

ORSAY  
n° d'ordre :

Avril 2000

UNIVERSITE DE PARIS SUD  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE *présentée*

*pour obtenir*

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

*par*

**Boris Tuchming**

**Recherche de bosons de Higgs supersymétriques dans  
l'expérience ALEPH**

Soutenue le 25 avril 2000 devant la Commission d'examen

MM. P. COLAS  
M. DAVIER  
P. DEBU  
A. DJOUADI Rapporteur  
F. RICHARD Rapporteur



# Remerciements

Je remercie Joël Feltesse de m'avoir permis d'effectuer cette thèse au Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée du CEA-Saclay. Merci à Pascal Debu et Michel Spiro, de m'avoir accueilli dans le Service de Physique des Particules.

J'exprime ma reconnaissance envers Paul Colas qui a dirigé cette thèse. Il m'a témoigné toute sa confiance en me laissant une grande liberté dans mon travail. Il n'a néanmoins pas manqué de le critiquer et de me conseiller lorsque c'était nécessaire, ce qui m'a beaucoup appris. Pour leurs conseils et leurs suggestions qui m'ont également beaucoup apporté, je tiens à remercier les autres membres du groupe ALEPH de Saclay : Brigitte Bloch qui m'a accueilli dans le groupe ALEPH, Bernard Fabbro, Marie-Claude Lemaire et Patrice Perez que j'ai cotoyés quotidiennement.

Au cours de ces trois années passées dans la collaboration ALEPH, j'ai bénéficié de l'expérience et du travail de chacun. Je voudrais donc remercier l'ensemble des membres de la collaboration qui sont les artisans de cette grande aventure commencée il y a plus de quinze ans maintenant. En particulier, je remercie chaleureusement Nikos Konstantinidis, pour la confiance qu'il m'a témoignée et les conseils qu'il m'a prodigués au sein du groupe de travail sur le Higgs d'ALEPH.

Je remercie également Michel Davier et Pascal Debu d'avoir accepté d'être membres du jury de thèse. Je remercie tout particulièrement les rapporteurs, Abdelhak Djouadi et François Richard qui se sont montrés compréhensifs lorsque les premières versions du manuscrit leur sont parvenues de manière épisodique.

Enfin, pour son soutien, sa patience et le réconfort qu'elle m'a apporté dans les moments difficiles, toute ma reconnaissance va à Valérie à qui je dédie ce travail.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte théorique</b>	<b>3</b>
1.1 Bref historique du modèle standard électrofaible . . . . .	3
1.2 Mécanisme de Higgs . . . . .	5
1.2.1 Le cas d'école $U(1)$ . . . . .	5
Brisure spontanée de la symétrie globale . . . . .	5
Brisure spontanée de la symétrie locale . . . . .	6
1.2.2 Cas général d'un groupe non abélien . . . . .	8
Groupe de jauge non abélien . . . . .	8
Brisure spontanée de la symétrie . . . . .	9
Le mécanisme de Higgs et la masse des fermions . . . . .	10
1.3 Le modèle standard et le boson de Higgs . . . . .	12
1.3.1 Les ingrédients du modèle . . . . .	12
Les groupes de jauge du modèle . . . . .	12
Les constituants fondamentaux de la matière . . . . .	13
Le champ de Higgs . . . . .	13
1.3.2 Brisure de la symétrie électrofaible . . . . .	14
1.3.3 Couplages du Higgs aux bosons de jauge . . . . .	16
1.3.4 Couplages du Higgs aux fermions et matrice CKM . . . . .	17
1.3.5 Rapports d'embranchement . . . . .	18
1.3.6 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs standard . .	20
Stabilité du vide et "Trivialité" . . . . .	20
Unitarité de la diffusion élastique $W_L^+ W_L^-$ . . . . .	21
1.3.7 Contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs standard	22
Recherche directe avant la mise en service du LEP . . . . .	22
Recherche directe dans la phase LEP1 . . . . .	22
Recherche directe dans la phase LEP2 jusqu'à 172 GeV . . . . .	23
Mesures précises des paramètres électrofaibles . . . . .	23
1.3.8 Divergences quadratiques . . . . .	24
1.4 Le secteur de Higgs du Modèle Supersymétrique Minimal . . . . .	26
1.4.1 La supersymétrie et le MSSM . . . . .	26
1.4.2 Intérêt de la Supersymétrie . . . . .	27
1.4.3 Secteur de Higgs du MSSM . . . . .	29
Pourquoi un modèle à deux doublets ? . . . . .	29

	Le potentiel du secteur de Higgs . . . . .	30
1.4.4	Relations de masses au premier ordre . . . . .	31
	Secteur neutre . . . . .	32
	Secteur chargé . . . . .	33
1.4.5	Couplages aux fermions et aux bosons . . . . .	33
1.4.6	Corrections radiatives à la masse des bosons de Higgs et aux couplages	35
	Equations du groupe de renormalisation . . . . .	35
	Méthode du potentiel effectif . . . . .	36
	Méthode diagrammatique . . . . .	36
	Amplitudes des corrections . . . . .	37
	Choix des paramètres . . . . .	38
	Nouveaux calculs et nouvelles recommandations . . . . .	38
1.4.7	Rapports d'embranchement . . . . .	39
1.4.8	Contraintes obtenues par les recherches directes . . . . .	40
<b>2</b>	<b>Le dispositif expérimental</b>	<b>43</b>
2.1	Le LEP . . . . .	43
2.1.1	Le dispositif d'accélération du LEP . . . . .	44
2.1.2	Luminosité intégrée des données analysées . . . . .	44
2.1.3	Limitation de l'énergie du LEP . . . . .	45
2.2	Présentation du détecteur ALEPH . . . . .	46
2.2.1	Le détecteur de vertex-VDET (6 à 12 cm) . . . . .	48
2.2.2	La chambre à traces interne-ITC (13 à 29 cm) . . . . .	50
2.2.3	La chambre à projection temporelle-TPC (31 à 180 cm) . . . . .	50
2.2.4	Résolutions des traceurs . . . . .	52
	Equation de l'hélice . . . . .	52
	Résolution spatiale . . . . .	53
	Résumé des performances . . . . .	56
2.2.5	Le calorimètre électromagnétique-ECAL (1.85 à 2.25 m) . . . . .	57
2.2.6	Le calorimètre hadronique-HCAL (3 à 4.7 m) . . . . .	58
2.2.7	Les chambres à muons (à l'extérieur du HCAL) . . . . .	59
2.2.8	Les luminomètres . . . . .	59
	Le LCAL (Luminosity Calorimeter) . . . . .	59
	Le SICAL (Silicon Calorimeter) . . . . .	59
	Le BCAL (Bhabha Calorimeter) . . . . .	60
2.3	Outils d'analyse . . . . .	60
2.3.1	Identification des électrons . . . . .	60
2.3.2	Identification des muons . . . . .	61
2.3.3	Algorithme <i>flux d'énergie</i> . . . . .	62
<b>3</b>	<b>Signatures et bruits de fond quatre jets.</b>	<b>65</b>
3.1	L'hadronisation des quarks en jets . . . . .	65
3.2	Processus de production du signal . . . . .	67
3.2.1	Higgs-strahlung . . . . .	67
3.2.2	Fusion de deux $W$ et fusion de deux $Z$ . . . . .	68

3.2.3	Production associée $hA$ . . . . .	69
3.2.4	Etats finals recherchés à LEP2 . . . . .	69
	Etats finals du Higgs-strahlung . . . . .	70
	Etats finals de la production associée de $h$ et $A$ . . . . .	71
3.3	Les processus concurrents attendus dans le cadre du modèle standard . . . . .	72
3.3.1	Production de paires de $W$ . . . . .	72
3.3.2	Production de paires de $Z/\gamma^*$ . . . . .	73
3.3.3	Production de paires $q\bar{q}$ . . . . .	74
3.4	La reconstruction des jets . . . . .	75
3.5	Présélection d'événements à quatre jets . . . . .	76
3.5.1	Sélection d'événements hadroniques. . . . .	77
3.5.2	Agrégations en quatre jets . . . . .	77
3.5.3	Coupures contre les retours radiatifs au $Z$ . . . . .	77
3.5.4	Résultats des présélections . . . . .	77
3.6	Autres variables de sélection d'événements à quatre jets . . . . .	82
3.6.1	Variables topologiques globales . . . . .	82
3.6.2	Topologie trois jets contre un . . . . .	84
3.6.3	Topologie à quatre jets non distincts . . . . .	85
3.6.4	Autres variables de séparation angulaire . . . . .	86
3.6.5	Cinématique des jets . . . . .	86
3.7	Conclusion . . . . .	87
<b>4</b>	<b>L'étiquetage des jets beaux</b> . . . . .	<b>89</b>
4.1	Caractéristiques des quarks beaux . . . . .	89
	Grande masse . . . . .	89
	Dureté des hadrons beaux . . . . .	89
	Temps de vol . . . . .	89
	Désintégrations semi-leptoniques . . . . .	90
	Multiplicité . . . . .	91
4.2	Les méthodes d'étiquetage . . . . .	91
4.2.1	Reconstruction tridimensionnelle du vertex d'interaction primaire . . . . .	91
4.2.2	La méthode du paramètre d'impact . . . . .	93
	Définition . . . . .	93
	Valeurs du paramètre d'impact . . . . .	94
	Utilisation des paramètres d'impact . . . . .	95
4.2.3	La recherche de vertex secondaires . . . . .	96
4.2.4	L'impulsion des leptons . . . . .	98
4.2.5	L'énergie fractionnelle du cœur du jet . . . . .	99
4.2.6	Autres variables de formes . . . . .	100
4.2.7	Multiplicité . . . . .	100
4.3	Combinaison des variables d'étiquetage à l'aide d'un réseau de neurones . . . . .	103
4.3.1	Introduction aux réseaux de neurones . . . . .	103
	Définitions . . . . .	103
	L'entraînement (ou apprentissage) . . . . .	104
	Les propriétés . . . . .	104

	Fonction discriminant un signal d'un bruit de fond de manière optimale . . . . .	105
	Les réseaux de neurones pour séparer un signal d'un bruit de fond . . . . .	105
	Exemple d'application . . . . .	106
	Le cas de l'ajustement (lissage) d'histogrammes . . . . .	110
4.3.2	Définition d'un algorithme de classement des variables . . . . .	113
4.3.3	Application de la méthode . . . . .	114
	Lot d'entraînement . . . . .	114
	Critère de classement . . . . .	114
	Variables testées . . . . .	114
	Architecture . . . . .	114
	Résultats . . . . .	115
	Autres tests . . . . .	115
4.3.4	Étiquetage des quarks $b$ par un réseau de neurones à quatre entrées . . . . .	118
4.3.5	Corrections de l'étiquetage des $b$ . . . . .	119
	Désaccord entre les données et les simulations . . . . .	119
	Méthode de correction . . . . .	120
	Détermination des corrections . . . . .	121
	Vérification de l'utilité des corrections avec la méthode de simple/double étiquetage . . . . .	125
<b>5</b>	<b>Reconstruction des masses d'un événement à quatre jets</b> . . . . .	<b>129</b>
5.1	Appariement des jets . . . . .	129
5.1.1	$hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ . . . . .	129
5.1.2	$hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ . . . . .	130
5.2	Rééchelonnement . . . . .	130
5.2.1	Définition . . . . .	130
5.2.2	Propriété . . . . .	131
5.2.3	Défauts . . . . .	132
5.3	Ajustement cinématique . . . . .	132
5.3.1	Définition . . . . .	132
	Ajustement à quatre contraintes . . . . .	133
	Ajustement à cinq contraintes . . . . .	134
5.3.2	Propriétés . . . . .	134
5.3.3	Choix de la contrainte . . . . .	135
5.4	Masse reconstruite du signal $hZ$ . . . . .	136
	Conclusion . . . . .	138
<b>6</b>	<b>Méthode statistique</b> . . . . .	<b>139</b>
6.1	Définition du niveau de confiance . . . . .	139
6.1.1	Le niveau de confiance de découverte $CL_B$ . . . . .	139
6.1.2	Le niveau de confiance d'exclusion $CL_{S+B}$ . . . . .	140
6.1.3	Le niveau de confiance d'exclusion $CL$ . . . . .	142
6.2	Optimisation du jeu de coupures . . . . .	142
6.3	Estimateurs utilisés . . . . .	143



6.3.1	Définition . . . . .	143
6.3.2	Propriétés . . . . .	143
6.3.3	Choix des variables discriminantes . . . . .	144
6.4	Combinaisons des deux analyses . . . . .	145
6.5	Prise en compte des effets systématiques . . . . .	146
	Diminution des taux de bruit de fond et de signal attendus . . . . .	146
	Convolution des taux de bruit de fond et de signal attendus . . . . .	146
	Comparaison entre les deux méthodes . . . . .	146
<b>7</b>	<b>Sélection des événements <math>hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}</math></b>	<b>149</b>
7.1	Présélection d'événements à quatre jets . . . . .	149
7.2	Sélection finale . . . . .	152
	7.2.1 Variable de sélection . . . . .	152
	7.2.2 Coupure sur la variable discriminante . . . . .	154
	7.2.3 Résultats de la sélection . . . . .	155
7.3	Justification des modifications de la présélection . . . . .	158
	7.3.1 Coupure sur la poussée . . . . .	158
	7.3.2 Coupure sur $\Delta\theta_3$ . . . . .	160
	Nature des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ sélectionnés . . . . .	160
	Nature des candidats à 189 GeV. . . . .	162
7.4	Peut-on faire mieux ? . . . . .	163
	7.4.1 Facteur limitant la pureté . . . . .	163
	7.4.2 Autres combinaisons de variables . . . . .	167
7.5	Etudes des systématiques . . . . .	168
	7.5.1 Etiquetage des $b$ . . . . .	169
	7.5.2 Simulation de la physique des $b$ . . . . .	169
	Fragmentation . . . . .	169
	Temps de vie . . . . .	169
	Multiplicité . . . . .	170
	7.5.3 Incertitudes liées à l'énergie et aux directions des jets . . . . .	170
	7.5.4 Simulation du bruit de fond $q\bar{q}$ . . . . .	170
	7.5.5 Statistique Monte Carlo . . . . .	171
	7.5.6 Sections efficaces de production . . . . .	171
	7.5.7 Résumé des incertitudes systématiques . . . . .	171
<b>8</b>	<b>Sélection des événements <math>hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}</math></b>	<b>173</b>
8.1	Choix des variables d'entrée et entraînement du réseau de neurones . . . . .	173
8.2	Sélection du signal . . . . .	179
	8.2.1 Masse reconstruite . . . . .	179
	8.2.2 Optimisation . . . . .	179
8.3	Résultats de la sélection . . . . .	181
8.4	Etude des systématiques . . . . .	183

