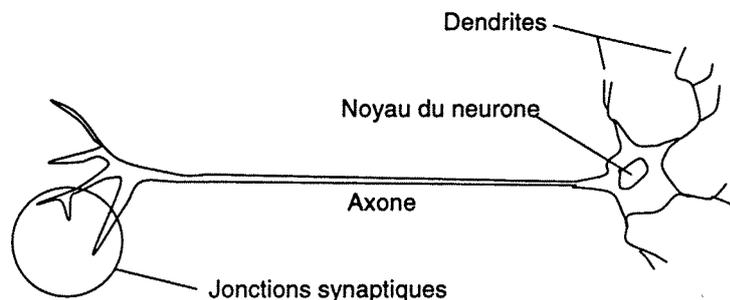
## Annexe A

# Réseaux de neurones

### A.1 Principe de fonctionnement

Une introduction aux réseaux de neurones peut être trouvée dans [59]. Le principe du réseau de neurones est d'imiter le fonctionnement des neurones biologiques pour accomplir des tâches difficiles ou longues à effectuer sur des ordinateurs classiques<sup>1</sup>. Les réseaux de neurones utilisés ne sont pas constitués de neurones électroniques mais sont programmés. En biologie il existe un grand nombre de types de neurones différents mais ils présentent des caractéristiques communes (fig. A.1) :

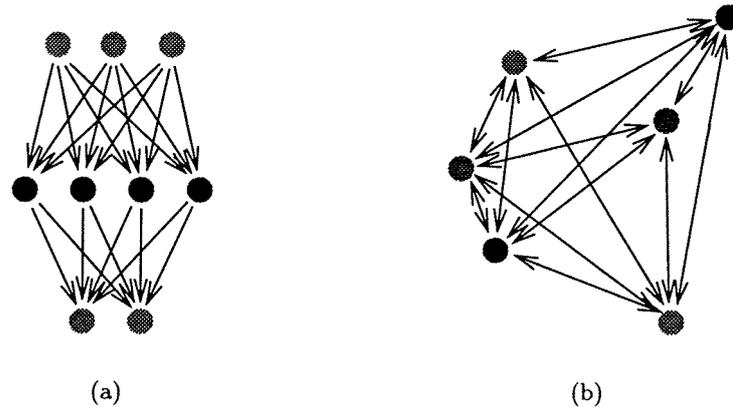
- les dendrites,
- le neurone lui-même,
- un ou plusieurs axones.



**Figure A.1:** Structure d'un neurone.

Le neurone reçoit des signaux électriques par les dendrites qui sont connectées à d'autres neurones. Ces signaux sont combinés et si la résultante dépasse un certain seuil, un signal est envoyé sur l'axone, connecté à d'autres neurones. La réponse du neurone dépend des entrées et peut être modifiée par

<sup>1</sup>On entend par ordinateurs classiques les ordinateurs de type von Neumann.



**Figure A.2:** Les différents types de réseaux de neurones : (a) "feed-forward" et (b) "feed-back".

un apprentissage. On présente au neurone un certain nombre de signaux en entrée et si la sortie n'est pas celle attendue on modifie les poids synaptiques, c'est-à-dire les coefficients de pondération des signaux dendritiques d'entrée. Ensuite lorsqu'on soumettra le neurone à des stimulations, il sera capable de reconnaître celles qui s'apparentent à celles qu'on lui a apprises. L'"algorithme" de reconnaissance est réparti dans tous les neurones, ce qui rend le système robuste.

Par analogie on construit des réseaux de neurones informatiques qui sont constitués d'un certain nombre de neurones interconnectés entre eux. On distingue deux types de réseau (fig. A.2).

## A.2 Théorie

Soit un neurone  $n_i$  relié à un ensemble de neurones  $n_j$  par des jonctions synaptiques affectées de pondérations  $w_{ij}$ <sup>2</sup>. Il est habituel de fixer les valeurs de  $n_i$  dans  $[-1, 1]$ . Le signal de sortie du neurone  $i$  est :

$$n_i = g \left( \sum_j w_j n_j + \theta_i \right)$$

où  $\theta$  est un seuil et  $g$  est la fonction de transfert non-linéaire du neurone. Il s'agit en général d'une sigmoïde :

$$g(x) = \tanh(x/T).$$

Le paramètre  $T$  (température) permet d'ajuster la réponse du neurone et le cas limite où  $T \rightarrow 0$  correspond à un neurone binaire (dont la réponse est 0 ou 1).

<sup>2</sup>Lorsque  $w_j < 0$  le neurone  $j$  est dit inhibiteur, et excitateur lorsque  $w_j > 0$ .

### A.3 Apprentissage

Considérons un réseau de type "Feed-forward" à une face cachée. Le signal de sortie  $s_i$  en fonction des signaux d'entrée  $e_k$  est :

$$\begin{aligned} s_i &= g \left( \sum_j w_{ij} n_j \right) \\ &= g \left( \sum_j w_{ij} \left( \sum_k w_{jk} e_k \right) \right). \end{aligned}$$

Lors de l'apprentissage, on ajuste les poids synaptiques pour obtenir la sortie souhaitée suite à une stimulation par un motif<sup>3</sup> connu en entrée. On répète l'opération avec un ensemble de motifs d'apprentissage  $e_k^{(a)}$ . On utilise par exemple l'algorithme de rétropropagation du gradient où l'on propage l'erreur entre la sortie  $s_i^{(a)}$  et la réponse attendue  $r_i^{(a)}$  à rebours, c'est-à-dire en remontant dans les couches à partir de la couche de sortie. L'erreur considérée est :

$$E = \frac{1}{2} \sum_a \sum_i \left( e_i^{(a)} - r_i^{(a)} \right)^2.$$

Le poids synaptique  $w_{ij}$  est modifié proportionnellement à  $\partial E / \partial w_{ij}$ . L'apprentissage est terminé lorsque les poids synaptiques se sont stabilisés. Le réseau de neurones est alors capable (avec une certaine efficacité) de reconnaître un motif qu'on ne lui a jamais présenté.

---

<sup>3</sup>Un motif pouvant être un ensemble de données quelconques.



## Annexe B

# Ajustement contraint

Nous donnons ici la manière de résoudre le système résultant de la minimisation du  $\chi^2$  de l'ajustement contraint (§ 4.2.2) et d'introduire une contrainte gaussienne ou de type Breit-Wigner.

### B.1 Résolution itérative

Le système (éq. 4.1) est équivalent à :

$$\begin{cases} V^{-1}(\bar{y} - \bar{y}^0) + \bar{\lambda} \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{y}} = 0 \\ \bar{f}(\bar{y}) = \bar{0} \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Or, pour deux valeurs proches  $\bar{y}^{(n)}$  et  $\bar{y}^{(n+1)}$

$$\bar{f}(\bar{y}^{(n+1)}) \simeq \bar{f}(\bar{y}^{(n)}) + B (\bar{y}^{(n+1)} - \bar{y}^{(n)})$$

où  $B$  est la matrice rectangulaire  $\partial \bar{f} / \partial \bar{y}$

$$B_{ij} = \left( \frac{\partial f_i}{\partial y_j} \right) \quad (\text{B.2})$$

Le système (B.1) se réécrit :

$$\begin{cases} V^{-1} \bar{y}^{(n+1)} = V^{-1} \bar{y}^0 - B^t \bar{\lambda} \\ B \bar{y}^{(n+1)} = B \bar{y}^{(n)} - \bar{f}(\bar{y}^{(n)}) \end{cases}$$

et sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} V^{-1} & B^t \\ B & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{y}^{(n+1)} \\ \lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V^{-1} \bar{y}^0 \\ B \bar{y}^{(n)} - \bar{f}(\bar{y}^{(n)}) \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Il faut inverser la matrice pour exprimer  $\bar{y}^{(n+1)}$  en fonction de  $\bar{y}^{(n)}$  et mener à bien le calcul itératif.

On vérifie que :

$$\begin{pmatrix} V^{-1} & B^t \\ B & 0 \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} V - VB^t(BVB^t)^{-1}BV & VB^t(BVB^t)^{-1} \\ (BVB^t)^{-1}BV & -(BVB^t)^{-1} \end{pmatrix}$$

Le système (B.3) se récrit :

$$\begin{pmatrix} \vec{y}^{(n+1)} \\ \lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V - VB^t(BVB^t)^{-1}BV & VB^t(BVB^t)^{-1} \\ (BVB^t)^{-1}BV & -(BVB^t)^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^{-1}\vec{y}^0 \\ B\vec{y}^{(n)} - \vec{f}(\vec{y}^{(n)}) \end{pmatrix}$$

d'où on tire :

$$\vec{y}^{(n+1)} = \vec{y}^0 + VB^t(BVB^t)^{-1} [B(\vec{y}^{(n)} - \vec{y}^0) - \vec{f}(\vec{y}^{(n)})] \quad (\text{B.4})$$

Cette équation permet une résolution itérative et le calcul des paramètres de l'ajustement à la précision voulue.

## B.2 Contrainte approximative gaussienne

Pour la recherche du boson de Higgs dans des événements "4-jets", on cherche les combinaisons de deux jets telles que l'une des masse bi-jets vérifie la condition  $m_{ij} \simeq m_Z$ . L'égalité n'est pas stricte à cause de la largeur du  $Z^0$ . On tient compte de ce genre de contrainte en rajoutant des paramètres  $\alpha_{ij}$  à l'ajustement.

$$m_{ij}^0 = \alpha_{ij} m_{ij}$$

$$\text{où } m_{ij} = \sqrt{(E_i + E_j)^2 - (\vec{P}_i + \vec{P}_j)^2}.$$

En faisant porter la contrainte sur  $m_{ij}^0$ , on impose une contrainte gaussienne sur  $m_{ij}$ . La fonction de contrainte s'écrit :

$$\vec{f}(\vec{y}) = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^4 E_i - \sqrt{s} \\ \sum_{i=1}^4 \vec{P}_i \\ m_{ij}^0 - m_Z \end{pmatrix} = \vec{0} \text{ avec } \vec{y} = \begin{pmatrix} a_i \\ b_i \\ c_i \\ \alpha_{ij} \end{pmatrix}$$

Les paramètres  $\alpha_{ij}$  et  $\alpha_{kl}$  sont distribués suivant une gaussienne dont on a fixé la valeur moyenne à 1 et l'écart type à  $\Gamma_Z/m_Z$ .

## B.3 Contrainte approximative de Breit-Wigner

La largeur d'une résonance comme celle du  $Z$  ne suit pas une distribution gaussienne mais une distribution de Breit-Wigner. L'ajustement contraint présenté ci-dessus en est une approximation. Précédemment nous avons fait porter la contrainte sur  $m^0 = \alpha m$  et nous avons ajusté le paramètre  $\alpha$ . Par conséquent  $m$  est distribuée de manière gaussienne (comme  $\alpha$ ) autour de  $m^0$ . Pour introduire une distribution de Breit-Wigner, nous faisons porter la contrainte sur  $\alpha$  tel que :

$$m^0 = \beta(\alpha)m$$

où  $\alpha$  suit une distribution gaussienne  $f(\alpha, \alpha_0, \sigma)$  et  $\beta(\alpha)$  suit une distribution de Breit-Wigner  $g(\beta, \beta_0, \Gamma)$ . Comme la distribution des paramètres de l'ajustement par minimisation du  $\chi^2$ , en particulier celle d' $\alpha$ , est gaussienne,  $m^0$  sera distribué suivant la distribution voulue. Il s'agit de trouver l'expression de  $\beta$ ,

fonction de transfert entre une distribution gaussienne et une distribution de Breit-Wigner. La conservation des probabilités impose que :

$$g(\beta)d\beta = f(\alpha)d\alpha$$

d'où

$$\int^{\beta} g(t)dt = \int^{\alpha} f(t)dt + \text{constante.}$$

Ces intégrales sont calculables :

$$\int^{\beta} g(t)dt = \frac{1}{\frac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{2\beta_0^2 - \Gamma^2}{\sqrt{4\Gamma^2\beta_0^2 - \Gamma^4}}\right)} \arctan\left(\frac{2\beta^2 - 2\beta_0^2 + \Gamma^2}{\sqrt{4\Gamma^2\beta_0^2 - \Gamma^4}}\right)$$

$$\int^{\alpha} f(t)dt = \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\sigma\sqrt{2}}\right)$$

On peut donc exprimer  $\beta(\alpha)$  et  $d\beta/d\alpha$  (pour le calcul de la matrice  $B$  (éq. B.2 p.129)), de manière explicite en utilisant le fait que  $\beta(\alpha_0) = \beta_0$  pour éliminer la constante d'intégration :

$$\beta(\alpha) = \sqrt{\beta_0^2 - \frac{\Gamma^2}{2} + \frac{\Delta}{2} \tan\left(\Lambda \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\sigma\sqrt{2}}\right) + \arctan\left(\frac{\Gamma^2}{\Delta}\right)\right)}$$

$$\frac{d\beta}{d\alpha} = \frac{\Lambda\Delta}{2\beta} \frac{e^{-\frac{(\alpha - \alpha_0)^2}{2\sigma^2}}}{\cos^2\left(\Lambda \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\sigma\sqrt{2}}\right) + \arctan\left(\frac{\Gamma^2}{\Delta}\right)\right)}$$

avec

$$\Delta = \sqrt{4\Gamma^2\beta_0^2 - \Gamma^4}$$

$$\Lambda = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2\beta_0^2\Gamma^2}{\Delta}\right)$$



## Annexe C

# Les arbres construits par CART

On a représenté les arbres utilisés dans l'analyse à 183 GeV en suivant les conventions graphiques suivantes :

- $\boxed{i}$  nœud  $i$ , qui mène à un nœud terminal de classe "signal" (1 ou 2)
- $\boxed{i}$  nœud  $i$ , qui mène à un nœud terminal de classe "bruit de fond" (3 ou 4)<sup>1</sup>
- $\boxed{\begin{matrix} i \\ \bar{b}\bar{b}q\bar{q} \end{matrix}}$  nœud terminal  $n^{\circ}i$ , de type signal (ici  $\bar{b}\bar{b}q\bar{q}$ )
- $\boxed{\begin{matrix} i \\ q\bar{q} \end{matrix}}$  nœud terminal  $n^{\circ}i$ , de type "bruit de fond" (ici  $q\bar{q}$ )

On donne aussi les combinaisons linéaires des variables et la coupure utilisées à chaque nœud. Les arbres sont classés dans l'ordre dans lequel ils sont combinés dans la procédure d'évolution (§5.2).

### C.1 Arbre ①

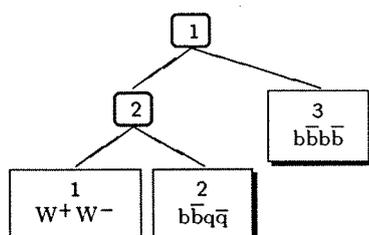


Figure C.1: Structure de l'arbre ①.

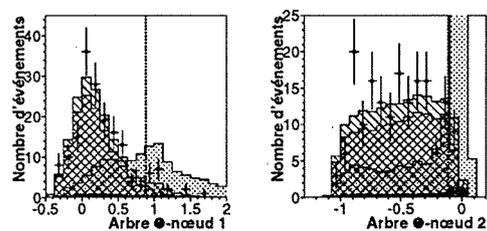


Figure C.2: Distribution des variables de l'arbre ①.

Les coupures utilisées à chaque nœud (fig. C.1) sont les suivantes :

<sup>1</sup>Il se trouve en fait que dans les arbres utilisés, tous les nœuds mènent à un nœud terminal de signal.

- nœud 1  $8.08 \cdot 10^{-1} \sum_{i=1}^4 nn_i + 6.23 \cdot 10^{-2} nn_{34} + -1.77 \cdot 10^{-1} nn_{123}$   
 $-2.02 \cdot 10^{-1} nn_{12} - 6.84 \cdot 10^{-2} B_H - 4.88 \cdot 10^{-1} nn_H^{\min} +$   
 $-1.63 \cdot 10^{-1} B_Z - 1.79 \cdot 10^{-3} jas \leq 0.890$
- nœud 2  $7.17 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 9.93 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 2.94 \cdot 10^{-2} nn_{123} +$   
 $5.03 \cdot 10^{-2} nn_{12} - 5.33 \cdot 10^{-4} jas - 7.40 \cdot 10^{-2} y_{34} \leq -0.112$

La distribution des variables de coupures est donnée dans la figure C.2.

## C.2 Arbre ②

Les coupures utilisées à chaque nœud (fig. C.3) sont les suivantes :

- nœud 1  $1.14 \cdot 10^{-1} \sum_{i=1}^4 nn_i + 9.31 \cdot 10^{-1} nn^{\max} - 2.26 \cdot 10^{-2} nn^{\min} +$   
 $6.49 \cdot 10^{-2} y_{34} + 2.27 \cdot 10^{-4} jas - 1.09 \cdot 10^{-1} \cos^{\min} +$   
 $4.13 \cdot 10^{-2} nn_{12} - 2.05 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 9.93 \cdot 10^{-3} (nn_1 + nn_2) +$   
 $5.80 \cdot 10^{-2} (nn_3 + nn_4) + 2.87 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} - 1.85 \cdot 10^{-1} nn_H^{\max} +$   
 $-1.27 \cdot 10^{-1} nn_{123} + 3.98 \cdot 10^{-2} B_H + 5.17 \cdot 10^{-2} B_Z \leq 1.29$
- nœud 2  $6.94 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i + 3.63 \cdot 10^{-1} nn^{\max} + 2.79 \cdot 10^{-1} nn^{\min} +$   
 $-1.49 \cdot 10^{-2} nn^{\max(2)} - 2.51 \cdot 10^{-1} nn^{\max(3)} - 1.13 \cdot 10^{-2} bed +$   
 $-2.71 \cdot 10^{-1} \cos^{\min} - 4.56 \cdot 10^{-2} nn_{12} + 1.64 \cdot 10^{-2} nn_{34} +$   
 $7.73 \cdot 10^{-1} (nn_3 + nn_4) - 2.01 \cdot 10^{-1} nn_H^{\min} - 5.88 \cdot 10^{-2} nn_{123} +$   
 $8.41 \cdot 10^{-2} B_H + 2.45 \cdot 10^{-2} B_Z \leq 1.95$
- nœud 3  $5.54 \cdot 10^{-2} nn^{\min} + 1.43 \cdot 10^{-1} nn^{\max(3)} + -2.71 \cdot 10^{-1} nn_{34} +$   
 $1.21 \cdot 10^{-1} (nn_1 + nn_2) - 7.54 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} - 4.75 \cdot 10^{-2} nn_H^{\max} +$   
 $9.38 \cdot 10^{-1} nn_Z^{\min} \leq 0.911$
- nœud 4  $6.62 \cdot 10^{-5} \sum_{i=1}^4 nn_i + 2.86 \cdot 10^{-3} nn^{\max} - 3.29 \cdot 10^{-4} nn^{\min} +$   
 $-9.79 \cdot 10^{-6} nn^{\max(2)} + 2.25 \cdot 10^{-3} nn_{34} + 1.01 \cdot 10^{-4} nn_Z^{\min} +$   
 $-3.89 \cdot 10^{-5} nn_Z^{\max} - B_H \leq 0.257 \cdot 10^{-2}$

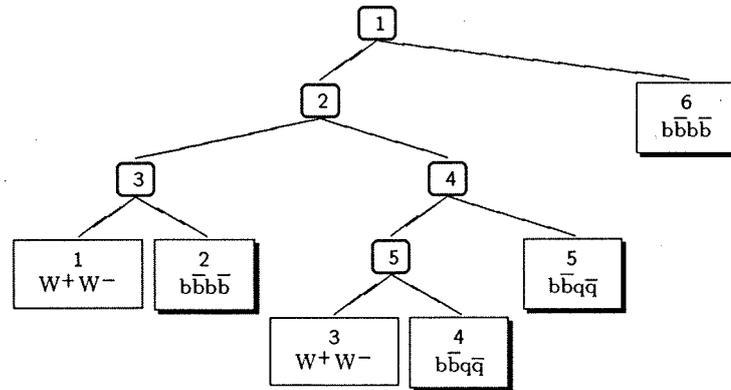


Figure C.3: Structure de l'arbre ②.

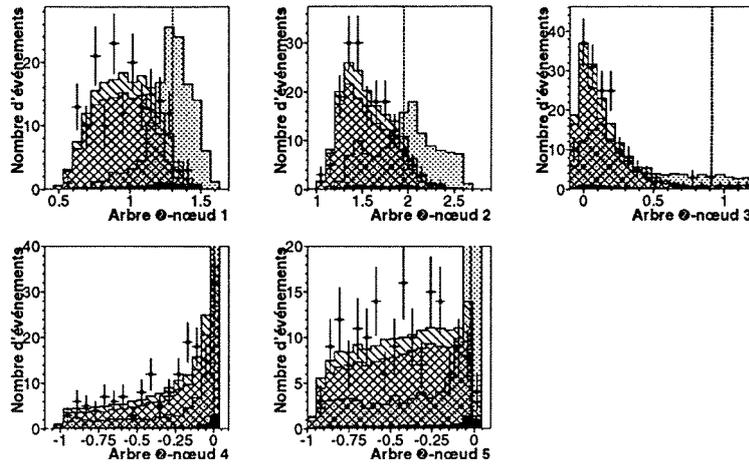


Figure C.4: Distribution des variables de l'arbre ②.