<b>9</b>	<b>Résultats et perspectives</b>	<b>187</b>
9.1	Recouvrement des sélections . . . . .	187
9.2	Interprétation dans le cadre du Modèle Standard . . . . .	188
9.3	Interprétation dans le cadre du MSSM . . . . .	190
	Scénario “pas de mélange” . . . . .	191
	Scénario “ $m_h$ maximum” . . . . .	191
9.4	Comparaison avec d’autres résultats . . . . .	194
9.4.1	Résultats ALEPH préliminaires pour 1999 . . . . .	194
9.4.2	Résultats préliminaires pour 1999 du LEP Higgs Working group . . . . .	195
9.5	Discussion sur les contraintes obtenues dans le cadre du MSSM . . . . .	196
9.5.1	Balayage plus généraux des paramètres du MSSM . . . . .	196
9.5.2	Point fixe infra-rouge et unification $b - \tau$ . . . . .	197
	Unification $b - \tau$ . . . . .	197
	Point fixe infra-rouge : cas des petits $\tan \beta$ . . . . .	197
	Point fixe infra-rouge : cas des grands $\tan \beta$ . . . . .	198
	Scénario préféré . . . . .	198
9.5.3	Discussion des résultats . . . . .	199
9.6	Perspectives sur la recherche du Higgs . . . . .	200
9.6.1	Futur immédiat : Le LEP en 2000. . . . .	200
	Montée en énergie . . . . .	200
	Luminosité . . . . .	201
	Prévisions . . . . .	201
9.6.2	Le Tevatron . . . . .	203
9.6.3	Le LHC . . . . .	204
9.6.4	Les collisionneurs linéaires $e^+e^-$ . . . . .	205
9.6.5	Le collisionneur à muons . . . . .	205
9.7	Conclusion . . . . .	205
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>207</b>
	<b>Annexe A - Ajustement de fonction par un réseau de neurones</b>	<b>217</b>
	<b>Annexe B - Visualisation de quelques candidats</b>	<b>231</b>

# Introduction

Notre compréhension actuelle des interactions fondamentales que sont l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte, est décrite par le modèle standard de la physique des particules qui a été conçu entre la fin des années soixante et le début des années soixante dix. Son succès à décrire les observations expérimentales est exceptionnel.

Cependant, la clé de voûte de ce modèle résiste encore aux investigations expérimentales. En effet, le mécanisme de Higgs, sans lequel les particules élémentaires n'auraient pas de masse, prédit l'existence d'une particule scalaire neutre dont seule la masse est inconnue. Jusqu'à présent, elle échappe à toute observation. En même temps, le secteur de Higgs est source de problèmes théoriques qui laissent à penser que le modèle standard est un modèle effectif à basse énergie résultant d'une autre théorie plus fondamentale. La supersymétrie est l'un des meilleurs candidats pour étendre le modèle standard. Elle prédit notamment l'existence d'un secteur de Higgs avec cinq bosons, le plus léger d'entre eux ayant une masse inférieure à  $130 \text{ GeV}/c^2$ .

Le collisionneur LEP a été mis en service au CERN en 1989 pour étudier le boson intermédiaire  $Z^0$ . Depuis 1995, son énergie est graduellement augmentée, pour étudier les bosons intermédiaires  $W$ , mais aussi dans le but de découvrir le ou les bosons de Higgs. Les années 1998 et 1999 ont été particulièrement exceptionnelles, puisqu'une forte montée en énergie et une grande luminosité intégrée permettent d'étendre considérablement les domaines de masse pour lesquels les Higgs peuvent être découverts.

Ce mémoire expose une analyse des données enregistrées dans le détecteur ALEPH du LEP en 1998 et 1999, dans les canaux à quatre jets qui sont les plus sensibles aux Higgs du modèle standard et du modèle supersymétrique minimal (MSSM). Dans un premier chapitre, nous exposons brièvement le mécanisme de Higgs et la phénoménologie qu'il implique dans les cadres théoriques du modèle standard et du MSSM. Cela nous conduit, après avoir détaillé le dispositif expérimental ALEPH dans le deuxième chapitre, à décrire les signatures à quatre jets que nous recherchons, ainsi que les outils permettant de distinguer le signal des processus concurrents, dans le troisième chapitre. L'étiquetage des quarks beaux est la composante essentielle de la plupart des recherches de Higgs au LEP. Nous exposons notre méthode d'étiquetage, réalisée à l'aide d'un réseau de neurones, dans le quatrième chapitre. Dans le cinquième chapitre, la technique de reconstruction de la masse des bosons de Higgs est détaillée. La masse reconstruite est une quantité discriminant le signal du bruit de fond et entre en compte dans la méthode statistique d'interprétation des résultats que nous décrivons dans le sixième chapitre. Dans les chapitres sept et huit, nous décrivons les analyses de sélection des canaux  $b\bar{b}b\bar{b}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$ . Les résultats de ces analyses sont interprétés dans le cadre du modèle standard et du MSSM dans le chapitre neuf, où nous donnons aussi un aperçu de la recherche de Higgs pour les années futures.



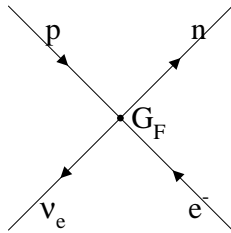
# Chapitre 1

## Contexte théorique

### 1.1 Bref historique du modèle standard électrofaible

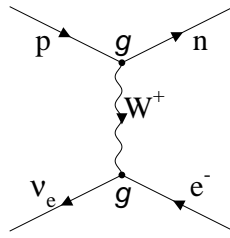
Le modèle standard est le fruit d'une construction par étapes et d'un constant échange avec les résultats expérimentaux. Par exemple, il n'y avait aucune raison de supposer *a priori* que l'interaction faible serait du type V-A, que les courants neutres changeant la saveur seraient de très faible amplitude ou qu'il existait trois générations de particules. Il serait bien trop long d'expliquer comment chaque élément s'est imposé. Nous donnons ici seulement un historique succinct qui aboutit à la nécessité de construire une théorie de jauge brisée spontanément par le mécanisme de Higgs.

On peut faire remonter l'origine du modèle standard à la théorie de Fermi proposée dès 1933 [2]. Ce dernier décrit les interactions faibles par une interaction ponctuelle entre courants chargés. Le lagrangien d'interaction s'écrit :  $\mathcal{L}_F = G_F J^{\mu+} J_{\mu}^- + h.c.$ , où  $G_F$  est la constante de Fermi,  $J^{\mu}$  est le courant faible chargé et  $h.c.$  signifie hermitien conjugué. Par exemple la désintégration  $\beta$  du neutron  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$  correspond au vertex à quatre fermions dessiné ci-dessous.



Comme le couplage  $G_F$  est dimensionné et vaut  $G_F \simeq (240 \text{ GeV})^{-2}$ , il apparaît facilement que cette théorie n'est pas valide à haute énergie. Par exemple le processus  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  est décrit par une onde partielle unique de type  $S$ . Il a une section efficace qui croît en fonction de l'énergie dans le centre de masse,  $\sqrt{s}$ , comme  $G_F^2 s$ . L'unitarité de l'onde partielle  $S$  qui nécessite  $\sigma < \frac{2\pi}{s}$  est violée à une échelle  $\sqrt{s} \simeq 300 \text{ GeV}$ .

Une solution élégante à ce problème consiste à introduire un boson vecteur intermédiaire massif et chargé, le  $W$ , médiateur de l'interaction faible. Le vertex précédent devient le graphe ci-dessous qui fait intervenir le propagateur du  $W$ ,  $\frac{g^{\mu\nu} - \frac{k^{\mu}k^{\nu}}{M_W^2}}{k^2 - M_W^2}$ . La section efficace

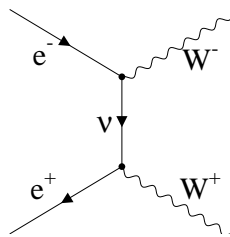


différentielle vaut alors

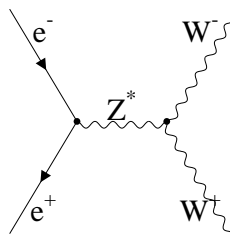
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g^4 s}{2\pi^2 (\frac{s}{2}(1 - \cos\theta) + M_W^2)^2}, \quad (1.1)$$

où  $d\Omega$  est l'angle solide infinitésimal et  $\theta$  est l'angle entre les directions du proton et du neutron dans le référentiel du centre de masse. La présence d'un dénominateur qui dépend de  $s$  préserve l'unitarité à l'échelle de 300 GeV<sup>1</sup>. A basse énergie, le propagateur du  $W$  équivaut à  $\frac{1}{M_W^2}$ , si bien qu'en tenant compte des facteurs omis jusqu'à présent la constante de Fermi est reliée à la masse du  $W$  par  $\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$ . Si l'intensité de l'interaction faible  $g$  est du même ordre de grandeur que l'intensité de l'interaction électromagnétique, la courte portée de l'interaction s'explique par la grande masse du  $W$  car on trouve  $M_W \simeq 100$  GeV/ $c^2$ .

En fait l'introduction du  $W$  pose de nouveaux problèmes. Par exemple le processus  $e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ , où les  $W$  de l'état final sont longitudinaux, est décrit par le diagramme suivant et viole l'unitarité à haute énergie. En introduisant une autre particule, le  $Z^0$ , et



un couplage adéquat aux  $W$ , l'interférence avec le diagramme suivant annule la contribution précédente et on restaure l'unitarité. Cette nouvelle particule et la bonne valeur du



couplage apparaissent naturellement si le triplet  $(W^+, Z^0, W^-)$  est le triplet de bosons associé au groupe de jauge  $SU(2)$  dans une construction à la Yang-Mills [3]. Mais dans la théorie de Yang et Mills, l'invariance de jauge nécessite que les bosons intermédiaires

---

<sup>1</sup>L'unitarité est néanmoins violée à une échelle plus grande  $\approx$  quelques dizaines de TeV

soient de masse nulle. De plus, la masse des bosons empêche la théorie d'être renormalisable.

Ainsi la première ébauche d'une théorie de jauge  $SU(2) \times U(1)$ , unifiant interaction faible et électromagnétisme, (Glashow [4], Salam [5]) n'évite pas ces deux problèmes et n'est donc pas satisfaisante.

Weinberg en 1967 et Salam en 1968 reformulent une théorie où la masse des bosons de jauge apparaît à la brisure spontanée de la symétrie  $SU(2) \times U(1)$  via le mécanisme de Higgs [7] que nous allons détailler dans la suite. Ce modèle standard ne finit par faire l'unanimité que lorsque que Gérard 't Hooft [8] prouve la renormalisabilité des théories de jauge non abéliennes et des théories de jauge non abéliennes avec brisure spontanée.

Puis les résultats expérimentaux confirment la validité du modèle : les courants neutres sont mis en évidence en 1973 [9] et les bosons intermédiaires  $W$  [10] et  $Z^0$  [11] sont découverts au CERN en 1982. Le LEP, véritable usine à  $Z^0$ , permet d'étudier ses propriétés avec une très grande précision à partir de 1989. A partir de 1995, ce sont les bosons  $W$  qui y sont produits et étudiés. En l'état actuel, seul le boson de Higgs n'a toujours pas été observé.