- nœud ⑤  $-3.51 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^4 nn_i - 2.13 \cdot 10^{-3} nn^{\min} + 3.83 \cdot 10^{-2} nn^{\max(3)} + 3.43 \cdot 10^{-2} y_{34} - 1.71 \cdot 10^{-5} jas - 1.22 \cdot 10^{-2} bed + 3.34 \cdot 10^{-3} \cos^{\min} - 0.99 nn_{34} - 1.06 \cdot 10^{-2} nn_{123} \leq -0.190 \cdot 10^{-1}$

La distribution des variables de coupures est donnée dans la figure C.4.

### C.3 Arbre ③

Les coupures utilisées à chaque nœud (fig. C.5) sont les suivantes :

- nœud ①  $8.11 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i - nn_{34} - 6.21 \cdot 10^{-3} nn_{123} + 4.03 \cdot 10^{-3} nn_{12} - 3.37 \cdot 10^{-3} B_H + 1.04 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} \leq 0.724 \cdot 10^{-2}$
- nœud ②  $-3.44 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^4 nn_i - 6.33 \cdot 10^{-4} nn_{34} + 9.97 \cdot 10^{-1} nn_{123} + -1.36 \cdot 10^{-4} nn_{12} - 1.88 \cdot 10^{-3} B_H - 3.41 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} + 8.19 \cdot 10^{-3} B_Z + 5.25 \cdot 10^{-4} jas + 6.16 \cdot 10^{-2} y_{34} \leq 0.202$
- nœud ③  $4.08 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 9.81 \cdot 10^{-3} nn_{34} - 6.30 \cdot 10^{-1} nn_{123} + -3.19 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} - 7.01 \cdot 10^{-1} B_Z + 2.36 \cdot 10^{-4} jas + 3.28 \cdot 10^{-1} y_{34} \leq 0.201$
- nœud ④  $2.83 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 6.56 \cdot 10^{-2} nn_{34} + 2.14 \cdot 10^{-1} nn_{123} - 8.81 \cdot 10^{-1} nn_{12} - 2.03 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} + -4.14 \cdot 10^{-1} B_Z \leq -0.711 \cdot 10^{-2}$
- nœud ⑤  $-2.30 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^4 nn_i + 9.94 \cdot 10^{-1} nn_{34} + 1.62 \cdot 10^{-3} nn_{123} + -5.44 \cdot 10^{-3} nn_{12} + 9.84 \cdot 10^{-2} B_H - 1.23 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} + 1.61 \cdot 10^{-4} B_Z \leq -0.209 \cdot 10^{-2}$
- nœud ⑥  $1.45 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 7.87 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 1.17 \cdot 10^{-2} nn_{123} + -2.33 \cdot 10^{-3} nn_{12} - 2.60 \cdot 10^{-2} B_H - 2.45 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} + -3.80 \cdot 10^{-4} B_Z - 2.97 \cdot 10^{-4} jas - 6.15 \cdot 10^{-1} y_{34} \leq -0.104$

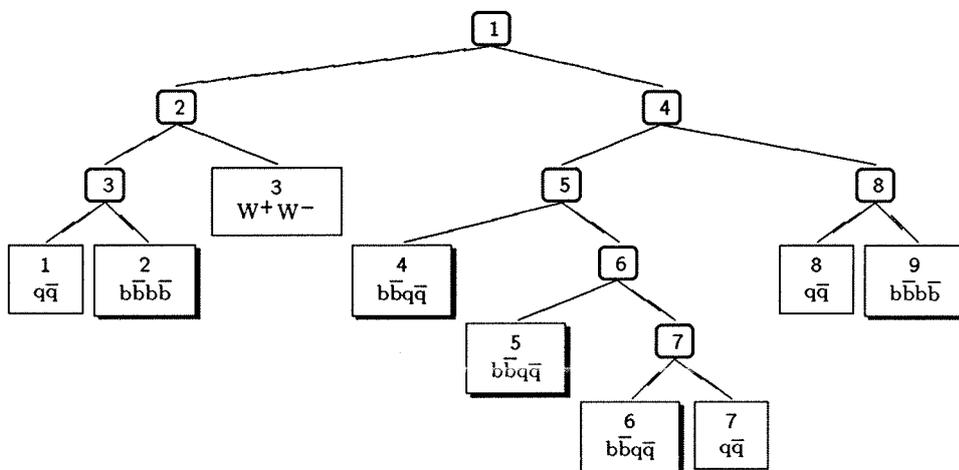


Figure C.5: Structure de l'arbre ③.

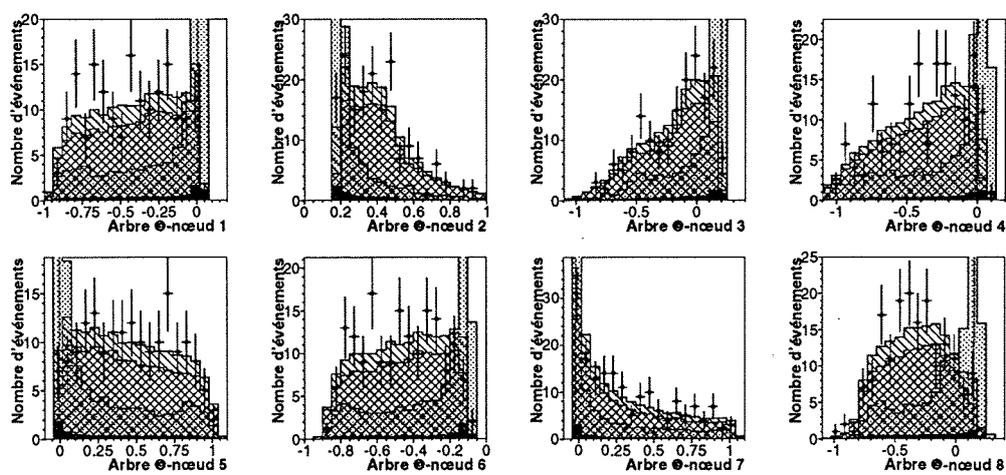


Figure C.6: Distribution des variables de l'arbre ③.

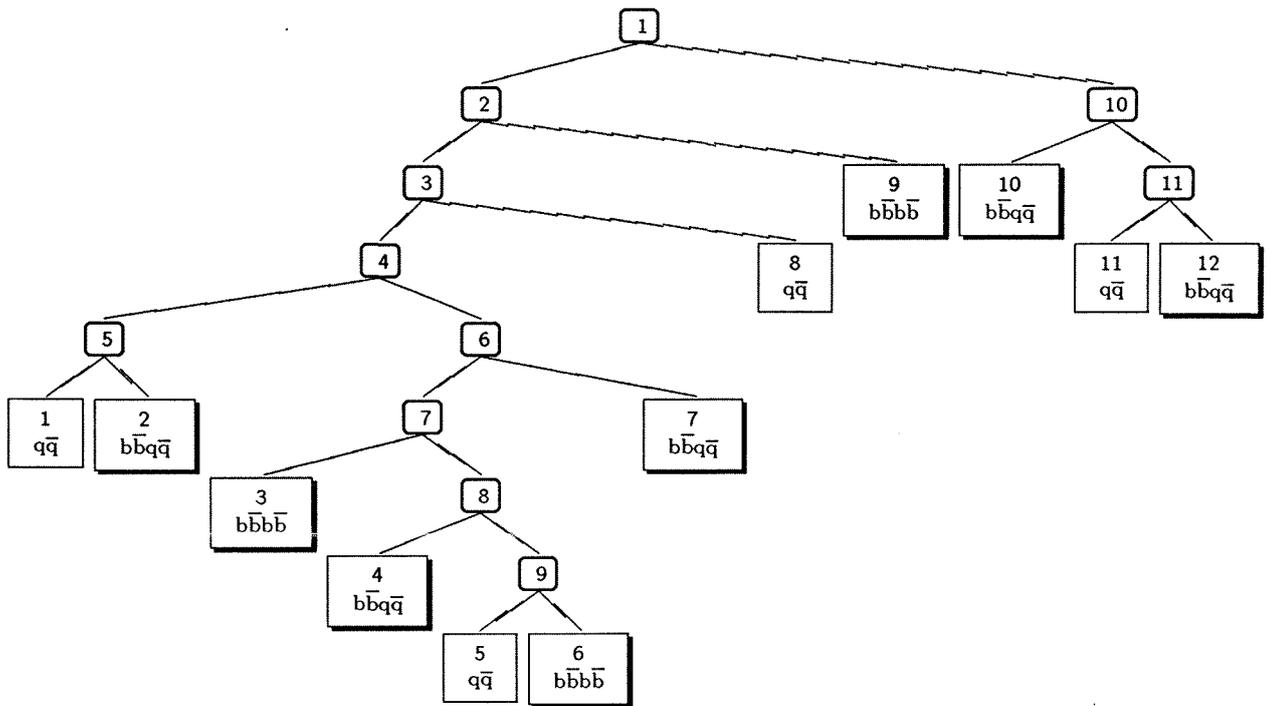


Figure C.7: Structure de l'arbre ④a.

- nœud ⑦  $-3.26 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i + 8.71 \cdot 10^{-2} nn_{34} + 9.96 \cdot 10^{-1} B_H +$   
 $-8.21 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} - 6.80 \cdot 10^{-3} B_Z +$   
 $-3.08 \cdot 10^{-5} jas \leq -0.207 \cdot 10^{-1}$
- nœud ⑧  $4.34 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 8.65 \cdot 10^{-1} nn_{34} + 2.41 \cdot 10^{-1} nn_{12} +$   
 $-9.32 \cdot 10^{-2} B_H - 4.23 \cdot 10^{-1} B_Z + 1.06 \cdot 10^{-4} jas +$   
 $-5.68 \cdot 10^{-2} y_{34} \leq 0.146$

La distribution des variables de coupures est donnée dans la figure C.6.

## C.4 Arbre ④a

Les coupures utilisées à chaque nœud (fig. C.7) sont les suivantes :

- nœud ①  $-9.57 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i + 6.97 \cdot 10^{-1} nn^{\max} + 1.41 \cdot 10^{-1} nn^{\min} +$   
 $1.32 \cdot 10^{-1} nn^{\max(2)} + 2.81 \cdot 10^{-3} nn^{\max(3)} + 6.43 \cdot 10^{-1} y_{34} +$   
 $-6.04 \cdot 10^{-2} bed - 1.57 \cdot 10^{-3} nn_{12} + 1.13 \cdot 10^{-1} nn_{34} +$   
 $8.42 \cdot 10^{-2} (nn_3 + nn_4) + -1.61 \cdot 10^{-1} nn_2^{\min} - 4.70 \cdot 10^{-2} nn_2^{\max} +$   
 $-3.76 \cdot 10^{-3} nn_{123} \leq 0.678$
- nœud ②  $1.70 \cdot 10^{-1} \sum_{i=1}^4 nn_i - 3.18 \cdot 10^{-1} nn^{\max} - 2.76 \cdot 10^{-2} nn^{\min} +$   
 $-2.18 \cdot 10^{-2} nn^{\max(2)} + 7.20 \cdot 10^{-3} nn^{\max(3)} + 9.27 \cdot 10^{-1} y_{34} +$   
 $1.21 \cdot 10^{-3} jas + 5.67 \cdot 10^{-3} bed - 9.13 \cdot 10^{-2} \cos^{\min} \leq 0.790$

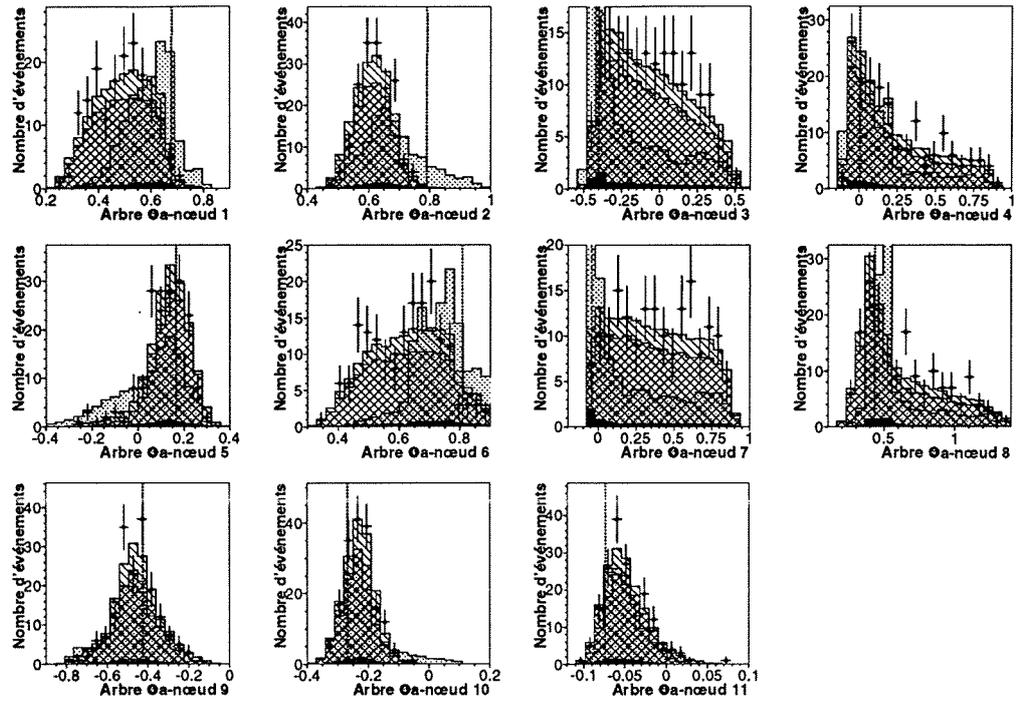


Figure C.8: Distribution des variables de l'arbre 4a.

- nœud 3  $-2.25 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 5.60 \cdot 10^{-2} nn^{\max} - 2.54 \cdot 10^{-2} nn^{\min} + 3.38 \cdot 10^{-3} nn^{\max(2)} - 2.82 \cdot 10^{-3} nn^{\max(3)} - 7.49 \cdot 10^{-1} y_{34} + -7.08 \cdot 10^{-4} jas + 5.09 \cdot 10^{-4} \cos^{\min} - 8.33 \cdot 10^{-2} nn_{12} + 4.54 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 1.37 \cdot 10^{-3} (nn_3 + nn_4) - 3.07 \cdot 10^{-3} nn_{123} + 4.70 \cdot 10^{-1} B_H \leq -0.400$
- nœud 4  $-2.07 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i + 3.57 \cdot 10^{-1} nn^{\max(3)} + 9.33 \cdot 10^{-1} B_H \leq 0.577 \cdot 10^{-2}$
- nœud 5  $-7.36 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 2.35 \cdot 10^{-1} nn^{\min} + 1.36 \cdot 10^{-2} nn^{\max(2)} + 1.95 \cdot 10^{-1} nn^{\max(3)} + 1.90 \cdot 10^{-1} y_{34} + 8.29 \cdot 10^{-1} bed + 1.21 \cdot 10^{-1} nn_{12} + 7.99 \cdot 10^{-2} (nn_1 + nn_2) + -3.93 \cdot 10^{-1} nn_Z^{\min} \leq 0.165$
- nœud 6  $-1.19 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i + 7.77 \cdot 10^{-1} nn^{\max} + 1.37 \cdot 10^{-2} nn^{\min} + -2.09 \cdot 10^{-3} nn^{\max(2)} + 6.16 \cdot 10^{-1} y_{34} + 4.20 \cdot 10^{-4} jas + 5.11 \cdot 10^{-3} \cos^{\min} - 1.24 \cdot 10^{-1} (nn_1 + nn_2) \leq 0.808$
- nœud 7  $4.57 \cdot 10^{-3} nn^{\max(3)} - 5.71 \cdot 10^{-2} bed + 1.70 \cdot 10^{-3} nn_{12} + 0.99 nn_{34} - 10^{-3} (nn_1 + nn_2) - 1.29 \cdot 10^{-2} nn_{123} \leq -0.443 \cdot 10^{-1}$
- nœud 8  $4.03 \cdot 10^{-1} nn^{\max} - 8.83 \cdot 10^{-3} (nn_3 + nn_4) + 1.18 \cdot 10^{-1} nn_Z^{\max} + 9.07 \cdot 10^{-1} B_H \leq 0.433$

- nœud **9**  $2.00 \cdot 10^{-1} nn^{\max(3)} + 5.24 \cdot 10^{-1} y_{34} - 1.92 \cdot 10^{-3} jas +$   
 $-2.93 \cdot 10^{-2} bed + 1.09 \cdot 10^{-2} \cos^{\min} - 1.10 \cdot 10^{-1} nn_{12} +$   
 $1.25 \cdot 10^{-1} (nn_1 + nn_2) + 8.10 \cdot 10^{-1} nn_{123} \leq -0.425$
- nœud **10**  $-2.14 \cdot 10^{-1} nn^{\max} + 3.22 \cdot 10^{-1} nn^{\min} + 1.20 \cdot 10^{-3} nn^{\max(2)} +$   
 $-2.21 \cdot 10^{-2} nn^{\max(3)} - 9.11 \cdot 10^{-1} y_{34} - 2.62 \cdot 10^{-5} jas +$   
 $2.13 \cdot 10^{-3} bed - 2.65 \cdot 10^{-3} \cos^{\min} - 8.36 \cdot 10^{-2} nn_{12} +$   
 $-8.62 \cdot 10^{-2} nn_{34} + 3.42 \cdot 10^{-2} nn_z^{\min} - 3.98 \cdot 10^{-2} B_H +$   
 $3.88 \cdot 10^{-2} B_Z \leq -0.268$
- nœud **11**  $-0.99 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i - 6.32 \cdot 10^{-2} nn^{\max} +$   
 $3.07 \cdot 10^{-2} nn^{\max(2)} + 3.44 \cdot 10^{-3} nn^{\max(3)} +$   
 $9.97 \cdot 10^{-1} y_{34} + 2.73 \cdot 10^{-2} \cos^{\min} \leq -0.735 \cdot 10^{-1}$

La distribution des variables de coupures est donnée dans la figure C.8.

## C.5 Arbre 4b

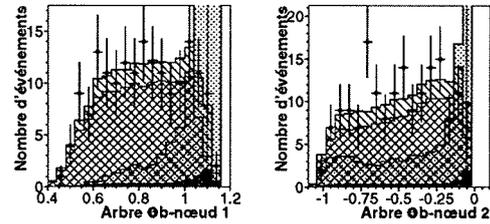
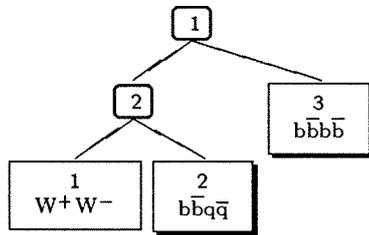


Figure C.9: Structure de l'arbre 4b.

Figure C.10: Distribution des variables de l'arbre 4b.

Les coupures utilisées à chaque nœud (fig. C.9) sont les suivantes :

- nœud **1**  $1.30 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i + 9.95 \cdot 10^{-1} nn^{\max} + 5.95 \cdot 10^{-2} nn^{\max(2)} +$   
 $3.10 \cdot 10^{-2} nn^{\max(3)} + 4.29 \cdot 10^{-3} y_{34} - 2.50 \cdot 10^{-2} \cos^{\min} +$   
 $-2.32 \cdot 10^{-2} nn_H^{\max} + 5.50 \cdot 10^{-2} nn_{123} - 1.28 \cdot 10^{-2} B_H +$   
 $1.84 \cdot 10^{-2} B_Z \leq 1.10$
- nœud **2**  $-1.02 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^4 nn_i - 7.54 \cdot 10^{-2} nn^{\max} + 1.18 \cdot 10^{-2} nn^{\min} +$   
 $-3.59 \cdot 10^{-3} nn^{\max(2)} - 4.31 \cdot 10^{-5} nn^{\max(3)} + 2.11 \cdot 10^{-2} bed +$   
 $-1.07 \cdot 10^{-2} \cos^{\min} - 9.96 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 2.20 \cdot 10^{-3} nn_z^{\min} +$   
 $-4.35 \cdot 10^{-3} nn_{123} - 4.00 \cdot 10^{-2} B_H + 1.22 \cdot 10^{-3} B_Z \leq -0.574 \cdot 10^{-1}$

La distribution des variables de coupures est donnée dans la figure C.10.