## 1.2 Mécanisme de Higgs

### 1.2.1 Le cas d'école $U(1)$

#### Brisure spontanée de la symétrie globale

On considère une densité de lagrangien qui décrit la propagation d'un champ scalaire complexe  $\phi$ . Elle contient des termes de degré au plus 4 pour être renormalisable :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.2)$$

Le terme  $\mu$  est homogène à une masse et l'autocouplage  $\lambda$  est sans dimension. Le lagrangien est invariant sous les transformations globales  $U(1)$  :

$$\phi \rightarrow U \phi = e^{iq\theta} \phi. \quad (1.3)$$

Ici  $q$  est la charge de Noether associée au champ  $\phi$  (différente de 0 pour avoir une représentation non triviale du groupe), et  $\theta$  est le paramètre continu de la transformation de jauge. La partie du lagrangien

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.4)$$

s'interprète comme une énergie potentielle. En termes des champs réels  $\phi_1$  et  $\phi_2$  où  $\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$ , le groupe  $U(1)$  s'identifie au groupe  $SO(2)$  des rotations du plan. Dans le cas  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 > 0$ , le potentiel présente une infinité de minima, comme le montre sa représentation graphique sur la figure 1.1. Chaque minimum brise la symétrie  $U(1)$ . En revanche, l'ensemble des ces minima est invariant. Dans l'état fondamental de la théorie, l'énergie potentielle est minimum et le champ scalaire possède une valeur moyenne non nulle  $\langle \phi \rangle = v/\sqrt{2}$  correspondant à l'un de ces minima. Les particules physiques sont

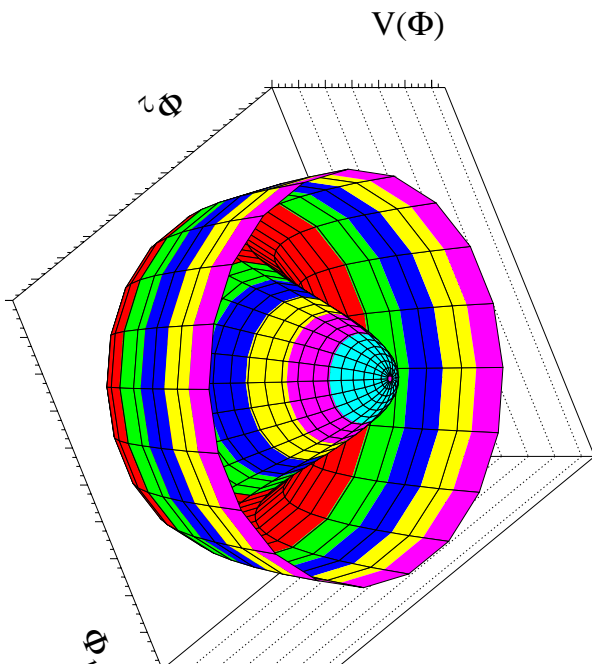


FIG. 1.1: potentiel en forme de chapeau mexicain

des fluctuations au voisinage du minimum  $\phi = \langle \phi \rangle$ , et leurs masses sont données par les valeurs propres de la matrice  $\left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{\phi_i = v_i}$  puisque le potentiel se développe en :

$$V(\phi_i) = V(v_i) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} (\phi_i - v_i)(\phi_j - v_j) + \text{termes de degrés supérieurs.} \quad (1.5)$$

Pour le potentiel  $-\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ , on peut choisir comme minimum  $\phi = \frac{v}{\sqrt{2}} = \frac{\mu}{\sqrt{2}\lambda}$ , et reparamétriser le champ à l'aide de deux champs réels,  $\xi(x)$  et  $h(x)$  :

$$\phi(x) = e^{i\xi(x)} \left( \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \right). \quad (1.6)$$

On obtient :

$$V(\phi) = V(v/\sqrt{2}) + \frac{1}{2} h^2 (-\mu^2 + 3\lambda v^2) + \text{termes de degrés supérieurs} \quad (1.7)$$

$$= V(v/\sqrt{2}) + \frac{1}{2} 2\mu^2 h^2 + \text{termes de degrés supérieurs.} \quad (1.8)$$

Comme cette dernière expression ne contient pas de terme quadratique en  $\xi$ , nous pouvons conclure qu'il résulte de la brisure de symétrie un champ réel massif  $h$  de masse  $\sqrt{2}\mu = 2\sqrt{\lambda}v$  et un boson de masse nulle  $\xi$ , appelé boson de Goldstone.

### Brisure spontanée de la symétrie locale

Commençons par décrire la construction de Weyl [13] qui permet d'introduire un champ vecteur d'interaction grâce aux transformations de jauge. Pour ce faire, nous



autorisons les transformations de jauge à être locales. Il faut donc les paramétrer avec  $\theta(x)$  qui est maintenant un champ :

$$\phi \rightarrow U(x)\phi = e^{iq\theta(x)}\phi. \quad (1.9)$$

Le lagrangien n'est plus invariant car maintenant, par une transformation de jauge, on a :

$$\partial_\mu\phi \rightarrow \partial_\mu(U\phi) = U(\partial_\mu\phi + iq\partial_\mu\theta\phi). \quad (1.10)$$

Pour conserver l'invariance de jauge, on remplace donc la dérivée  $\partial_\mu$  par la dérivée covariante  $D_\mu$ , telle que  $(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi)$  soit invariant <sup>2</sup>. Par une transformation de jauge on doit donc avoir :

$$D_\mu \rightarrow D'_\mu \quad (1.11)$$

$$\phi \rightarrow U\phi \quad (1.12)$$

$$D_\mu\phi \rightarrow UD_\mu\phi \quad (1.13)$$

donc

$$D'_\mu = UD_\mu U^{-1}. \quad (1.14)$$

Il est donc clair qu'il faut introduire un nouveau champ  $A_\mu$ , appelé champ de jauge, pour définir la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu. \quad (1.15)$$

Ce champ obéit à la loi de transformation :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\theta. \quad (1.16)$$

Pour permettre au champ  $A_\mu$  de se propager il faut aussi introduire un terme cinétique au lagrangien. On définit donc le tenseur cinétique  $F_{\mu\nu}$  :

$$F_{\mu\nu} = \frac{1}{iq}[D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.17)$$

et la partie cinétique associée du lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{kin}, A} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.18)$$

Au total, le lagrangien décrivant la propagation du champ scalaire est maintenant :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) + \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (1.19)$$

Si  $\mu^2 < 0$ , le minimum de potentiel est en  $\phi = 0$ , et un tel lagrangien décrit par exemple l'interaction d'un champ scalaire, de charge électrique  $q$ , avec le photon  $A_\mu$  de masse nulle (termes  $-iqA^\mu\partial_\mu(\phi - \phi^\dagger)$  et  $q^2A_\mu A^\mu\phi^\dagger\phi$ ). Attribuer une masse au vecteur en

---

<sup>2</sup>Historiquement, la construction a été d'abord élaborée pour un fermion,  $\psi$ . En exigeant que  $\bar{\psi}D^\mu\gamma_\mu\psi$  soit invariant, on aboutit à la même loi de transformation que dans le cas scalaire.

ajoutant un terme  $m_A^2 A^\mu A_\mu$  brise explicitement l'invariance de jauge, ce que nous voulons éviter.

Dans le cas  $\mu^2 > 0$  la symétrie de jauge est encore brisée par le minimum de potentiel en  $\phi = v$ . Nous pouvons réutiliser maintenant la paramétrisation précédente,  $\phi(x) = e^{i\xi(x)} \left( \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \right)$ . Grâce à la transformation de jauge  $U(x) = e^{-i\xi(x)}$ , on peut éliminer le champ  $\xi$  des équations, mais cette transformation fixe la jauge. Comme en 1.8, le champ  $h$  acquiert une masse  $\sqrt{2}\mu$ . Le terme auquel il faut prêter attention vient de la dérivée covariante :

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + q^2 A_\mu A^\mu h \frac{v}{2} + \frac{1}{4} q^2 v^2 A_\mu A^\mu. \quad (1.20)$$

On voit que le champ  $A_\mu$  est maintenant massif de masse  $m_A^2 = \frac{1}{2} q^2 v^2$ . L'intensité de l'interaction avec le boson  $h$ , donnée par  $q^2 A_\mu A^\mu h \frac{v}{2} = \frac{q}{\sqrt{2}} m_A A_\mu A^\mu h$ , est proportionnelle à cette masse.

Le boson de Goldstone a complètement disparu des équations, ce qui semble signifier qu'un degré de liberté est manquant. En fait, il a été absorbé par le champ vectoriel  $A$  qui est maintenant massif et possède donc un degré de liberté supplémentaire correspondant à son état de polarisation longitudinale.

## 1.2.2 Cas général d'un groupe non abélien

### Groupe de jauge non abélien

On considère maintenant un groupe dont les  $n$  générateurs  $T^a$  vérifient les relations de commutation :

$$[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c. \quad (1.21)$$

La dérivée covariante est définie à l'aide de  $n$  champs de jauge  $A_\mu^a$  :

$$D_\mu = \partial_\mu + i q T^a A_\mu^a. \quad (1.22)$$

De même il faut  $n$  paramètres  $\theta^a$  pour définir la transformation de jauge :

$$U = e^{i q \theta^a T^a}. \quad (1.23)$$

Comme en 1.14, la dérivée covariante doit se transformer suivant :

$$D'_\mu = U D_\mu U^{-1}, \quad (1.24)$$

ce qui devient pour une transformation infinitésimale  $U = 1 + i q \delta \theta^a T^a$  :

$$\delta D_\mu = i q \delta \theta^b T^b D_\mu - D_\mu i q \delta \theta^b T^b \quad (1.25)$$

$$i q \delta A_\mu^a = -\partial_\mu i q \theta^a - q^2 \theta^b A_\mu^d [T^b, T^d] \quad (1.26)$$

$$\delta A_\mu^a = -\partial_\mu \theta^a - q f^{cda} \theta^c A_\mu^d. \quad (1.27)$$

On peut faire plusieurs remarques à ce niveau :

1. La constante  $q$  qui est *a priori* arbitraire et peut être différente pour chaque champ de la théorie dans le cas d'une transformation abélienne, intervient ici dans la définition de la transformation des champs de jauge. Cela signifie qu'elle est fixée dans la théorie et constante pour tous les champs qui se transforment sous l'action du groupe non abélien. Cette universalité des couplages, caractéristique des groupes non abéliens, se retrouve dans le modèle standard, par exemple au niveau des couplages des fermions au  $W$ .
2. Par contre pour un générateur qui commute avec tous les autres (c'est le cas du générateur de  $U(1)_{em}$  du modèle standard) on n'a pas de contrainte sur les couplages des différents fermions. C'est pourquoi les charges électriques des quarks et des leptons peuvent être différentes.
3. Dans le cas d'une transformation globale, on obtient  $\delta A_\mu^a = -q f^{cda} \theta^c A_\mu^d$ . Les bosons de jauge sont dans la représentation appelée représentation adjointe du groupe de jauge. Ils sont donc chargés sous ce groupe, ce qui signifie qu'ils interagissent entre eux toujours suivant le couplage  $q$ . C'est cette propriété qui permet l'unitarité du processus  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  dont il a été question en 1.1.

### Brisure spontanée de la symétrie

Maintenant nous pouvons introduire des champs scalaires réels  $\phi_i$  qui sont dans une représentation  $T_{ij}^a$  de ce groupe de jauge. Par une transformation infinitésimale on aura :

$$\phi_i \rightarrow \delta\phi_i = iq\delta\theta^a T_{ij}^a \phi_j. \quad (1.28)$$

Le potentiel  $V(\phi)$  est invariant sous une transformation de jauge :

$$\delta V = \frac{\partial V}{\partial \phi_i} iq\delta\theta^a T_{ij}^a \phi_j = 0. \quad (1.29)$$

Cela donne donc la contrainte

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_i} T_{ij}^a \phi_j = 0 \quad (1.30)$$

que l'on peut différencier par rapport à  $\phi_k$  :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_k} T_{ij}^a \phi_j + \frac{\partial V}{\partial \phi_i} T_{ik}^a = 0. \quad (1.31)$$

Au minimum du potentiel,  $\phi_i = v_i$ , le deuxième terme de cette expression est nul et on obtient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_k} T_{ij}^a v_j = 0. \quad (1.32)$$

Maintenant on ordonne les générateurs de sorte que le groupe engendré par les  $T^b$ , pour  $b = 1, \dots, m$  laisse l'état fondamental invariant, c'est-à-dire  $T_{ij}^b v_j = 0$ . Pour les autres générateurs,  $T_{ij}^c v_j \neq 0$ , ( $c = m + 1, \dots, n$ ). Si on suppose que les  $T^a$  sont linéairement

indépendants les vecteurs  $T_{ij}^c v_j$  le sont aussi<sup>3</sup>. L'équation 1.32 montre donc que la matrice de masse  $\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j}$  possède  $(m - n)$  valeurs propres nulles. Il y a donc autant de bosons de Goldstone que de générateurs de symétrie brisée.

On peut voir maintenant que ces bosons de Goldstone vont être absorbés dans les composantes longitudinales des bosons de jauge. En effet, la masse des champs de jauge vient du terme cinétique des champs scalaires évalué en  $\phi = v$ ,  $(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)|_{\phi=v}$ . En termes des champs réels il se réécrit :

$$(iqT_{ki}^{a\dagger} A^{a\mu} v_i)(-iqT_{kj}^b v_j A_\mu^b) = A^{\mu a} v_i qT_{ki}^{a\dagger} qT_{kj}^b v_j A_\mu^b = \frac{1}{2} A^{a\mu} M_{ab}^2 A_\mu^b, \quad (1.33)$$

ce qui fait apparaître la matrice de masse des champs de jauge,  $M_{ab}^2$ . Comme les vecteurs  $T_{ij}^b v_j$  ( $b = 1, \dots, m$ ) sont nuls, seule la sous-matrice  $M_{ab}^2$  ( $a=m+1..n, b=m+1..n$ ) est non nulle. Il y a donc effectivement le même nombre  $m - n$  de bosons de jauge qui deviennent massifs.

Nous pouvons maintenant résumer les caractéristiques du mécanisme de Higgs. Bien que le potentiel des scalaires soit invariant de jauge, il possède des minima qui ne sont plus invariants. Dans l'état fondamental de la théorie les champs acquièrent des valeurs moyennes dans le vide non nulles qui brisent spontanément la symétrie. A chaque générateur brisé correspond un degré de liberté scalaire qui va être réabsorbé dans la masse des champs de jauge. Les autres degrés de liberté scalaires vont donner les degrés de liberté physiques : le ou les bosons de Higgs.

## Le mécanisme de Higgs et la masse des fermions

Dans notre lagrangien précédent, il n'était pas question des fermions. En fait, pour les inclure, il suffit d'ajouter le lagrangien décrivant leur propagation et l'interaction avec les bosons de jauge :

$$\mathcal{L}_{\text{fermion}} = \bar{\psi} i D_\mu \gamma^\mu \psi. \quad (1.34)$$

Ici nous n'avons pas mis de masse aux fermions. En effet leur masse devrait être engendrée par un terme  $-m\bar{\psi}\psi$ . Il ne viole pas les symétries du type  $SU(N)$  où les champs se transforment suivant :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow U\psi, \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}U^\dagger. \end{aligned} \quad (1.35)$$

Par contre, on peut définir une action de groupe qui viole la parité en agissant de façon différente sur les composantes droites et gauches des fermions obtenues par l'action des

---

<sup>3</sup>Sinon il existerait un vecteur  $\lambda^c$  tel que  $\lambda^c T_{ij}^c v_j = 0$ , le générateur  $\lambda^c T^c$  serait ainsi dans l'algèbre laissant le vide invariant ce qui est impossible par définition des  $T^c$ .

projecteurs  $\frac{1\pm\gamma^5}{2}$  :

$$\begin{aligned}
\psi_L &= \frac{1-\gamma^5}{2}\psi, \\
\psi_R &= \frac{1+\gamma^5}{2}\psi, \\
\bar{\psi}_L &= \overline{(\psi_L)} = \bar{\psi}\frac{1+\gamma^5}{2}, \\
\bar{\psi}_R &= \bar{\psi}\frac{1-\gamma^5}{2}.
\end{aligned} \tag{1.36}$$

Le champ  $\psi$  se décompose en  $\psi = \psi_L + \psi_R$  et le terme de masse se réécrit  $-m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$ . Ce terme viole par exemple la symétrie  $SU(N)_L$  qui transforme les champs suivants :

$$\begin{aligned}
\psi_L &\rightarrow U\psi_L, \\
\bar{\psi}_L &\rightarrow \bar{\psi}_L U^\dagger, \\
\psi_R &\rightarrow \psi_R, \\
\bar{\psi}_R &\rightarrow \bar{\psi}_R.
\end{aligned} \tag{1.37}$$

C'est pourquoi, une telle symétrie semble être incompatible avec l'existence de fermions massifs.