## C.6 Arbre 5

Les coupures utilisées à chaque nœud (fig. C.11) sont les suivantes :

- nœud **1**  $-3.46 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i + 8.63 \cdot 10^{-3} nn_{34} + 0.99 nn_{123} +$   
 $-1.78 \cdot 10^{-3} nn_{12} - 4.50 \cdot 10^{-3} B_H - 6.03 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} +$   
 $-3.13 \cdot 10^{-3} B_Z + 1.85 \cdot 10^{-4} jas + 4.92 \cdot 10^{-2} y_{34} \leq 0.689 \cdot 10^{-1}$

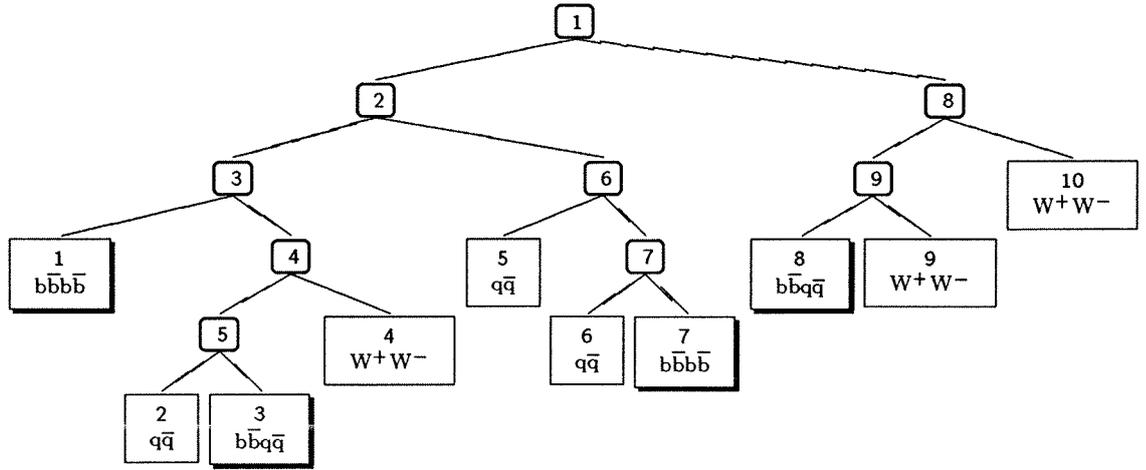


Figure C.11: Structure de l'arbre ⑤.

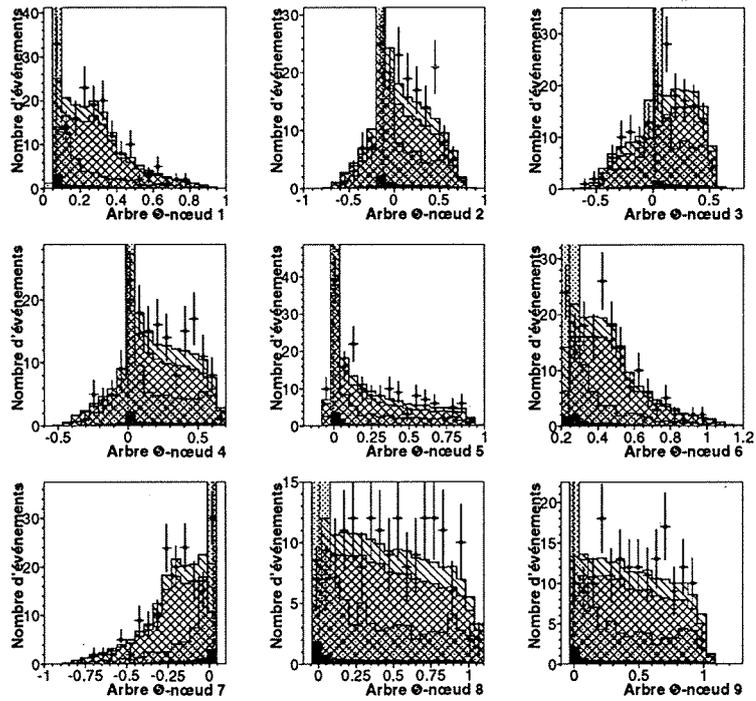


Figure C.12: Distribution des variables de l'arbre ⑤.

- nœud [2]  $2.17 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i + 5.67 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 6.65 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $-9.53 \cdot 10^{-3} nn_{12} + 3.83 \cdot 10^{-1} B_H - 3.18 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} +$   
 $-4.56 \cdot 10^{-3} B_Z - 2.92 \cdot 10^{-4} jas - 2.94 \cdot 10^{-1} y_{34} \leq -0.124$
- nœud [3]  $2.99 \cdot 10^{-1} nn_{34} + 5.58 \cdot 10^{-1} nn_{12} - 7.73 \cdot 10^{-1} B_H +$   
 $-5.27 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} - 4.03 \cdot 10^{-6} jas \leq 0.138 \cdot 10^{-1}$
- nœud [4]  $5.12 \cdot 10^{-5} \sum_{i=1}^4 nn_i + 8.23 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 5.54 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $4.05 \cdot 10^{-4} nn_{12} - 1.20 \cdot 10^{-1} B_H - 2.16 \cdot 10^{-4} B_Z +$   
 $-2.63 \cdot 10^{-6} jas - 7.58 \cdot 10^{-3} y_{34} \leq 0.165 \cdot 10^{-4}$
- nœud [5]  $-9.65 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^4 nn_i - 1.06 \cdot 10^{-1} nn_{34} - 9.49 \cdot 10^{-5} nn_{12} +$   
 $9.93 \cdot 10^{-1} B_H - 2.92 \cdot 10^{-4} nn_H^{\min} - 2.13 \cdot 10^{-4} B_Z +$   
 $-9.80 \cdot 10^{-7} jas + 4.37 \cdot 10^{-2} y_{34} \leq -0.249 \cdot 10^{-2}$
- nœud [6]  $8.15 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i - 1.72 \cdot 10^{-2} nn_{34} + 9.80 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $-7.97 \cdot 10^{-3} B_H + 4.92 \cdot 10^{-2} B_Z + 5.96 \cdot 10^{-4} jas +$   
 $1.92 \cdot 10^{-1} y_{34} \leq 0.244$
- nœud [7]  $9.37 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i - nn_{123} + 1.44 \cdot 10^{-2} nn_{12} +$   
 $-5.83 \cdot 10^{-3} B_H - 6.43 \cdot 10^{-4} nn_H^{\min} - 1.53 \cdot 10^{-2} B_Z \leq 0.259 \cdot 10^{-1}$
- nœud [8]  $-7.12 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i + 9.83 \cdot 10^{-1} nn_{34} + 4.21 \cdot 10^{-3} nn_{123} +$   
 $-1.53 \cdot 10^{-3} nn_{12} + 1.81 \cdot 10^{-1} B_H - 1.19 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} +$   
 $8.68 \cdot 10^{-4} B_Z + 2.83 \cdot 10^{-5} jas - 1.92 \cdot 10^{-3} y_{34} \leq 0.537 \cdot 10^{-2}$
- nœud [9]  $-2.00 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i + 9.94 \cdot 10^{-1} nn_{34} + 1.08 \cdot 10^{-1} B_H +$   
 $-3.22 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} - 1.23 \cdot 10^{-4} B_Z + 1.69 \cdot 10^{-6} jas +$   
 $-7.16 \cdot 10^{-3} y_{34} \leq -0.361 \cdot 10^{-2}$

La distribution des variables de coupures est donnée dans la figure C.12.

## C.7 Arbre ⑥

Les coupures utilisées à chaque nœud (fig. C.13) sont les suivantes :

- nœud [1]  $1.34 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i + 4.22 \cdot 10^{-4} nn_{34} + 9.96 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $2.95 \cdot 10^{-3} nn_{12} - 3.54 \cdot 10^{-3} B_H - 3.29 \cdot 10^{-2} nn_H^{\min} +$   
 $2.19 \cdot 10^{-3} B_Z + 1.83 \cdot 10^{-4} jas + 7.87 \cdot 10^{-2} y_{34} \leq 0.776 \cdot 10^{-1}$
- nœud [2]  $8.02 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 1.32 \cdot 10^{-2} nn_{34} + 4.86 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $-1.14 \cdot 10^{-2} nn_{12} - 1.03 \cdot 10^{-1} B_H + 1.90 \cdot 10^{-3} nn_H^{\min} +$   
 $-2.06 \cdot 10^{-3} B_Z + 8.16 \cdot 10^{-4} jas + 8.63 \cdot 10^{-1} y_{34} \leq 0.556$
- nœud [3]  $-1.63 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 1.17 \cdot 10^{-2} nn_{34} - 8.63 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $4.55 \cdot 10^{-1} nn_{12} - 2.66 \cdot 10^{-3} B_H - 2.70 \cdot 10^{-2} B_Z +$   
 $-8.71 \cdot 10^{-6} jas - 2.15 \cdot 10^{-1} y_{34} \leq -0.596 \cdot 10^{-1}$
- nœud [4]  $3.14 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^4 nn_i - 2.10 \cdot 10^{-2} nn_{34} - 0.99 nn_{123} +$   
 $-5.99 \cdot 10^{-3} nn_{12} - 4.06 \cdot 10^{-2} B_H - 7.32 \cdot 10^{-4} B_Z +$   
 $7.05 \cdot 10^{-5} jas \leq 0.220 \cdot 10^{-1}$

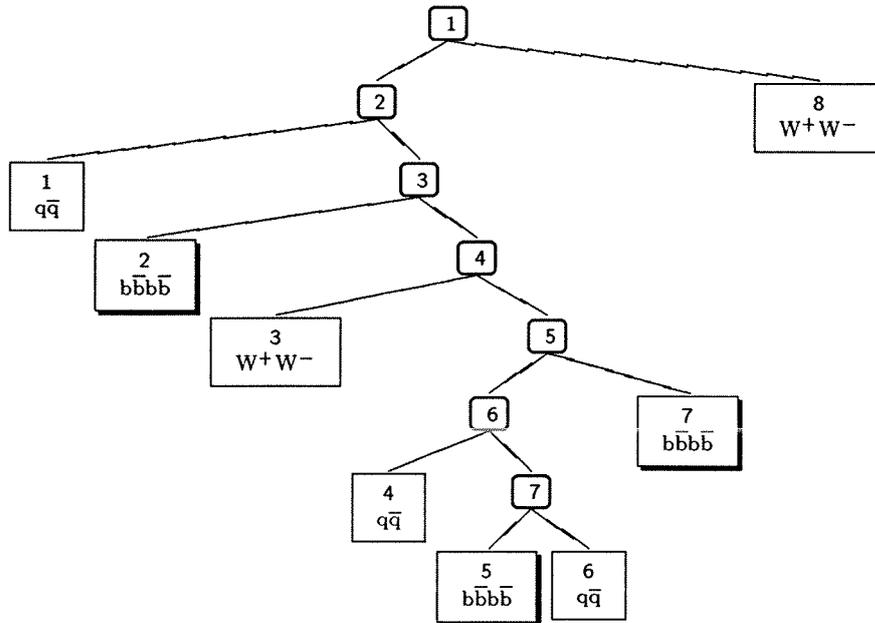


Figure C.13: Structure de l'arbre ⑥.