Mais nous avons vu, dans la partie précédente, que le mécanisme de Higgs permettait de donner une masse aux bosons de jauge sans violer la symétrie. En fait cette masse peut et doit être interprétée comme le résultat de l'interaction entre les bosons et l'état fondamental dans lequel le champ de Higgs développe une valeur moyenne non nulle,  $\langle \phi \rangle = v$ .

D'une manière extrêmement imagée, on peut percevoir le vide comme un milieu visqueux qui gênerait la propagation libre des particules, et ainsi leur donnerait une masse. La densité de ce milieu serait donnée par  $\langle \phi \rangle = v$  et les coefficients de frottement des bosons de jauge par les couplages de jauge  $g^a$ . Cette interprétation permet d'inférer que de la même façon, des fermions interagissant avec ce milieu subiront des frottements gênant leur propagation.

Il semble donc qu'il faille introduire (et c'est en fait naturel) un couplage, dit de Yukawa<sup>4</sup>, entre fermions et champ de Higgs. Le terme le plus simple invariant de Lorentz est trilineaire du type  $y\bar{\psi}\phi\psi + h.c.$  Par exemple dans le cas d'une symétrie  $SU(2)_L$  n'agissant que sur les fermions gauches et les champs de Higgs, un tel terme s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - y \overline{\begin{pmatrix} \psi_L^1 \\ \psi_L^2 \end{pmatrix}} \phi \psi_R^2 + h.c.. \tag{1.38}$$

A cause de la brisure spontanée de la symétrie, le champ de Higgs acquiert une valeur dans le vide :

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \tag{1.39}$$

---

<sup>4</sup>La terminologie couplage de Yukawa vient du fait qu'il fut le premier à étudier les propriétés d'une théorie où un champ scalaire interagit avec des fermions.

si bien que le fermion 2 acquiert une masse proportionnelle à la valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide,  $v$  et au couplage  $y$  (couplage de Yukawa) :

$$yv\psi_L^2\psi_R^2 + h.c. \quad (1.40)$$

Pour donner une masse au fermion 1, il suffit d'ajouter

$$\mathcal{L}'_{\text{Yukawa}} = - y' \overline{\begin{pmatrix} \psi_L^1 \\ \psi_L^2 \end{pmatrix}} \tilde{\phi} \psi_R^1 + h.c., \quad (1.41)$$

où  $\tilde{\phi}$  est défini par :

$$\tilde{\phi} = i\tau_2\phi^*. \quad (1.42)$$

Ainsi le mécanisme de Higgs semble être tout à fait approprié pour expliquer la masse des fermions dans le cadre d'une symétrie de jauge violant  $P$  comme c'est le cas avec  $SU(2)_L$ . Par contre il ne résout en aucune façon la question de la hiérarchie des masses des fermions connus ( $m_e \simeq 511 \text{ KeV}$ ,  $m_{top} \simeq 175 \text{ GeV}$ ) qui semble assez mystérieuse. Cette question est reportée à la question de la hiérarchie des couplages de Yukawa.

## 1.3 Le modèle standard et le boson de Higgs

Nous donnons ici une photographie du modèle, tel qu'il est connu actuellement. Dans quelques années, cette description sera certainement affinée. Les résultats expérimentaux récents sur les oscillations de neutrinos [12] indiquent qu'il faudra probablement au moins y incorporer l'existence de neutrinos massifs.

### 1.3.1 Les ingrédients du modèle

#### Les groupes de jauge du modèle

Les groupes de jauge sont  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  et  $SU(3)_C$ . Le  $L$  indique que le groupe  $SU(2)$  n'a une représentation non triviale que sur les fermions de chiralité gauche et le  $C$  du groupe  $SU(3)$  rappelle qu'on appelle couleurs les charges de Noether de ce groupe. La charge associée au groupe  $U(1)$  est l'hypercharge faible  $Y$ . Le nombre de générateurs de  $SU(N)$  est  $N^2 - 1$ , et il n'y a qu'un générateur pour  $U(1)$ . Donc le nombre de champs de jauge est 3 pour  $SU(2)$ , 1 pour  $U(1)$  et il y a 8 bosons vecteurs, les gluons, pour  $SU(3)_C$ . Par souci de simplification on ignore dans la suite le groupe  $SU(3)_C$  de l'interaction forte. La dérivée covariante s'écrit ainsi

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i - i\frac{1}{2}g'YB_\mu \text{ (fermions gauches et champ de Higgs)}, \quad (1.43)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{1}{2}g'YB_\mu \text{ (fermions droits)}. \quad (1.44)$$

Les générateurs de  $SU(2)_L$  sont les matrices de Pauli

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \text{ et } \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.45)$$

vérifiant les relations de commutation

$$\left[\frac{\tau^i}{2}, \frac{\tau^j}{2}\right] = i\epsilon^{ijk}\frac{\tau^k}{2}. \quad (1.46)$$

### Les constituants fondamentaux de la matière

Ce sont les particules obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. On sépare ces fermions en deux catégories :

1. Les quarks ressentent l'interaction forte car ils portent une des trois charges de couleur ; ils appartiennent donc à une représentation de dimension 3 de  $SU(3)$ .
2. Les leptons n'ont pas de couleur.

Quarks et leptons ressentent l'interaction électrofaible. Les fermions gauches sont associés en doublets de  $SU(2)_L$ , les fermions droits sont des singulets pour ce groupe. D'autre part, chaque fermion est caractérisé aussi par son hypercharge faible  $Y$ . On le verra par la suite, elle est liée à la charge électrique,  $Q$ , et la troisième charge de  $SU(2)$ ,  $T_3$ , par la relation  $2Q = Y + 2T_3$ .

	fermion			charges associées		
	1ère génération	2ème génération	3ème génération	$T_3$	$Y$	$Q$
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$-1$ $-1$	$0$ $-1$
	$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	$0$	$-2$	$-1$
Quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$ $+\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
	$u_R$	$c_R$	$t_R$	$0$	$+\frac{4}{3}$	$+\frac{2}{3}$
	$d_R$	$s_R$	$b_R$	$0$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

### Le champ de Higgs

Le champ de Higgs est un doublet sous  $SU(2)_L$  :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

et a pour hypercharge  $Y = 1$ . Le potentiel associé est

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (1.48)$$

### 1.3.2 Brisure de la symétrie électrofaible

La minimisation du potentiel nécessite que le champ acquière une valeur moyenne dans le vide non nulle

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.49)$$

Ce minimum ne brise pas complètement la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)$  car pour le générateur  $Q = Y/2 + T_3 = Y/2 + \tau_3/2$ , on peut constater que  $Q \langle \phi \rangle = 0$ . Le vide demeure donc invariant sous les symétries générées par  $Q$  qui constituent le groupe de jauge  $U(1)_{em}$  de l'électromagnétisme <sup>5</sup>.

On reparamètre le champ de Higgs en

$$\phi = e^{-i\frac{1}{2}\tau^i \xi^i} \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.50)$$

On voit qu'on peut faire disparaître les champs  $\xi$  en choisissant la transformation de jauge :

$$U = e^{+i\frac{1}{2}\tau^i \xi^i}. \quad (1.51)$$

Ce choix de jauge brise l'invariance sous  $SU(2)_L \times U(1)$  et donne une masse à 4 générateurs - 1 symétrie résiduelle = 3 bosons de jauge. Pour le vérifier, il suffit de réécrire le terme cinétique du champ de Higgs évalué en  $\phi = \langle \phi \rangle$  :

$$D_\mu(\phi)^\dagger D^\mu(\phi) \Big|_{\phi=\langle\phi\rangle}. \quad (1.52)$$

Dans le modèle standard, le champ de Higgs est un doublet sous  $SU(2)$  On peut essayer de rester ici un peu plus général en utilisant une représentation d'isospin  $T$  et de dimension  $2T + 1$ . On utilise les générateurs  $T_i$  de cette représentation en rappelant qu'on a la relation  $T_1^2 + T_2^2 + T_3^2 = T(T + 1)$ . Ils s'identifient aux  $\frac{\tau_i}{2}$  dans le cas d'une représentation de dimension deux. On peut en outre poser :

$$T_\pm = \frac{T_1 \pm iT_2}{\sqrt{2}}, \quad (1.53)$$

$$W_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \mp iW_2). \quad (1.54)$$

On constate que

$$T_i W_i = T_3 W_3 + (T_+ W_+ + T_- W_-), \quad (1.55)$$

$$T_- T_+ + T_+ T_- = T_1^2 + T_2^2 = T(T + 1) - T_3^2. \quad (1.56)$$

---

<sup>5</sup>Un autre choix de minimum  $|\langle \phi \rangle| = \frac{v}{\sqrt{2}}$  peut s'écrire  $\langle \phi \rangle = U \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$  où  $U$  est une transformation de  $SU(2)$ . Si l'on choisit un tel minimum il faut redéfinir la charge électrique par  $Q = \frac{1}{2}(U\tau_3 U^\dagger + Y)$  pour retrouver l'électromagnétisme.



D'autre part, le vide est électriquement neutre, si bien que  $T_3 = -Y/2$  pour le champ de Higgs. L'opérateur  $T_+$  étant nilpotent les produits d'opérateurs du type  $T_+^2$  ou  $T^+.Y$  ont des valeurs moyennes dans le vide nulles. On obtient donc :

$$\begin{aligned}
 D_\mu(\phi)^\dagger D^\mu(\phi)|_{\phi=\langle\phi\rangle} &= \langle\phi\rangle^\dagger \left( gW_i T_i + g' \frac{Y}{2} B_\mu \right)^2 \langle\phi\rangle \\
 &= \langle\phi\rangle^\dagger \left( gW_+ T_+ + gW_- T_- + gW_3 T_3 + g' \frac{Y}{2} B \right)^2 \langle\phi\rangle \\
 &= \langle\phi\rangle^\dagger \left[ g^2 (T_+ T_- + T_- T_+) W_- W_+ + \left( gW_3 T_3 + g' \frac{Y}{2} B \right)^2 \right] \langle\phi\rangle \\
 &= \langle\phi\rangle^\dagger \left[ g^2 \left( T(T+1) - \frac{Y^2}{4} \right) W_- W_+ + \frac{Y^2}{4} (-gW_3 + g'B)^2 \right] \langle\phi\rangle \\
 &= \langle\phi\rangle^\dagger \left[ g^2 \left( (T(T+1) - \frac{Y^2}{4}) W_- W_+ \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{g^2 + g'^2}{4} Y^2 \left( \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_3 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B \right)^2 \right) \right] \langle\phi\rangle. \quad (1.57)
 \end{aligned}$$

Si maintenant nous utilisons  $\langle\phi\rangle = v/\sqrt{2}$ ,  $T = 1/2$  et  $Y^2 = 1$ , il reste

$$D_\mu(\phi)^\dagger D^\mu(\phi)|_{\phi=\langle\phi\rangle} = \frac{v^2}{4} g^2 W_- W_+ + \frac{g^2 + g'^2}{4} \frac{v^2}{2} \left( \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_3 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B \right)^2. \quad (1.58)$$

Le champ chargé  $W$  a donc une masse

$$M_W = g \frac{v}{2} \quad (1.59)$$

et le champ réel  $Z$  qui est défini par

$$Z = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_3 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B = \cos \theta_W W_3 - \sin \theta_W B \quad (1.60)$$

a pour masse

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} \quad (1.61)$$

tandis que la combinaison orthogonale

$$A = \sin \theta_W W_3 + \cos \theta_W B \quad (1.62)$$

est sans masse et s'identifie au photon.

On peut maintenant remarquer que les équations 1.59 et 1.61 relient les masses des bosons et l'angle de Weinberg,  $\theta_W$  :

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W M_Z^2} = 1. \quad (1.63)$$

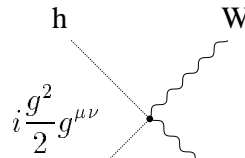
Mais le résultat de 1.57 reste valide dans un modèle plus général avec plus de champs de Higgs et des valeurs dans le vide  $v_i$  pour les champs réels. Il faut simplement sommer les contributions des champs  $i$  qui peuvent appartenir à des représentations de dimensions différentes. On trouve donc :

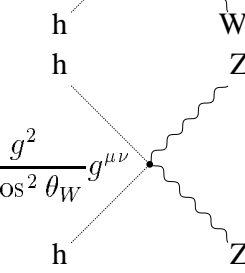
$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W M_Z^2} = \frac{\sum_i (4T_i(T_i + 1) - Y_i^2) v_i^2}{\sum_i Y_i^2 v_i^2}, \quad (1.64)$$

où  $T_i$  et  $Y_i$  représentent l'isospin et l'hypercharge du champ  $i$ . La valeur de  $\rho$  est connue expérimentalement et vaut 1 aux corrections radiatives près. La relation 1.64 restreint donc fortement le nombre de façons d'avoir un secteur de Higgs compatible avec l'expérience. On peut noter que  $\rho = 1$  est satisfait dans un modèle avec un nombre quelconque de doublets pour lesquels nécessairement  $|Y_i| = 2T_i = 1$ . Le MSSM dont il va être question en 1.4 et qui constitue le cadre de recherche de ce mémoire, est justement un modèle à deux doublets. Notons qu'ajouter des singulets de jauge ( $T_i = 0$ ) à un modèle à plusieurs doublets ne modifie pas la valeur  $\rho = 1$ .

### 1.3.3 Couplages du Higgs aux bosons de jauge

En remplaçant le terme  $v^2$  de 1.58 par  $(h + v)^2$ , on obtient les termes suivants qui s'interprètent comme des termes d'interaction entre Higgs et bosons de jauge :

terme  $\frac{g^2}{4} h^2 W_\mu^+ W^{-\mu}$       couplage :  (1.65)

terme  $\frac{g^2 + g'^2}{4} \frac{h^2}{2} Z_\mu Z^\mu$       couplage :  (1.66)

terme  $\frac{g^2}{4} 2hv W_\mu^+ W^{-\mu}$       couplage :  (1.67)

terme  $\frac{g^2 + g'^2}{4} \frac{2hv}{2} Z_\mu Z^\mu$       couplage :  (1.68)

### 1.3.4 Couplages du Higgs aux fermions et matrice CKM

Le champ de Higgs est couplé aux fermions par les termes de Yukawa dont il a déjà été question page 11. Comme il existe trois générations de fermions, ces couplages sont en fait des matrices  $3 \times 3$  agissant sur des vecteurs dits états propres de l'interaction faible :  $\nu = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ ,  $E = (e, \mu, \tau)$ ,  $U = (u, c, t)$  et  $D = (d, s, b)$ . En posant  $L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ E_L \end{pmatrix}$  et  $Q = \begin{pmatrix} U_L \\ D_L \end{pmatrix}$ , la partie du lagrangien concernant les fermions s'écrit ainsi

$$\mathcal{L}_f = i\bar{L}D_\mu\gamma^\mu L + i\bar{E}_R D_\mu\gamma^\mu E_R + i\bar{Q}D_\mu\gamma^\mu Q + i\bar{U}_R D_\mu\gamma^\mu U_R + i\bar{D}_R D_\mu\gamma^\mu D_R - (y_e\bar{L}\phi E_R + y_d\bar{Q}\phi D_R + y_u\bar{Q}\tilde{\phi}U_R + h.c.). \quad (1.69)$$

En utilisant la même paramétrisation qu'en 1.50, les termes de Yukawa font apparaître à la fois les masses des fermions et les interactions avec le boson de Higgs  $h$  :

$$\mathcal{L}_m = -y_e\bar{E}_L\frac{v+h}{\sqrt{2}}E_R - y_d\bar{D}_L\frac{v+h}{\sqrt{2}}D_R - y_u\bar{U}_L\frac{v+h}{\sqrt{2}}U_R + h.c.. \quad (1.70)$$

En fait, les  $y_a$  n'ont pas de raison *a priori* d'être diagonaux. Mais ils peuvent être diagonalisés en les  $y'_a$  à l'aide de transformations biunitaires,  $y_a \rightarrow \tilde{y}'_a = S_a y_a T_a^\dagger$ , qui impliquent une redéfinition des champs de fermions :

$$\begin{aligned} E'_L &= S_e E_L, & E'_R &= T_e E_R, \\ D'_L &= S_d D_L, & D'_R &= T_d D_R, \\ U'_L &= S_u U_L, & U'_R &= T_u U_R. \end{aligned} \quad (1.71)$$

Ceux-ci ont pour masse les  $\frac{v}{\sqrt{2}}y'_{a ii}$  ( $a = e, u, d; i = 1, 2, 3$ ) comme on peut le lire en réécrivant :

$$\mathcal{L}_Y = -y'_e\bar{E}'_L\frac{v+h}{\sqrt{2}}E'_R - y'_d\bar{D}'_L\frac{v+h}{\sqrt{2}}D'_R - y'_u\bar{U}'_L\frac{v+h}{\sqrt{2}}U'_R + h.c.. \quad (1.72)$$

Les couplages de Yukawa sont en fait connus à partir des valeurs expérimentales des masses des fermions puisqu'on obtient finalement  $y_f = \sqrt{2}\frac{m_f}{v} = \sqrt{2}\frac{g}{2}\frac{m_f}{m_W}$ . Le vertex d'interaction est donc :

terme  $-\frac{y_f}{\sqrt{2}}h\bar{f}f$       couplage :  $-i\frac{g}{2}\frac{m_f}{m_W}$       (1.73)

Deux conclusions simples et néanmoins importantes peuvent être tirées de cette expression :

1. Les fermions se couplent au boson de Higgs proportionnellement à leur masse. Pour les recherches au LEP qui s'effectuent aux alentours de  $m_h \simeq 100 \text{ GeV}/c^2$ ,  $h \rightarrow t\bar{t}$ ,  $h \rightarrow ZZ$  et  $h \rightarrow W^+W^-$  sont cinématiquement interdits. Les fermions les plus lourds cinématiquement accessibles sont les quarks beaux et les leptons  $\tau$ . Le boson de Higgs se désintègre donc principalement en paires  $b\bar{b}$  et  $\tau^+\tau^-$ .

2. Les couplages des fermions au Higgs sont réduits d'un facteur  $m_f/m_W$  par rapport aux couplages de jauge. Ainsi la section efficace de production  $e^+e^- \rightarrow h$  est supprimée d'un facteur  $\approx m_e^2/m_W^2$  par rapport à la production de  $Z$  réalisée au LEP. La production directe de Higgs est donc impossible avec des électrons. Par contre, la production directe par un collisionneur  $\mu^+\mu^-$  est envisageable. Un tel projet est par exemple décrit dans la référence [14].

L'écriture du lagrangien en termes des états propres de masse est identique à celle écrite en termes des états propres d'interaction à une exception près : les courants chargés ne sont plus diagonaux car le terme

$$\overline{Q}(gW_\mu^+T^+ + gW_\mu^-T^-)\gamma^\mu Q = g\overline{U}_LW_\mu^+\gamma^\mu D_L + g\overline{D}_LW_\mu^-\gamma^\mu U_L$$

se réécrit en

$$g\overline{U}'_LW_\mu^+\gamma^\mu(S_uS_d^\dagger)D'_L + g\overline{D}'_L(S_uS_d^\dagger)W_\mu^-\gamma^\mu U'_L,$$

ce qui implique des courants chargés changeant la famille des quarks. La matrice unitaire  $(S_uS_d^\dagger)$  est appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.74)$$

Expérimentalement, les termes diagonaux sont voisins de 1 et les termes non diagonaux sont d'autant plus faibles qu'ils sont éloignés de la diagonale. Cette hiérarchie des couplages a des conséquences pratiques pour la recherche du Higgs au LEP décrites en 3.3.1 et 4.1.

### 1.3.5 Rapports d'embranchement

La connaissance de ses couplages aux fermions et aux bosons de jauge permet de calculer les rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse inconnue.

La largeur partielle de désintégration en leptons est donnée par

$$\Gamma(h \rightarrow l^+l^-) = \frac{G_F m_l^2}{4\sqrt{2}\pi} m_h. \quad (1.75)$$

Naïvement on s'attendrait à ce que la même formule multipliée par un facteur 3 de couleur donne la largeur partielle de désintégration en quarks lourds. En fait elle s'écrit en tenant compte des corrections QCD à l'ordre  $\alpha_s^2$  [15] :

$$\Gamma(h \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3G_F^2}{4\sqrt{2}\pi} m_q^2(m_h) m_h \left( 1 + 5.67 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right) + (35.94 - 1.36N_F) \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \right), \quad (1.76)$$

où  $N_F$  est le nombre effectif de saveurs de quark à l'échelle considérée (ici  $N_F = 5$ ). La correction QCD la plus notable vient de l'utilisation de la masse courante  $m_q(m_h)$  (schéma  $\overline{MS}$ ) qui est plus faible que la masse physique. En effet, pour les quarks beaux  $m_b(100 \text{ GeV}) \simeq 3 \text{ GeV}/c^2$  alors que  $m_b^{phys} \simeq 4.5 \text{ GeV}/c^2$  et pour les quarks charmés  $m_c(100 \text{ GeV}) \simeq 0.7 \text{ GeV}/c^2$  alors que  $m_c^{phys} \simeq 1.4 \text{ GeV}/c^2$ .

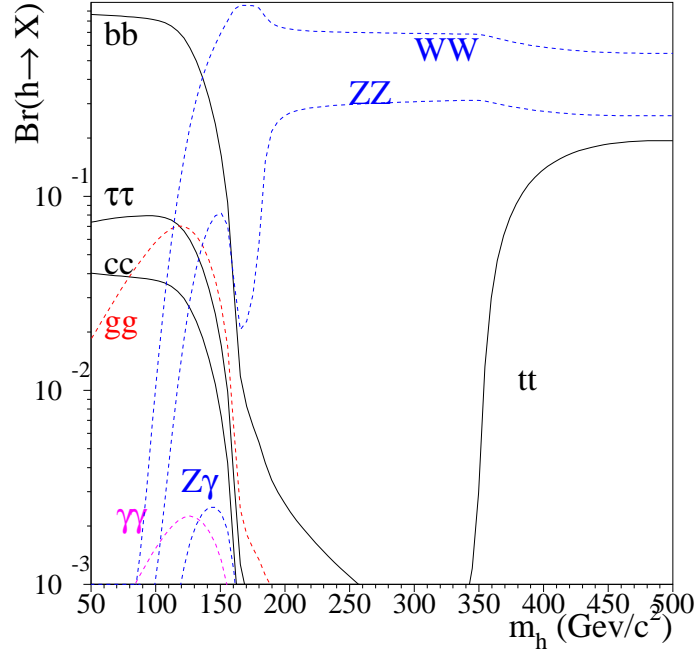


FIG. 1.2: Les rapports d'embranchement du boson de Higgs standard en fonction de sa masse (calculés avec HDECAY [15]). Pour  $m_h=100$  GeV/c<sup>2</sup>, le Higgs se désintègre à 82% en  $b\bar{b}$ , 7.9% en  $\tau^+\tau^-$ , et 9.2% en  $c\bar{c}$  et gluon-gluon.

Le Higgs peut aussi se désintégrer en paire de bosons de jauge  $WW$  et  $ZZ$ . Pour des bosons sur couche de masse on trouve :

$$\Gamma(h \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F^2}{8\sqrt{2}\pi} m_h^3 \beta \left( \beta^2 - \frac{3}{4}(1 - \beta^2)^2 \right), \quad (1.77)$$

$$\Gamma(h \rightarrow ZZ) = \frac{G_F^2}{16\sqrt{2}\pi} m_h^3 \beta \left( \beta^2 - \frac{3}{4}(1 - \beta^2)^2 \right), \quad (1.78)$$

où  $\beta = 1 - 4\frac{m_{W,Z}^2}{m_h^2}$  est la vélocité des bosons dans l'état final.

A cause de ces canaux, la largeur du Higgs croît rapidement comme  $m_h^3$  à partir du seuil ( $m_h > 2 \times m_{Z,W}$ ). Cette largeur est approximativement égale à la masse  $m_h$  si  $m_h \simeq 1.4$  TeV et la notion de particule s'applique alors difficilement au boson de Higgs. Juste en deçà du seuil, pour  $m_h \gtrsim 120$  GeV/c<sup>2</sup>, la force du couplage (Higgs)-(boson de jauge) compense la suppression due à la production hors couche et les largeurs  $\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)$ ,  $\Gamma(h \rightarrow WW^*)$  sont comparables aux largeurs en fermions.

Le Higgs peut aussi se désintégrer via des boucles en paire de gluons  $gg$ , paire de photons  $\gamma\gamma$ , paire  $Z\gamma$ . Ces canaux sont sensibles à une nouvelle physique, au delà du modèle standard, pour laquelle de nouvelles particules courent dans les boucles.

Les rapports d'embranchement en fonction de la masse du Higgs sont représentés sur la figure 1.2 qui tient aussi compte des désintégrations hors couche de masse en  $ZZ^*$

et  $WW^*$ . Pour le domaine cinématiquement accessible au LEP (aux alentours de 100 GeV/c<sup>2</sup>), le Higgs se désintègre principalement en quarks beaux et en leptons tau. Les largeurs  $\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)$ ,  $\Gamma(h \rightarrow WW^*)$  et  $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$  ne jouent pas de rôle pour la sensibilité du LEP, mais ces canaux sont les plus importants pour la recherche de bosons de Higgs au futur LHC.

### 1.3.6 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs standard

La masse du boson de Higgs est *a priori* un paramètre inconnu du modèle standard. Il existe cependant un certain nombre de raisons théoriques qui contraignent cette masse à être à la portée expérimentale des collisionneurs actuels (au LEP, sensibilité à  $m_h \simeq 110$  GeV/c<sup>2</sup>) ou futurs (au LHC sensibilité à  $m_h \lesssim 1000$  GeV/c<sup>2</sup>).