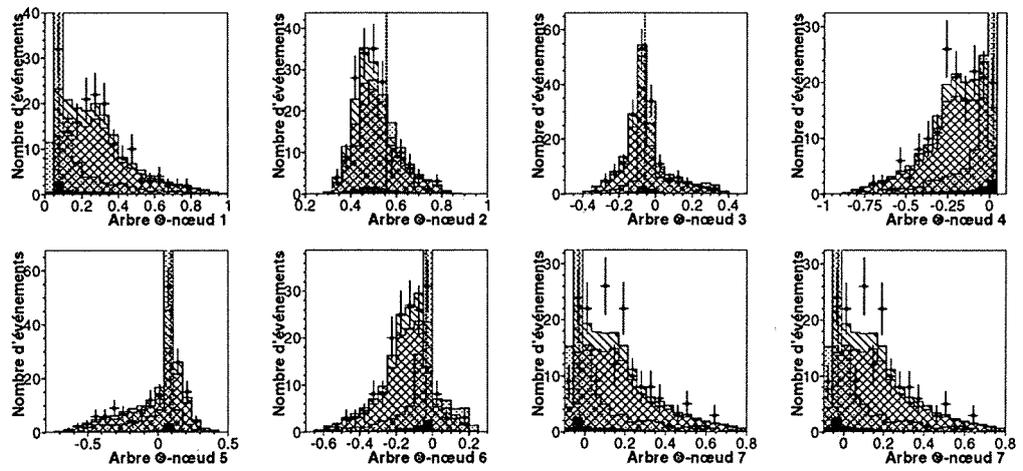


Figure C.14: Distribution des variables de l'arbre ⑥.

- nœud 5  $1.09 \cdot 10^{-2} \sum_{i=1}^4 nn_i - 1.43 \cdot 10^{-2} nn_{34} + 5.62 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $5.81 \cdot 10^{-2} nn_{12} - 7.25 \cdot 10^{-4} nn_{\text{H}}^{\text{min}} - 8.24 \cdot 10^{-1} B_Z +$   
 $1.65 \cdot 10^{-4} jas \leq 0.950 \cdot 10^{-1}$
- nœud 6  $2.66 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i - 9.60 \cdot 10^{-1} nn_{123} + 2.79 \cdot 10^{-1} nn_{12} +$   
 $-1.15 \cdot 10^{-4} jas \leq -0.351 \cdot 10^{-1}$
- nœud 7  $1.56 \cdot 10^{-3} \sum_{i=1}^4 nn_i - 2.65 \cdot 10^{-2} nn_{34} + 9.91 \cdot 10^{-1} nn_{123} +$   
 $-4.39 \cdot 10^{-4} nn_{12} - 5.47 \cdot 10^{-2} B_{\text{H}} + 2.06 \cdot 10^{-3} B_Z +$   
 $-7.87 \cdot 10^{-5} jas - 1.18 \cdot 10^{-1} y_{34} \leq -0.265 \cdot 10^{-1}$

La distribution des variables de coupures est donnée dans la figure C.14.



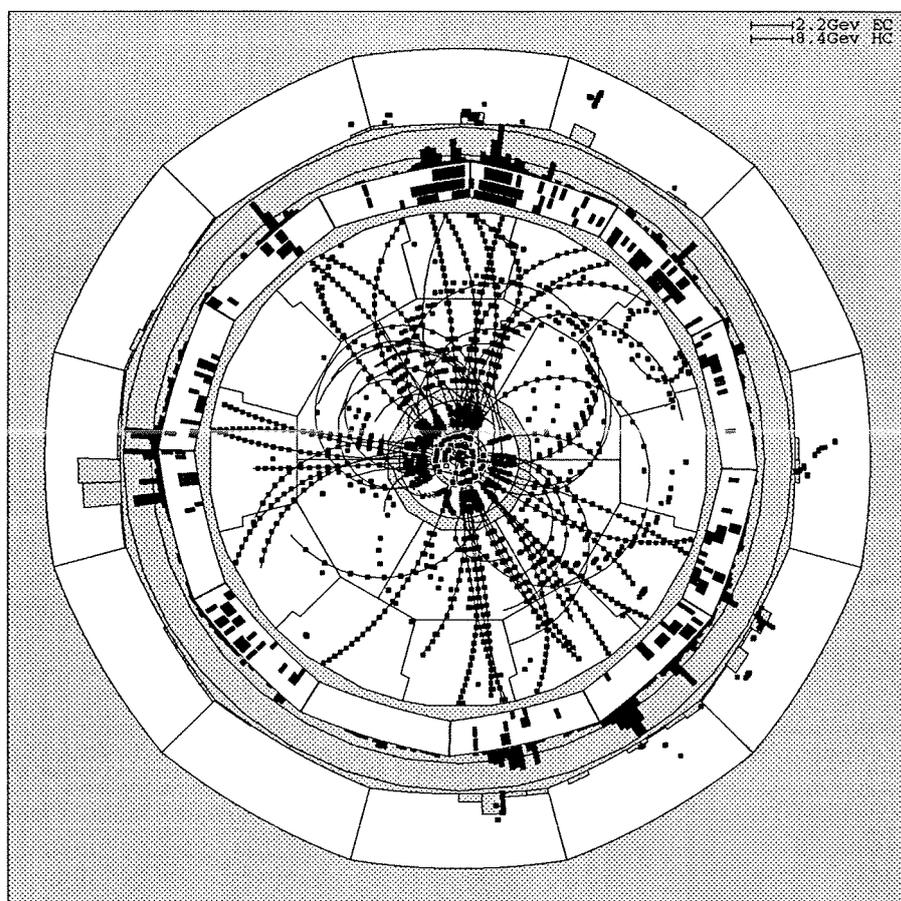
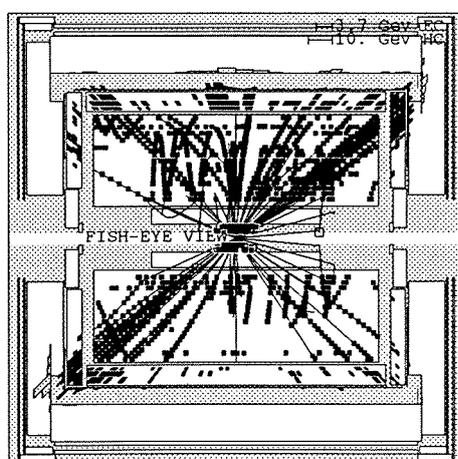
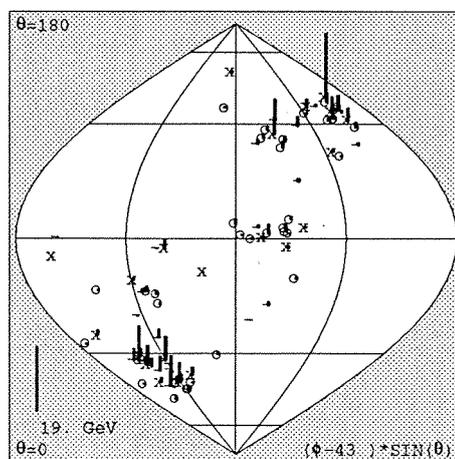
## Annexe D

# Candidats potentiels de l'analyse à 183 GeV

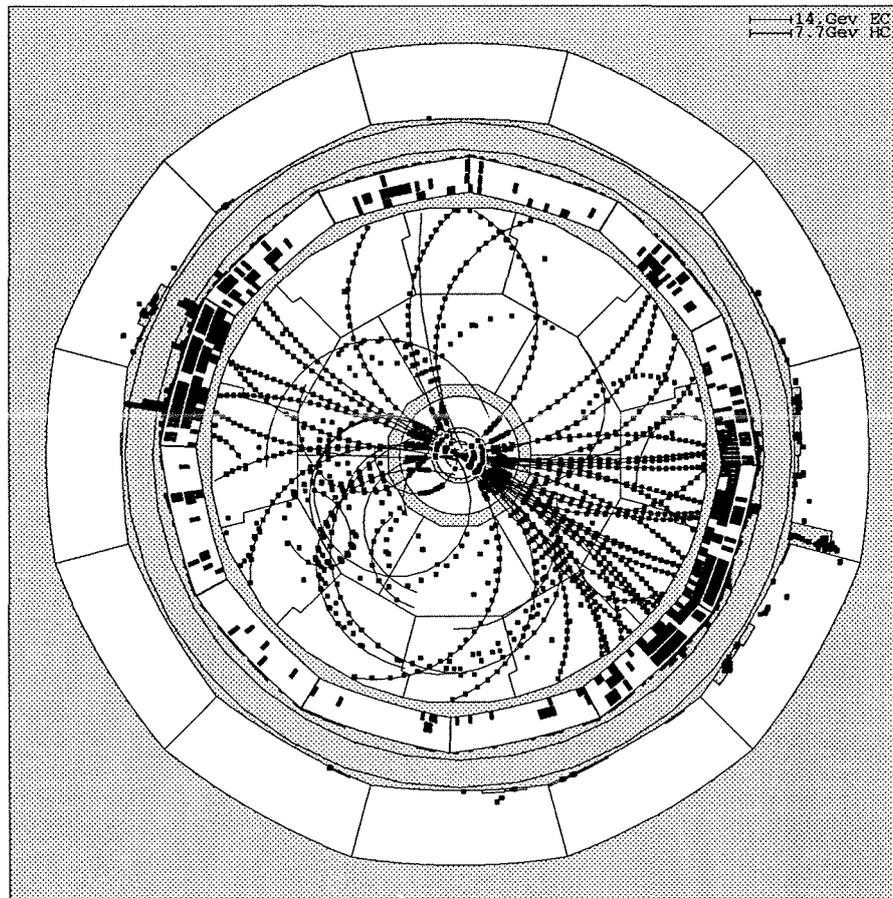
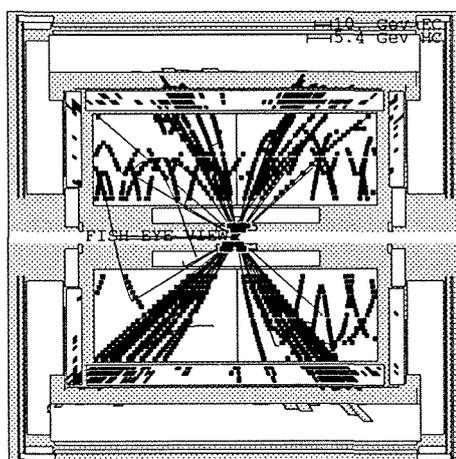
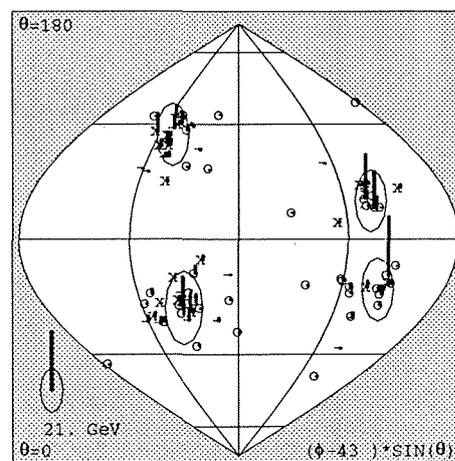
Nous présentons ici les deux premiers événements qui seraient sélectionnés en relâchant la coupure sur le potentiel qui est placée à  $\lambda = 0.608$  pour l'analyse optimale à  $m_H = 85 \text{ GeV}/c^2$ . Le premier événement se trouve à un potentiel  $\lambda = 0.50275$  et le deuxième à  $\lambda = 0.472703$ . Leurs principales caractéristiques sont rassemblées dans le tableau suivant.

run	evt	$y_{34}$	Réseau de neurones					Masses ( $\text{GeV}/c^2$ )	
			$nn_1$	$nn_2$	$nn_3$	$nn_4$	$\sum_{i=1}^4 nn_i$	$M_{12}$	$M_{34}$
44220	9376	0.012	0.984	0.239	0.991	0.525	3.22767	82.1	94.1
44681	3559	0.021	0.161	0.998	0.193	0.521	1.87338	93.6	69.1

Il n'est pas possible d'établir avec certitude le type de ces événements mais étant donné la composition du bruit de fond attendue, les événements ont une forte probabilité d'être du type  $ZZ^*$ .