#### Stabilité du vide et “Trivialité”

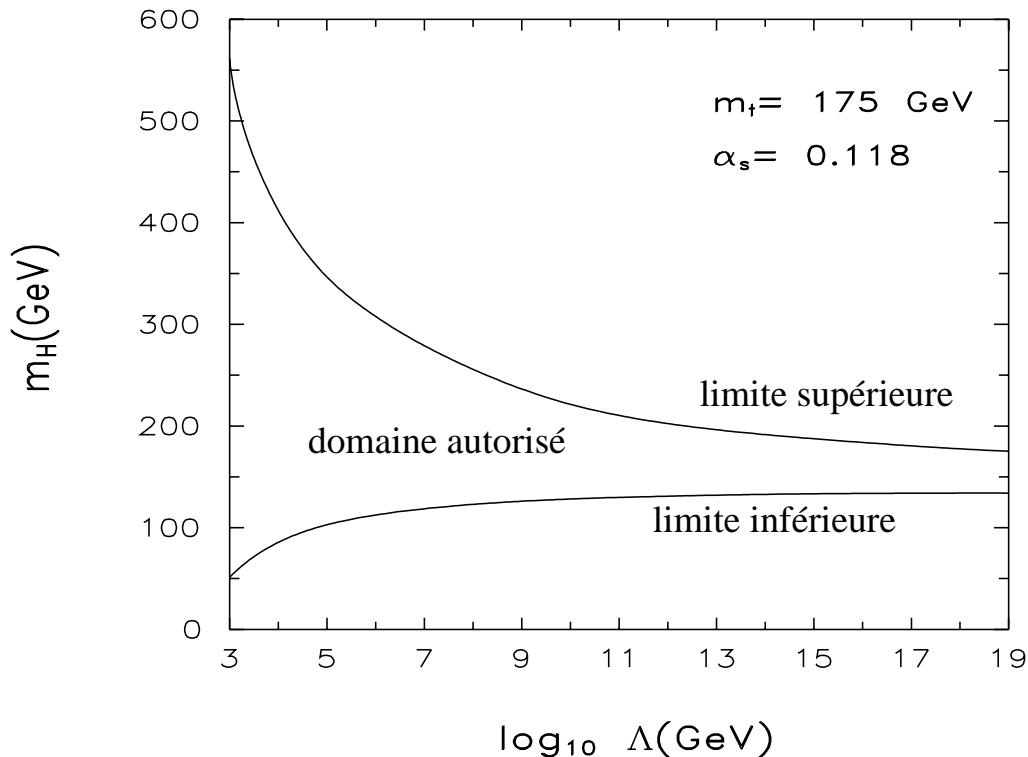


FIG. 1.3: Limites sur la masse du boson de Higgs standard obtenues par les arguments de “trivialité” (courbe supérieure) et de stabilité (courbe inférieure) en fonction de l’échelle d’énergie à laquelle apparaît une nouvelle physique. Cette figure est extraite de [16].

Les équations du groupe de renormalisation à une boucle pour l’autocouplage du Higgs,  $\lambda$ , sont [18] :

$$\frac{d}{dt}\lambda(t) = \frac{1}{16\pi^2}(12\lambda^2 + 6\lambda h_t^2 - 3h_t^4 + \text{termes en } g_1, g_2, g_3) \quad (1.79)$$

où  $t = \log Q^2 - \log Q_0^2$  donne l'échelle d'énergie  $Q$  par rapport à une échelle de référence  $Q_0$ .  $h_t$  est le couplage de Yukawa du top. On peut étudier le comportement de cette équation dans deux régimes.

1. "Trivialité."

Si les premiers termes en  $\lambda$  sont dominants, l'autocouplage croît avec l'échelle d'énergie. Or, le calcul de l'équation 1.79 n'est valide que dans un régime perturbatif, c'est-à-dire lorsque  $\lambda$  reste petit ( $\lambda/4\pi < 1$ ). Si l'on veut que l'équation reste valide jusqu'à une échelle d'énergie  $Q = \Lambda$  à laquelle une physique inconnue peut apparaître, il faut que  $\lambda(Q^2 = v^2)$  soit suffisamment petit, c'est-à-dire que la masse du Higgs soit suffisamment petite. On obtient ainsi une borne supérieure sur la masse qui est donc une fonction décroissante de l'échelle jusqu'à laquelle on veut que la théorie reste valide.

2. Stabilité.

À cause du terme négatif dans l'équation 1.79, dû au couplage de Yukawa du top, il se peut que le terme de droite s'annule et devienne négatif.  $\lambda$  se met à décroître avec l'échelle d'énergie. S'il s'annule, cela signifie que le potentiel effectif du champ de Higgs en fonction de la valeur moyenne  $\langle \phi \rangle$  présente un maximum puis décroît. S'il décroît trop, le potentiel peut présenter des valeurs plus petites que le minimum électrofaible, ce qui signifie que ce vide est instable. Bien sûr, ces calculs ne sont valides que jusqu'à l'échelle  $\Lambda$  d'une nouvelle physique. Pour que le comportement de  $\lambda$  ne déstabilise pas la théorie avant l'échelle  $Q = \Lambda$ , il faut une valeur de  $\lambda(Q^2 = v^2)$  suffisamment grande. On obtient ainsi une limite inférieure du couplage  $\lambda(Q^2 = v^2)$ , c'est-à-dire de la masse du boson de Higgs, d'autant plus contraignante que  $\Lambda$  est grand.

Les résultats incluant des calculs aux ordres supérieurs [16] permettent d'aboutir aux mêmes conclusions : un boson de Higgs trop lourd conduit à une théorie non perturbative (ce qui est désagréable car on ne sait plus faire les calculs mais n'est pas interdit), tandis qu'un boson de Higgs trop léger déstabilise l'état fondamental. Il est important de souligner que, selon [16], un boson de Higgs découvert au LEP ( $m_h \lesssim 130$  GeV) invaliderait le modèle standard au sens strict, c'est-à-dire sans nouvelle physique entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck. Ces résultats sont résumés sur la figure 1.3.

### Unitarité de la diffusion élastique $W_L^+ W_L^-$

Si on calcule l'amplitude de l'onde partielle ( $J = 0$ ) du processus de diffusion élastique  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  en incluant tous les diagrammes à l'ordre des arbres, on trouve, dans la limite où la masse  $m_h$  est très grande devant l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  [18] :

$$a_0 = -\frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} m_h^2. \quad (1.80)$$

Cette amplitude viole l'unitarité qui nécessite :  $|Re(a_J)| < \frac{1}{2}$ . On obtient ainsi une borne supérieure  $m_h < 850$  GeV/ $c^2$ . Cette valeur reste valide à une centaine de GeV/ $c^2$  près si on raffine le calcul, par exemple en incluant les ordres supérieurs.

En fait, la masse limite obtenue correspond à un autocouplage  $\lambda$  élevé, si bien qu'on l'interprète généralement comme la masse à partir de laquelle l'interaction  $WW$  à l'échelle du TeV devient forte et ne peut plus correctement être décrite par la théorie des perturbations. Dans ce cas, on s'attend à de nouveaux effets physiques qui se manifesteraient à l'échelle du TeV : par exemple, une résonance [17] dans la diffusion  $WW$ , analogue à la résonance  $\rho$  qui apparaît dans les diffusions  $\pi\pi$  et qui résulte des interactions fortes.

### 1.3.7 Contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs standard

Ce sont en fait les contraintes expérimentales qui apportent le plus d'informations sur la masse du Higgs. Les recherches directes excluent des Higgs trop légers, et les mesures de précision électrofaibles des Higgs trop lourds.

#### Recherche directe avant la mise en service du LEP

Depuis le début des années 70, les physiciens ont essayé de mettre en évidence le boson de Higgs. Les références [18, 20] décrivent ces expériences et nous donnons ici un bref résumé. Les premières expériences reposent sur l'idée que si le Higgs est très léger, ( $m_h$  inférieure à quelques  $\text{MeV}/c^2$ ), il participe de façon visible aux processus physiques de cette échelle que sont les transitions nucléaires. Il a donc été recherché dans certaines réactions nucléaires et aussi dans les transitions X des atomes muoniques. Les recherches se sont avérées infructueuses.

Pour des masses plus grandes, si le Higgs est produit dans une désintégration de méson, la présence de ses produits de désintégrations modifie l'état final et donc les rapports d'embranchement apparents de ce méson. Entre 10 et 100  $\text{MeV}/c^2$ , le boson de Higgs est exclu par l'étude des désintégrations du pion chargé. Ce sont ensuite les études des désintégrations des hadrons beaux qui permettent de l'exclure jusqu'à environ 2.5  $\text{GeV}/c^2$  (fin des années 80).

#### Recherche directe dans la phase LEP1

La production de Higgs par le processus de Higgs-strahlung décrit dans la section 3.2.1 a été recherchée au cours de la phase LEP1 (1989-1995). Cette recherche se différencie de ce qui est fait à LEP2 sur deux points :

- L'énergie dans le centre de masse étant de 91 GeV, le Higgs recule contre un  $Z^0$  virtuel. On ne peut donc pas utiliser le fait que le Higgs recule contre un système de masse  $\simeq 91 \text{ GeV}/c^2$  pour reconstruire sa masse.
- A cause de la section efficace résonnante du  $Z$  et du très grand nombre d'événements hadroniques, la signature à quatre jets est noyée sous le bruit de fond. Le Higgs n'est donc recherché que dans les états finals  $h\ell\ell$  et  $h\nu\bar{\nu}$  dont il est question en 3.2.4.

Puisqu'aucun boson de Higgs n'a été observé, les résultats infructueux de la recherche ont permis d'établir une limite à 95% de niveau de confiance sur sa masse. Dans ALEPH,



cette limite est [21] :

$$m_h > 63.9 \text{ GeV}/c^2. \quad (1.81)$$

### Recherche directe dans la phase LEP2 jusqu'à 172 GeV

Au début de la phase LEP2, les canaux dont il est question en 3.2.4 ont fait l'objet de recherches. La différence majeure provient du bruit de fond  $ZZ$  (*cf.* 3.3.2), qui avait alors une faible section efficace car les deux  $Z$  ne pouvaient être produits simultanément sur couche de masse. La luminosité intégrée enregistrée étant de  $10.9 \text{ pb}^{-1}$ ,  $1.1 \text{ pb}^{-1}$  et  $9.5 \text{ pb}^{-1}$  aux énergies respectives dans le centre de masse de 161 GeV, 170 GeV et 172 GeV, les limites obtenues à 95% de niveau de confiance dans ALEPH sont [23] :

$$m_h > 69.4 \text{ GeV}/c^2, \quad (1.82)$$

$$m_h > 70.7 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{si on combine avec les résultats LEP1.} \quad (1.83)$$

### Mesures précises des paramètres électrofaibles

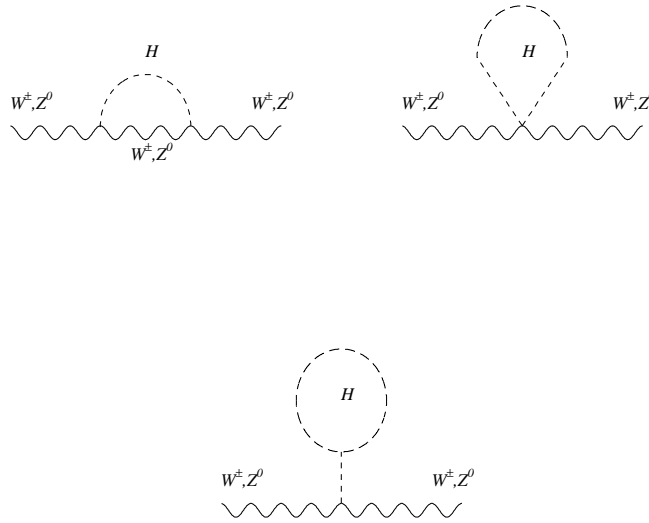


FIG. 1.4: Contributions du Higgs aux corrections radiatives aux propagateurs des bosons de jauge.

Si on se limite à une boucle le boson de Higgs modifie les énergies propres des bosons de jauge par les diagrammes de la figure 1.4. Il contribue donc à  $\Delta\rho = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}$ . D'après le théorème d'écrantage de Veltman, la dépendance de  $\Delta\rho$  en fonction de  $m_h$  est faible et on trouve [19] :

$$\Delta^h \rho \simeq -\frac{\sqrt{2}G_F m_W^2}{16\pi^2} \frac{11}{3} \tan^2 \theta_W \left( \ln \frac{m_h^2}{m_W^2} - \frac{5}{6} \right) \quad (1.84)$$

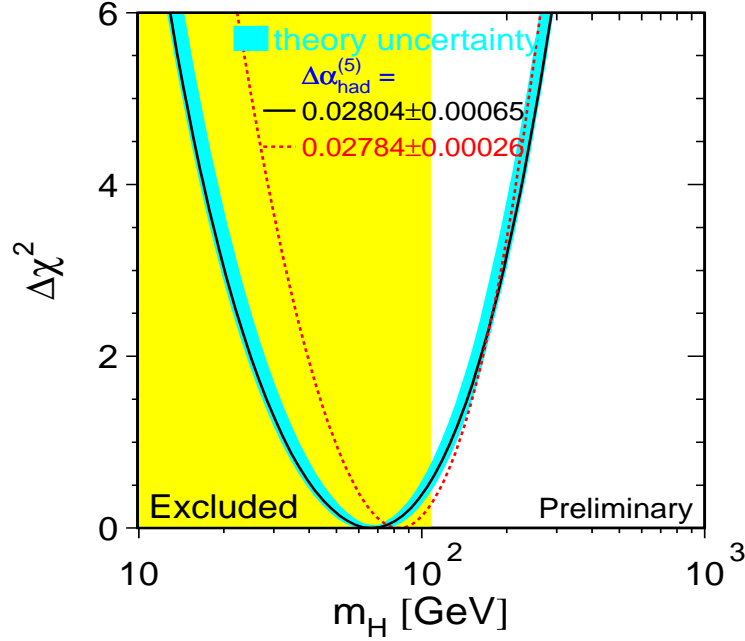


FIG. 1.5: Résultats de l’ajustement des mesures des paramètres électrofaibles [24] donnés aux conférences de l’hiver 2000. La partie grisée représente le domaine de masse exclu par la combinaison, détaillée dans le dernier chapitre, des recherches directes des quatre expériences LEP jusqu’à  $\sqrt{s}=202$  GeV. La courbe pointillée correspond à une détermination récente [26] de la contribution des hadrons aux corrections quantiques des couplages électrofaibles. La courbe continue correspond à la détermination plus ancienne [25].

pour  $m_h \gg m_W$  et  $\Delta^h \rho \simeq 0$  pour  $m_h \simeq m_W$  ou  $m_h < m_W$ . L’influence du Higgs est donc faible contrairement à celle du top qui est quadratique,

$$\Delta^{top} \rho \simeq 3 \frac{\sqrt{2} G_F}{16\pi^2} m_{top}^2, \quad (1.85)$$

et a permis de mesurer indirectement sa masse peu avant sa découverte [53]. Ainsi, malgré la très grande précision des mesures, l’ajustement des observables électrofaibles présenté aux conférences d’hiver 2000 (figure 1.5) contraint assez faiblement la masse du Higgs. Il indique néanmoins qu’il peut être découvert au LEP, et si ce n’est pas le cas, il le sera dans la prochaine phase de fonctionnement du Tevatron ou au futur collisionneur LHC :

$$m_h = 67_{-33}^{+60} \text{ GeV}/c^2, \quad (1.86)$$

$$m_h < 188 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{à 95\% de niveau de confiance.} \quad (1.87)$$

### 1.3.8 Divergences quadratiques

Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs font intervenir les diagrammes à une boucle de fermions tels que celui de la figure 1.6. Un tel diagramme contribue à

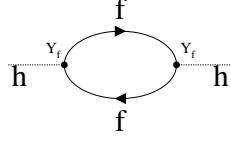


FIG. 1.6: Diagramme à une boucle de fermion intervenant dans le calcul de la fonction de Green à deux points du champ scalaire  $h$ . Son degré de divergence superficiel est 2.

l'auto-énergie du Higgs selon [37] :

$$\Pi_{hh}^f(p) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left( (iy_f) \frac{i}{\not{k} - m_f} (iy_f) \frac{i}{\not{k} - \not{p} - m_f} \right). \quad (1.88)$$

Le terme dominant à impulsion entrante  $p$  nulle s'écrit

$$\Pi_{hh}^f(0) \approx -4y_f^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_f^2}. \quad (1.89)$$

Il diverge quadratiquement en fonction de l'échelle  $\Lambda$  introduite pour régulariser l'intégrale :

$$4y_f^2 \int^\Lambda \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_f^2} \sim \Lambda^2. \quad (1.90)$$

Pour compenser la divergence, il faut ajouter au lagrangien un contre-terme du même ordre de grandeur,  $\delta_{m_h^2} \sim \Lambda^2$ , tel que la masse physique du Higgs résulte de la différence entre ce contre-terme et l'intégrale régularisée.