(a) Projection  $xy$ .(b) Projection  $rz$ .(c) Projection  $\theta\phi$ .

**Figure D.1:** Premier événement le plus proche de la coupure sur le potentiel  $\lambda \geq 0.608$  ( $\lambda = 0.50275$ , run n° 44220, événement n° 9376).

(a) Projection  $xy$ .(b) Projection  $rz$ .(c) Projection  $\theta\phi$ .

**Figure D.2:** Deuxième événement le plus proche de la coupure sur le potentiel  $\lambda \geq 0.6084$  ( $\lambda = 0.472703$ , run n° 44681, événement n° 3559).



# Bibliographie

- [1] Michel Le Bellac. *Des phénomènes critiques aux champs de jauge*. Inter-éditions/Éditions du CNRS, Paris, 1988.
- [2] Elliott Leader and Enrico Predazzi. *An Introduction to Gauge Theories and the 'New Physics'*. Cambridge University Press, Cambridge, 1982.
- [3] Donald H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, Menlo Park, California, 1987.
- [4] D0 Collaboration. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632–2637, 1995. HEP-EX/9503003.
- [5] CDF Collaboration. Observation of top quark production in  $\bar{p}p$  collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626–2631, 1995. HEP-EX/9503002.
- [6] Particle Data Group : R.M. Barnett et al. Review of Particle Properties. *Phys. Rev. D*, 54:1–720, 1996. mise à jour URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [7] Torbjörn Sjöstrand. Jet fragmentation of multiparton configuration in a string framework. *Nucl. Instrum. Methods B*, 248:469–502, 1984.
- [8] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand. Parton fragmentation and string dynamics. *Phys. Rep.*, 97:33–145, 1983.
- [9] X. Artru. Classical string phenomenology. How strings work. *Phys. Rep.*, 97:147–171, 1983.
- [10] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon Kane, and Sally Dawson. *The Higgs hunter's guide*. Number 1. Addison-Wesley Publishing Company, Menlo Park, California, 1990.
- [11] Hitoshi Murayama. Supersymmetry. HEP-PH/9410285, juin 1994.
- [12] Sally Dawson. Electroweak symmetry breaking and physics beyond the Standard Model. HEP-PH/9604354, May 1996.
- [13] M.J. Duff. M-theory (the theory formerly known as Strings. HEP-TH/9608117, octobre 1996.
- [14]

- [15] Paul Bright-Thomas. LEP energy calibration for high-energy data. ALEPH 97-029, mars 1997.
- [16] The LEP energy working group. Preliminary LEP energy calibration for 1997 data. <http://www.cern.ch/LEPECAL>, mars 1998.
- [17] D. Bourilkov et al. Beam spot position measurement at the LEP collider. CERN-SL/96-74, décembre 1996.
- [18] Olivier Schneider and Roger Forty. Beam position determination at IP4 using LEP BOM data and QSO position measurements. ALEPH 95-122, octobre 1995.
- [19] Chris Bowdery, editor. *The ALEPH Handbook 1995*. Number 1. CERN, CH 1211, Geneva 23, 1995.
- [20] Chris Bowdery, editor. *The ALEPH Handbook 1995*. Number 2. CERN, CH 1211, Geneva 23, 1995.
- [21] Collaboration ALEPH. Performance of the aleph detector at LEP. *Nucl. Instrum. Methods A*, 360:481-506, 1995.
- [22] Donato Creanza et al. Installation and performance of VDET II, November 1995. ALEPH 96-42, PHYSIC 96-38, mars 1996.
- [23] A. Bonissent D. Rousseau M. Thulasidas K. Trabelsi. Alignment of the upgraded VDET at LEP2. ALEPH 97-116, MINIV 97-005, décembre 1997.
- [24] R. Fruhwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. Wien Inst. Hochenergiephys. - HEPHY-PUB-87-503 (87,REC.JUN.) 19p.
- [25] M. Carena and P. M. Zerwas. Higgs physics. In G. Altarelli, T. Sjöstrand, and F. Zwirner, editors, *Physics at LEP2*, pages 351-462. CERN, 1996. CERN 96-01.
- [26] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12:132-133, 1964.
- [27] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508-509, 1964.
- [28] Peter W. Higgs. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons. *Phys. Rev.*, 145:1156, 1966.
- [29] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321, 1964.
- [30] I. Beltrami et al. New precision measurements of the muonic 3d (5/2) - 2p (3/2) X-ray transition in  $^{24}\text{Mg}$  and  $^{28}\text{Si}$  : Vacuum polarization test and search for muon - hadron interactions beyond QED. *Nucl. Phys.*, A451:679, 1986.

- [31] M. Davier and H. Nguyen Ngoc. An unambiguous search for a light Higgs boson. *Phys. Lett.*, B229:150, 1989.
- [32] S. Egli et al. Measurement of the decay  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$  and search for a light Higgs boson. *Phys. Lett.*, B222:533, 1989.
- [33] M. S. Alam et al. Search for a neutral Higgs boson in b meson decay. *Phys. Rev.*, D40:712-720, 1989.
- [34] J. Lee-Franzini. In *XXIV<sup>th</sup> Int. Conf. on High Energy Physics*, 1988.
- [35] D. Buskulic et al. Mass limit for the Standard Model Higgs boson with the full LEP1 ALEPH data sample. *Phys. Lett.*, B384:427-438, 1996.
- [36] R. Barate et al. Search for the Standard Model Higgs boson in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s}=161\text{GeV}$ ,  $170\text{GeV}$  and  $172\text{GeV}$ . *Phys. Lett.*, B412:155-172, 1997.
- [37] P. Abreu et al. Search for heavy neutral Higgs bosons in two doublet models. *Z. Phys.*, C67:69-80, 1995.
- [38] M. Acciarri et al. Search for neutral Higgs boson production through the process  $e^+e^- \rightarrow Z^*H^0$ . *Phys. Lett.*, B385:454, 1996.
- [39] P. Abreu et al. Search for neutral and charged Higgs bosons in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s}=161\text{GeV}$  and  $172\text{GeV}$ . *Eur. Phys. J.*, C2:1, 1998.
- [40] M. Acciarri et al. Search for the Standard Model Higgs boson in  $e^+e^-$  interactions at  $161\text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 172\text{GeV}$ . *Phys. Lett.*, B411:373, 1997.
- [41] K. Ackerstaff et al. Search for the Standard Model Higgs boson in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s}=161\text{GeV}-172\text{GeV}$ . *Eur. Phys. J.*, C1:425, 1998.
- [42] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP Electroweak WorkingGroup, SLD Heavy Flavor Group. A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model. CERN-PPE/97-154, décembre 1997.
- [43] Sijbrand de Jong. Higgs search at LEP. In *Rencontres de Moriond*, 1998.
- [44] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, and B.R. Webber. New clustering algorithm for multijet cross sections in  $e^+e^-$  annihilation. *Phys. Lett. B*, 269:432-438, 1991.
- [45] H. Albrecht, E. Blucher, and J. Boucrot. ALPHA. ALEPH physics analysis package. ALEPH 97-058, SOFTWR 97-003, juin 1997.
- [46] André Tilquin. Constrained fit and initial state radiation in four jet events at LEP II. ALEPH 95-129, PHYSIC 95-111, novembre 1995.
- [47] David Brown. QFNDIP, a primary vertex finder. ALEPH 92-47, PHYSIC 92-42, mars 1992.

- [48] T.S. Mattison. QVSRCH a tool for inclusive secondary vertex finding. ALEPH 92-173, PHYSIC 92-155, décembre 1992.
- [49] David Brown. Tagging b hadrons using track impact parameters. ALEPH 92-135, PHYSIC 92-124, août 1992.
- [50] Collaboration ALEPH. Heavy quark tagging with leptons in the ALEPH detector. *Nucl. Instrum. Methods A*, 360:461–475, 1994.
- [51] Steve Armstrong, Eric Charles, Hongbo Hu, Shan Jin, Peter McNamara, Yibin Pan, Sau Lan Wu, Xidong Wu, and Haimo Zobernig. Identification of b jets in Higgs searches using a neural network. ALEPH 96-100, PHYSIC 96-090, July 1996.
- [52] Leo Breiman, Jerome H. Friedman, Richard A. Olshen, and Charles J. Stone. *Classification and Regression Trees*. Wadsworth International Group, Belmont, California, 1984.
- [53] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P.M. Zerwas. Scaling violations in inclusive  $e^+e^-$  annihilation spectra. *Phys. Rev. D*, 27:105, 1983.
- [54] Collaboration ALEPH. Measurement of the effective b quark fragmentation function at the Z resonance. CERN-PPE/95-113, July 1996.
- [55] The LHC Study Group. The LHC conceptual design report - the yellow book. CERN/AC/95-05(LHC), octobre 1995.
- [56] S. Baird, J. Bossler, C. Carli, M. Chanel, P. Lefèvre, R. Ley, R. Maccaferri, S. Maury, I. Meshkov, D. Möhl, G. Molinari, F. Motsch, H. Mulder, G. Tranquille, and F. Varenne. Measurement of the lifetime of  $Pb^{52+}$ ,  $Pb^{53+}$  and  $Pb^{54+}$  beams at 4.2MeV per nucleon subject to electron cooling. (CERN & Dubna, JINR). *PLB*, (361):184–186, sep 1995. CERN-PS-95-35-AR.
- [57] CMS Collaboration. Technical proposal. CERN-LHCC/94-38,LHCC/P1, décembre 1994.
- [58] ATLAS Collaboration. Technical proposal. CERN-LHCC/94-43,LHCC/P2, décembre 1994.
- [59] C. Peterson. An introduction to artificial neural networks. In *1991 CERN School of Computing*, 1991. CERN 92-02.

# Index

- A**
- accélérateur LEP ..... 33
  - ajustement contraint ..... 69, 110
    - contrainte de Breit-Wigner ... 130
    - contrainte gaussienne ..... 130
  - ajustement électrofaible ..... 64
  - ALEPH
    - description générale ..... 38
  - arbre
    - évolution ..... 81, 106
    - apprentissage ..... 103
    - choix ..... 103
    - construction ..... 78
    - construction (phase 1) ..... 100
    - construction (phase 2) ..... 100
    - de décision binaire ..... 77, 100
    - maximal ..... 80
    - paramètres de construction ... 107
    - performances ..... 107
  - arbres ..... 133
- B**
- baryon ..... 10
  - bed*
    - définition ..... 94
    - distribution ..... 93
  - bhabha ..... 46, 92
  - Bjorken (processus) ..... 55
  - boîte ..... 82
  - Bose-Einstein ..... 8
  - boson ..... 8
  - brisure de symétrie électrofaible .... 15
  - bruit de fond
    - dominant ..... 58
    - point de fonctionnement ..... 111
- C**
- calorimètre
    - électromagnétique ..... 44
    - hadronique ..... 45
  - canal
    - 4 jets ..... 57
    - leptonique ..... 58
    - neutrinos ..... 57
    - tau ..... 58
  - candidats potentiels ..... 113
  - CART ..... 77
  - chambres à muons ..... 46
  - charge
    - électrique ..... 12
    - de couleur ..... 10, 14
  - classe ..... 78
    - attribution ..... 79
  - coût de mauvaise classification .... 103
  - coin ..... 83
  - combinaison de probabilités ..... 74
  - combinaison des analyses au LEP .. 62
  - combinaison des jets ..... 98
    - choix ..... 110
  - confinement ..... 8
  - conservateur ..... 113
  - cosmique (événement) ..... 92
  - couplage ..... 11
    - à 3 gluons ..... 14
      - axial, vectoriel ..... 13
      - du boson de Higgs ..... 19
      - fort ..... 14
  - coût de mauvaise classification .... 79
- D**
- déclenchement ..... 47
  - dérivée covariante ..... 11, 13, 15
  - distance
    - de gonflement ..... 85
    - de Kolmogorov-Smirnoff ..... 79
  - distance à un hypervolume
    - extérieure ..... 83
    - intérieure ..... 82
  - durée de vie ..... 71, 73
    - erreur systématique ..... 114
  - Durham (algorithme de) ..... 67, 93
- E**
- échantillon d'apprentissage .... 77, 80
  - échantillon de test ..... 80
  - efficacité
    - définition ..... 91
    - point de fonctionnement ..... 111

- vs  $m_H$  ..... 111
  - énergie du LEP (erreur) ..... 116
  - énergie manquante ..... 92
  - “energy flow” ..... 52
  - équipotielles ..... 82
  - erreur systématique ..... 113
    - étiquetage des b ..... 114
  - erreur systématiques
    - variables cinématiques ..... 115
  - estimateur ..... 109
  - étiquetage des b ..... 71
    - erreur systématique ..... 114
    - méthode des leptons ..... 74
    - paramètres d’impact ..... 73
    - réseau de neurones ..... 75
  - événement radiatif ..... 96
    - coupure ..... 96
    - photon détecté ..... 97
    - photon non détecté ..... 96
- F**
- Fermi-Dirac ..... 8
  - fermion ..... 8
  - fissure ..... 45, 49, 97
  - formation des jets ..... 67
- G**
- géométrie non commutative ..... 29
  - gluon ..... 14
  - graviton ..... 8, 30
- H**
- hélicité ..... 9, 10
  - hémisphère ..... 94
  - hyperboîte ..... 82
  - hypercharge ..... 10
  - hypercoin ..... 83
  - hypervolume ..... 82, 83
- I**
- interactions fondamentales ..... 8
  - isospin faible ..... 9
  - ITC ..... 42
- J**
- jas*
    - définition ..... 94
    - distribution ..... 95
- L**
- lagrangien
    - du champ de Higgs ..... 16
    - du Modèle Standard ..... 10
    - interaction électromagnétique .. 12
  - interaction faible
    - par courant chargé ..... 13
    - par courant neutre ..... 13
  - lepton ..... 7
  - liberté asymptotique ..... 14
  - limite d’exclusion ..... 111
  - limite sur  $m_H$ 
    - attendue ..... 111
    - mesurée ..... 113
  - luminosité
    - autour de 183 GeV ..... 90
- M**
- mécanisme de Higgs
    - principe ..... 15
    - théorie électrofaible ..... 16
  - méson ..... 10
  - masse
    - du  $Z^0$  ..... 18
    - contraintes sur le Higgs ..... 20
    - des fermions ..... 19
  - matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
    - 9, 22
  - $m_H$ 
    - distribution ..... 99
  - modèle des cordes ..... 14
  - Modèle Standard ..... 7
    - alternatives ..... 28
  - multiplicateur de Lagrange ..... 69
  - multiplicité ..... 92
  - $m_Z$ 
    - distribution ..... 99
- N**
- niveau de confiance
    - attendu ..... 109
    - définition ..... 109
    - mesuré ..... 112
  - $\sum_{i=1}^4 nn_i$ 
    - distribution ..... 98
    - répartition pour le signal ..... 98
  - nœud terminal ..... 77
- O**
- optimisation de l’analyse ..... 109–111
- P**
- paramètre d’impact ..... 73
    - signification statistique ..... 73
  - parité-R ..... 25
  - particule
    - famille ..... 7, 33
    - identification ..... 49
    - nombres quantiques ..... 10

- Peterson-Schlatter (fonction de fragmentation).....114  
 poids synaptique ..... 126, 127  
 point de fonctionnement..... 109, 111  
 pondération ..... 114, 115  
 potentiel ..... 82  
   distribution ..... 108  
   entre arbres ..... 82, 108  
   entre les arbres ① et ⑥ ..... 111  
   point de fonctionnement ..... 111  
 poussée ..... 94  
 présélection ..... 91  
   nombre de combinaisons ..... 99  
   performances ..... 99  
 priorité ..... 79, 103  
 probabilité d'étiquetage ..... 74  
 processus  $\gamma\gamma$  ..... 60  
 production de paires  
   de W ..... 60  
   de Z ..... 61  
   de quarks ..... 60
- Q**
- QCD ..... 14  
 QED ..... 14  
 quark ..... 7
- R**
- rééchelonnement ("rescaling") ..... 68  
 réduction du nombre de combinaisons  
   98  
 réseau de neurones  
   apprentissage ..... 127  
   principe ..... 125  
   structure ..... 75  
   théorie ..... 126  
 résolution  
   du vertex primaire ..... 72  
 rétropropagation du gradient ..... 127  
 radiation dans l'état initial (ISR) ... 61  
 radioactivité  $\beta$  ..... 8  
 retour radiatif au Z ..... 96
- S**
- section efficace  
   autour de 183 GeV ..... 90, 91  
   boson de Higgs (MSSM) ..... 55  
   fusion de W ..... 56  
   processus de Bjorken ..... 55  
   processus standards ..... 58  
 sensibilité ..... 109, 111  
 singlet de couleur ..... 14  
 SLD ..... 64
- sphéricité ..... 75  
 supercordes ..... 30  
 supersymétrie  
   Modèle Supersymétrique Minimal  
   (MSSM) ..... 24  
   secteur de Higgs ..... 26  
   spectre des particules ..... 24  
   SUSY ..... 23
- T**
- taux de branchement ..... 57  
   autour de 183 GeV ..... 90  
 taux de rejet  
   attendu ..... 91  
   présélection ..... 99  
 Technicouleur ..... 29  
 traces chargées ..... 48
- V**
- validation croisée ..... 80  
 variable discriminante ..... 109  
   distribution ..... 110  
 variables  
   de sélection ..... 101  
   importance relative ..... 101  
 VDET (détecteur de vertex) .... 40, 73  
 vertex  
   primaire ..... 71  
   secondaire ..... 72
- W**
- Weinberg  
   angle ..... 11, 18  
   modèle de Weinberg-Salam ..... 9  
 Wliczek (processus de) ..... 62
- X**
- $x_\gamma^{\max}$   
   définition ..... 97  
   distribution ..... 96
- Y**
- $y_{34}$   
   distribution ..... 93

## Recherche du boson de Higgs standard avec le détecteur ALEPH au LEP2

### Résumé

Nous avons cherché à mettre en évidence le boson de Higgs standard dans les collisions  $e^+e^-$  enregistrées par le détecteur ALEPH auprès du LEP, à 183 GeV dans le centre de masse. Le boson de Higgs serait créé conjointement avec un boson  $Z^0$  et le processus de désintégration dominant serait en 4 jets de hadrons. L'analyse développée pour identifier ce signal fait principalement appel à l'étiquetage des b. Les variables discriminantes sont traitées dans des arbres de décision binaires. Une méthode originale permet de faire évoluer un arbre vers un autre et de choisir un point de fonctionnement intermédiaire. Elle est applicable à toute analyse où elle permet de trouver un ensemble de coupures intermédiaire entre deux autres. L'analyse offre une sensibilité à la masse du boson de Higgs  $m_H$  de 79.1 GeV/ $c^2$ . Aucun événement n'est observé dans les 57 pb $^{-1}$  données alors que 5.59 (dont 3.74 de signal) sont attendus. Cela permet de fixer une limite inférieure sur  $m_H$  :

$$m_H > 86.8 \text{ GeV}/c^2 \text{ à } 95\% \text{ de niveau de confiance.}$$

Mots clefs : LEP, LEP2, ALEPH, boson de Higgs, brisure de symétrie électrofaible, arbre binaire

## Search for the Standard Model Higgs boson in ALEPH at LEP2

### Abstract

We present a search for the Standard Model Higgs boson in  $e^+e^-$  collisions recorded by the ALEPH detector at LEP, at a centre of mass energy of 183 GeV. The Higgs boson would be created together with a Z boson and the dominant decay process would be to 4 hadronic jets. The analysis to identify this signal relies mainly on b tagging. The discriminating variables are dealt with in binary decision trees. An original method makes it possible to evolve one tree towards another and to choose an intermediate working point. The method can be applied to any analysis which searches for a set of intermediate cuts in between two other sets. This analysis yields a sensitivity on the Higgs boson mass of 79.1 GeV/ $c^2$ . Though 5.59 events (3.74 from signal) are expected, none are observed among the 57 pb $^{-1}$  of data. This leads to a lower limit on the Higgs boson mass :

$$m_H > 86.8 \text{ GeV}/c^2 \text{ at } 95\% \text{ confidence level.}$$

Keywords : LEP, LEP2, ALEPH, Higgs boson, electroweak symmetry breaking, binary tree