Cette procédure de renormalisation s'interprète physiquement de la façon suivante. A partir de l'échelle  $\Lambda$  le modèle standard n'est plus valide et des effets physiques inconnus apparaissent. Comme ils sont inconnus, nous ne savons pas comment modifier de manière adéquate l'intégrande de 1.88 au-delà de  $\Lambda$ , ce qui nous oblige d'une part à effectuer la coupure, et d'autre part à ajouter un contre-terme qui simule l'effets de cette nouvelle physique.

Dans le cadre du modèle standard,  $\Lambda$  est traditionnellement donnée par la masse de Planck,  $\Lambda = M_{\text{Pl}} \approx 10^{19}$  GeV, échelle à laquelle les effets gravitationnels ne sont plus négligeables. La masse du Higgs (et l'échelle électrofaible) résulterait ainsi de la compensation de deux termes d'ordre  $M_{\text{Pl}}^2$  qui lui sont supérieurs de 30 ordres de grandeur.

Cet ajustement numérique fin (*fine-tuning*) entre les effets physiques à basse et à haute énergie paraît extrêmement peu naturel et constitue ainsi une faille majeure du modèle standard. Il laisse à penser que c'est une théorie effective à basse énergie et qu'une nouvelle physique doit apparaître à une échelle très proche de l'échelle électrofaible  $\approx 1$  TeV. Ce problème est aussi appelé problème de hiérarchie, car la coexistence de deux échelles différentes,  $M_Z \ll M_{\text{Pl}}$  paraît impossible à cause des divergences quadratiques. Nous allons voir qu'il est résolu par la Supersymétrie.

## 1.4 Le secteur de Higgs du Modèle Supersymétrique Minimal

La Supersymétrie s'est imposée depuis une vingtaine d'années comme une alternative au modèle standard car elle en résout certains problèmes et présente des aspects particulièrement séduisants. Nous donnons d'abord une introduction qui décrit brièvement la Supersymétrie et certaines de ses propriétés avant de décrire le secteur de Higgs du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM).

### 1.4.1 La supersymétrie et le MSSM

Les physiciens des années soixante ont cherché à intégrer les groupes de symétrie internes décrivant les classifications des particules aux groupes de symétrie de l'espace temps (Groupe de Poincaré). Cela a abouti à une série de théorèmes "No-go" qui semblaient rendre vaine toute tentative. Le plus célèbre est le théorème de Coleman-Mandula [27]. Il stipule que dans une théorie en interaction, les seules charges conservées non triviales sous le groupe de Poincaré sont les générateurs de ce groupe, c'est-à-dire le moment cinétique,  $M_{\mu\nu}$ , et l'impulsion,  $P_\mu$ .

Cependant, il est possible de contourner le théorème de Coleman et de construire une symétrie reliant les particules tout en étant non triviale sous les symétries d'espace-temps : c'est la Supersymétrie. Elle transforme les bosons en fermions et les fermions en bosons. Le théorème de Coleman-Mandula qui repose sur des relations de commutation entre les générateurs de symétrie est contourné car les charges supersymétriques obéissent à des relations d'anticommutation <sup>6</sup>:

$$\{Q^r, \bar{Q}^s\} = -2\gamma_\mu^{rs} P^\mu. \quad (1.91)$$

On suppose ici qu'il n'y a qu'un générateur  $Q$ . Les autres relations de l'algèbre sont alors

$$[Q^r, P_\mu] = 0, \quad (1.92)$$

$$[Q^r, M_{\mu\nu}] = \frac{i}{4} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]^{rs} Q^s. \quad (1.93)$$

Pour être compatible avec le modèle standard, une théorie supersymétrique doit au minimum doubler le spectre de particules connues. Le modèle supersymétrique minimal, MSSM [28], est le modèle obtenu avec un contenu en champs minimum : à chaque fermion connu on associe deux scalaires, les s-fermions, aux bosons de jauge on associe des jauginos de spin  $\frac{1}{2}$ , aux scalaires de Higgs on associe des higgsinos. Ces nouvelles particules font aussi l'objet de recherches à LEP [31].

La relation 1.92 implique que les particules d'un même multiplet supersymétrique sont dégénérées en masse. C'est en contradiction avec les résultats expérimentaux car, par exemple, les sélectrons de 511 KeV n'ont jamais été observés. La Supersymétrie est donc nécessairement brisée. Plusieurs mécanismes de brisure sont possibles. Certains consistent à modifier les lagrangiens supersymétriques à basse énergie en y ajoutant à

---

<sup>6</sup> $r$  et  $s$  sont les indices d'un bi-spineur de Dirac.

la main des termes dits de brisure douce [29, 30] qui sont des termes de masse pour les champs scalaires (sfermions et Higgs), des termes de masse pour les jauginos et des couplages trilineaires pour les scalaires (sfermions). La terminologie *brisure douce* signifie que malgré ces termes, le lagrangien conserve une des propriétés de la Supersymétrie exacte : l'annulation des divergences quadratiques dont il est question plus loin.

### 1.4.2 Intérêt de la Supersymétrie



FIG. 1.7: Diagrammes à une boucle contribuant à la fonction à deux points du champ scalaire  $h$ .

Quatre propriétés des théories supersymétriques ont contribué à leur popularité et retiennent ici notre attention :

1. Nous avons vu qu'un problème majeur du modèle standard venait des divergences quadratiques du secteur de Higgs. Dans le cas de la Supersymétrie, il faut sommer les contributions des fermions et des bosons d'un même multiplet supersymétrique (diagramme 1.4.2). Ces contributions sont de signes opposés et les termes qui divergent quadratiquement s'annulent. Les termes dominants suivants sont en  $m_{fermion}^2 - m_{boson}^2$ . Ils sont donc nuls si la Supersymétrie est exacte. Par contre si la Supersymétrie est brisée et que la masse des fermions est très différente de la masse des bosons, on se retrouve de nouveau avec le problème d'une théorie non naturelle pour laquelle la masse du Higgs résulterait de la compensation de termes qui lui sont supérieurs de plusieurs ordres de grandeur.

Ainsi, de la même façon que la symétrie de jauge  $U(1)_{em}$  protège la masse du photon et l'empêche de recevoir des corrections radiatives la rendant différente de zéro, la Supersymétrie exacte protège la théorie à basse énergie contre les effets d'une échelle supérieure. La Supersymétrie brisée protège aussi la théorie à basse énergie, à condition que les différences de masse entre les particules connues et leur partenaire supersymétrique ne soit pas trop grande. Cela signifie que les particules supersymétriques auraient des masses au plus de l'ordre du TeV et qu'elles pourraient donc être découvertes dans les futurs collisionneurs (LHC et Tevatron).

2. L'unification des interactions fondamentales dans une même théorie grand-unifiée (GUT) est le but du travail de nombreux physiciens. Cette unification doit se manifester par une égalité des couplages de jauge à une certaine échelle de grand-unification. Les équations du groupe de renormalisation permettent de faire évoluer la valeur des couplages de jauge connus expérimentalement à faible énergie, en

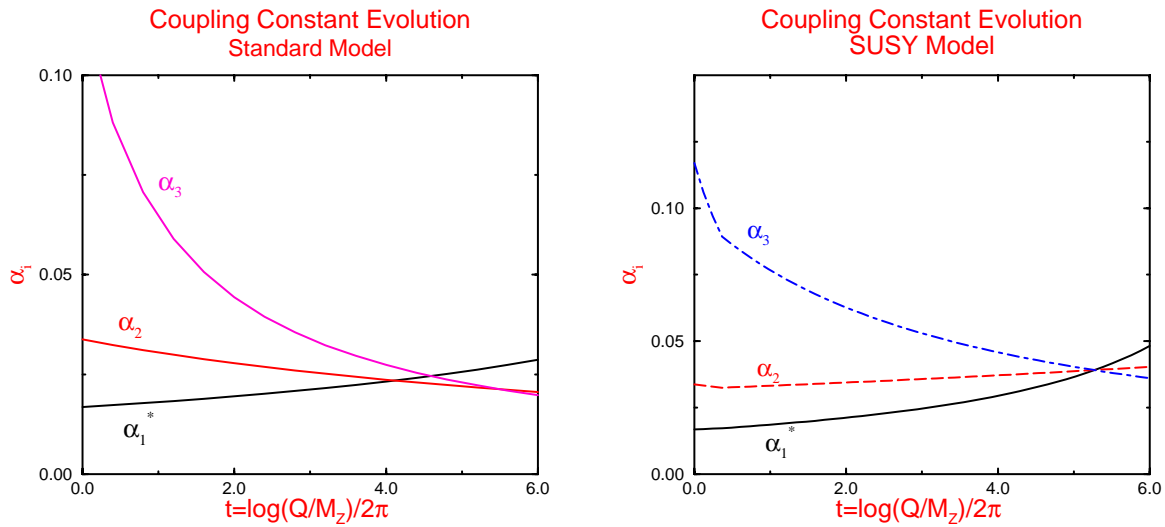


FIG. 1.8: Evolution des constantes de couplage de jauge dans le modèle standard et dans le MSSM en fonction de l'échelle (extrait de [35]). Les couplages  $\alpha_i = \frac{g_i^2}{4\pi}$  correspondent respectivement aux groupes de jauge  $U(1)_Y$ ,  $SU(2)_L$  et  $SU(3)_C$ . En outre  $\alpha_1^* = \frac{5}{3}\alpha_1$ .

fonction de l'échelle. Dans le cas du modèle standard, les couplages sont proches, mais pas parfaitement égaux, à une échelle de  $\simeq 10^{16}$  GeV qui est appelée par conséquent échelle GUT (figure 1.8).

Si on se place dans le cadre du MSSM, les équations du groupe de renormalisation sont différentes et l'égalité des couplages à l'échelle GUT est possible. Ceci semble donc favoriser la Supersymétrie comme cadre de la grand-unification.

3. Si on rend la Supersymétrie locale, les relations 1.91 et 1.93 introduisent des transformations du système de coordonnées dépendant de l'espace et du temps, ce qui correspond au groupe de symétrie de la relativité générale. La Supersymétrie locale [32, 33] appelée supergravité (SUGRA) s'avère ainsi un cadre très prometteur pour incorporer la gravitation aux autres interactions. Elle justifie le modèle mSUGRA (appelé aussi MSSM contraint) pour lequel les paramètres de brisure douce se trouvent unifiés à l'échelle GUT <sup>7</sup> et ne sont alors plus que trois :  $A_0$  terme de mélange trilineaire des sfermions,  $m_0$  terme de masse des scalaires et  $m_{\frac{1}{2}}$  terme de masse des jauginos. Le modèle SUGRA le plus simple ne dépend alors que de 5 paramètres ( $A_0$ ,  $m_0$ ,  $m_{\frac{1}{2}}$ ,  $\tan\beta$ ,  $\text{signe}(\mu)$ ) <sup>8</sup> et fournit un cadre précis pour effectuer les recherches de particules supersymétriques.

4. Le lagrangien supersymétrique le plus général contient des termes qui violent les nombres leptoniques et baryoniques et induisent une désintégration rapide du pro-

<sup>7</sup>Un petit problème théorique subsiste à ce niveau, car les paramètres de brisure douce sont en fait unifiés à l'échelle de Planck ( $\sim 10^{19}$  GeV) ; il se peut que l'évolution de ces paramètres jusqu'à l'échelle GUT, impliquant une physique inconnue, modifie les contraintes. Cela justifie les recherches de particules SUSY et les études théoriques dans un cadre où les contraintes d'unification existent mais sont plus relâchées.

<sup>8</sup> $\tan\beta$  et  $\mu$  sont définis plus loin.

ton. Pour éviter naturellement la désintégration rapide du proton, on peut imposer la conservation d'une symétrie appelée R-parité [34]. C'est une symétrie discrète et multiplicative qui correspond au nombre quantique défini pour une particule par :  $R = (-1)^{2s+3B+L}$ , où  $s$ ,  $B$  et  $L$  désignent respectivement le spin, la nombre baryonique et le nombre leptonique. Lorsque la R-parité est conservée, les particules supersymétriques ne peuvent être que produites par paires et la particule supersymétrique la plus légère (LSP) doit être stable. La supersymétrie peut ainsi fournir un candidat à la matière noire non baryonique.

### 1.4.3 Secteur de Higgs du MSSM

#### Pourquoi un modèle à deux doublets ?

Dans le MSSM, le secteur de Higgs comprend deux doublets sous le groupe de jauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . On peut trouver trois justifications à cette complication par rapport au modèle standard dans lequel il n'y a qu'un seul doublet :

#### 1. Comptage des degrés de liberté

Le mécanisme de Higgs sert à donner une masse aux bosons  $Z$ ,  $W^+$ ,  $W^-$ . Il faut au minimum trois degrés de liberté scalaires pour cette opération. Comme les bosons scalaires d'un même multiplet portent les mêmes nombres quantiques (en particulier la charge électrique), il faut au minimum 3 multiplets supersymétriques contenant ces 3 champs scalaires. En fait le multiplet le plus élémentaire comprenant un scalaire est le multiplet chiral qui comprend un spineur de Majorana (2 degrés de liberté) et deux champs scalaires réels (2 degrés de liberté). On aboutit ainsi à la nécessité d'au minimum 6 champs scalaires réels. Un modèle à un seul doublet de champs scalaires (4 degrés de liberté) est donc exclu.

#### 2. Annulation des anomalies.

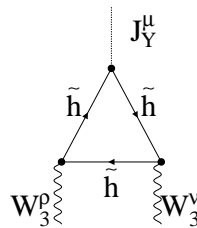


FIG. 1.9: Contribution d'un higgsino à l'anomalie en triangle qui viole potentiellement la symétrie de jauge  $U(1)_Y$ . Si aucun autre fermion ne vient compenser cette contribution, le courant de Noether qui se déduit des équations classiques du mouvement et de la symétrie  $U(1)_Y$  du lagrangien n'est plus conservé au niveau quantique :  $\partial_\mu J_Y^\mu \neq 0$ .

Les higgsinos de spin  $\frac{1}{2}$ , partenaires supersymétriques des scalaires de Higgs, interviennent dans le calcul des anomalies ABJ (Adler, Bell et Jackiw [36]) en triangle. La figure 1.9 montre leur contribution dans une anomalie  $(J_Y, W^3, W^3)$  où  $J_Y$  et  $W_3$  sont le courant hyperfaible et le 3ième champ de jauge de  $SU(2)_L$ . Leur contribution est proportionnelle à l'hypercharge du doublet,  $Y = -1$ . Pour la compenser,

il faudrait que d'autres fermions <sup>9</sup> contribuent à l'anomalie avec une hypercharge  $Y = 1$ , ce qui est impossible dans un modèle à un seul doublet de Higgs. Dans le MSSM, un deuxième doublet de Higgs, d'hypercharge opposée à celle du premier, permet l'annulation de l'anomalie.

### 3. Masse des fermions.

Dans le cadre d'une théorie supersymétrique, un lagrangien ne peut pas s'écrire à la fois en fonction d'un champ  $\phi$  et de son complexe conjugué  $\tilde{\phi} = i\tau_2\phi^*$ . Or c'est avec ce champ qu'on peut donner une masse aux fermions de type up dans le cas d'un seul doublet. Il est donc nécessaire d'introduire un deuxième doublet de Higgs qui se couple aux fermions de type up.

### Le potentiel du secteur de Higgs

On paramètre les deux doublets  $H_1$  et  $H_2$  par :

$$H_1 = \begin{pmatrix} h_1^0 \\ h_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} h_2^+ \\ h_2^0 \end{pmatrix}. \quad (1.94)$$

Dans le cadre de la Supersymétrie, les interactions quartiques entre les champs scalaires viennent des termes  $D$  [30] qui font intervenir les couplages de jauge. Le potentiel de secteur de Higgs du MSSM ne dépend que de trois paramètres inconnus indépendants contrairement aux huit paramètres indépendants d'un modèle générique à deux doublets [18] :

$$\begin{aligned} V(H) &= (|\mu|^2 + \tilde{m}_1^2)|H_1|^2 + (|\mu|^2 + \tilde{m}_2^2)|H_2|^2 - \mu B\epsilon_{ij}(H_1^i H_2^j + h.c.) \\ &+ \frac{g^2 + g'^2}{8}(|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{1}{2}g^2|H_1^\dagger H_2|^2. \end{aligned} \quad (1.95)$$

Les termes  $\tilde{m}_i$  sont des termes de brisure douce. Le paramètre  $\mu$  est homogène à une masse. Pour plus de commodité, on utilise dans la suite  $m_1^2 = \tilde{m}_1^2 + |\mu|^2$  et  $m_2^2 = \tilde{m}_2^2 + |\mu|^2$ .

Les champs vont développer des valeurs dans le vide

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (1.96)$$

et donner leur masse aux bosons de jauge comme il est écrit dans l'équation 1.57 :

$$M_Z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2), \quad (1.97)$$

$$M_W^2 = \frac{1}{2}g^2(v_1^2 + v_2^2). \quad (1.98)$$

Les valeurs dans le vide  $v_1$  et  $v_2$  sont donc reliées à la valeur dans le vide qu'aurait le champ de Higgs standard par

$$v_1^2 + v_2^2 = \frac{v^2}{2} \simeq (170 \text{ GeV})^2. \quad (1.99)$$

---

<sup>9</sup>Dans le cadre du modèle standard minimal, seuls les fermions connus contribuent à l'anomalie. La somme des contributions des fermions d'une génération est proportionnelle à la somme des hypercharges faibles des fermions gauches indiquées dans le tableau 1.3.1  $(-1) + (-1) + 3(\frac{1}{3} + \frac{1}{3}) = 0$  (le 3 est un facteur de couleur). L'anomalie est donc nulle.



On définit ici un des paramètres fondamentaux du MSSM, qui est le rapport des deux valeurs moyennes dans le vide :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.100)$$

Le potentiel dans l'état de vide se réécrit ainsi :

$$V = m_1^2 v_1^2 + m_2^2 v_2^2 - 2m_3^2 v_1 v_2 + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)^2. \quad (1.101)$$

Dans la direction  $v_1 = v_2$ , le potentiel doit être borné inférieurement. On obtient une condition dite de stabilité (car si elle était violée, il n'y aurait pas de minimum stable) :

$$m_1^2 + m_2^2 - 2m_3^2 > 0. \quad (1.102)$$

La matrice de la forme quadratique donnant les 3 premiers termes est

$$\begin{pmatrix} m_1^2 & -m_3^2 \\ -m_3^2 & m_2^2 \end{pmatrix}. \quad (1.103)$$

Cette matrice dont la somme des valeurs propres  $m_1^2 + m_2^2$  est positive doit avoir une valeur propre négative pour que le minimum soit inférieur à l'extremum trivial  $v_1 = v_2 = 0$ . Son déterminant doit donc être négatif :

$$m_1^2 m_2^2 - m_3^4 < 0. \quad (1.104)$$

Les conditions 1.102 et 1.104 impliquent que les termes de brisure douce vérifient

$$m_3 \neq 0, \quad (1.105)$$

$$\tilde{m}_1 \neq \tilde{m}_2. \quad (1.106)$$

Il est intéressant de noter ici que, dans la limite supersymétrique exacte, les termes de brisure douce sont nuls. La brisure de la symétrie de jauge électrofaible n'est donc possible que si la Supersymétrie est brisée.

Des calculs détaillés sont réalisés dans la référence [38] et donnent la valeur du minimum :

$$\sin 2\beta = \frac{-2m_3^2}{m_1^2 + m_2^2}, \quad (1.107)$$

$$V_{min} = -\frac{1}{2(g^2 + g'^2)} ((m_1^2 - m_2^2) + (m_1^2 + m_2^2) \cos 2\beta)^2. \quad (1.108)$$

#### 1.4.4 Relations de masses au premier ordre

Comme on a deux doublets de Higgs, c'est-à-dire huit degrés de liberté scalaire, il résulte de la brisure électrofaible cinq bosons de Higgs massifs : deux bosons neutres scalaires,  $h$  et  $H$ , un boson neutre pseudoscalaire,  $A$ , et deux bosons chargés,  $H^+$  et  $H^-$ .

### Secteur neutre

Le secteur pseudoscalaire neutre du potentiel se diagonalise suivant

$$\begin{pmatrix} \Im(H_1^0) \\ \Im(H_2^0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_L^0 \\ A \end{pmatrix}. \quad (1.109)$$

Le champ  $Z_L^0$  est le boson de Goldstone qui donne sa masse aux  $Z^0$ . Le champ  $A$  est une particule neutre pseudoscalaire ( $CP=-1$ ) qui s'avère avoir une masse :

$$m_A^2 = m_1^2 + m_2^2. \quad (1.110)$$

Une caractéristique très importante du MSSM peut maintenant être utilisée. Puisque les couplages quartiques de potentiel sont les couplages de jauge,  $g$  et  $g'$ , le potentiel peut se réexprimer en fonction des masses des bosons de jauge qui sont connues expérimentalement :  $m_Z = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2)$ . Il faut alors deux autres paramètres pour décrire le secteur de Higgs. On peut prendre  $\tan \beta$  et une masse, par exemple celle du boson  $A$ . La matrice de masse du secteur des scalaires neutres s'écrit ainsi :

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} m_A^2 \sin^2 \beta + m_Z^2 \cos^2 \beta & -\frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2) \sin 2\beta \\ -\frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2) \sin 2\beta & m_A^2 \cos^2 \beta + m_Z^2 \sin^2 \beta \end{pmatrix}. \quad (1.111)$$

Les valeurs propres sont les masses des bosons scalaires ( $CP = +1$ )  $H$  et  $h$ .  $h$  est par définition le plus léger :

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left( m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta} \right). \quad (1.112)$$

Ces bosons s'obtiennent à l'aide d'une rotation :

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \sqrt{2} \begin{pmatrix} \Re(H_1^0) - v_1 \\ \Re(H_2^0) - v_2 \end{pmatrix}. \quad (1.113)$$

dont l'angle  $\alpha$  est défini par :

$$\begin{aligned} \cos 2\alpha &= -\left( \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \cos 2\beta, \\ \sin 2\alpha &= -\left( \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \sin 2\beta. \end{aligned} \quad (1.114)$$

La relation 1.112 nous donne la contrainte (obtenue pour  $m_A \rightarrow \infty$ ) :

$$m_h < m_h^{\max}(\tan \beta) = m_Z |\cos 2\beta| < m_H \quad (1.115)$$

qui nous indique que  $h$  a une masse inférieure à celle du  $Z$ , ce qui faisait penser, à la fin des années 80, que la Supersymétrie pourrait être découverte ou exclue complètement auprès du LEP. En fait, de fortes corrections radiatives, explicitées en 1.4.6, modifient cette inégalité, si bien que malgré une montée en énergie exceptionnelle du LEP, il ne peut explorer tout le domaine de masse du Higgs léger  $h$ .

### Secteur chargé

Le secteur des chargés est diagonalisé par la matrice de rotation

$$\begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_L^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}. \quad (1.116)$$

Le champ  $W_L$  est le boson de Goldstone qui donne une masse au  $W$ . Les bosons de Higgs chargés  $H^\pm$  ont pour masse :

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2. \quad (1.117)$$

$$(1.118)$$

Jusqu'à présent, à cause du bruit de fond  $W^+W^-$ , le LEP ne peut pas découvrir des Higgs chargés dont la masse est plus grande que celle du  $W$ . Il n'est donc pas sensible aux Higgs chargés du MSSM. Les Higgs chargés sont quand même recherchés au LEP car, il n'y a pas de contrainte sur leur masse si on se place dans un modèle générique à deux doublets [18]. De même, si on reste dans un cadre supersymétrique en choisissant le modèle NMSSM [52], extension du MSSM dans laquelle on ajoute un champ de Higgs singulet de jauge, la relation de masse précédente devient :

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 - \lambda v^2. \quad (1.119)$$

$$(1.120)$$

où  $\lambda$  est un paramètre libre de ce modèle.

### 1.4.5 Couplages aux fermions et aux bosons

	h	H	A
u,c,t	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cot \beta$
d,s,b	$-\sin \alpha / \cos \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$	$\tan \beta$
e, $\mu$ , $\tau$			

TAB. 1.1: Couplages (Higgs neutres)-(fermions) rapportés à ceux du modèle standard.

Comme on l'a déjà écrit, les fermions du type up se couplent à  $H_2$  et ceux du type down à  $H_1$ . La masse d'un fermion down est donc donnée par un terme  $y_f \bar{f}_L H_1 f_R + h.c.$ , et vaut  $y_f v_1$ . Le rapport entre le couplage de Yukawa du MSSM et le couplage de Yukawa standard vaut ainsi

$$\frac{y_f(MSSM)}{y_f(SM)} = \frac{v}{\sqrt{2}v_1} = \frac{1}{\cos \beta}. \quad (1.121)$$

vertex	$hZZ$ $hW^+W^-$	$HZZ$ $HW^+W^-$
$\frac{\text{couplage}}{\text{couplage standard}}$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\cos(\beta - \alpha)$

vertex	$A(p)h(p')Z^\mu$	$A(p)H(p')Z^\mu$
couplage	$g \frac{\cos(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W} (p + p')^\mu$	$-g \frac{\sin(\beta - \alpha)}{2 \cos \theta_W} (p + p')^\mu$

TAB. 1.2: Couplages des bosons de Higgs neutres aux bosons de jauge dans le MSSM.

Le couplage au champ physique  $h$  est donné en projetant  $h$  sur sa composante  $H_1$ , ce qui donne un facteur  $-\sin \alpha$ . Le couplage  $ffh$  du MSSM et le couplage  $ffh$  du modèle standard diffèrent donc d'un facteur  $\frac{-\sin \alpha}{\cos \beta}$ . Des raisonnements similaires permettent de déduire les autres couplages qui sont résumés dans le tableau 1.1.

Le couplage du  $h$  au  $W$  vient du terme  $\frac{g^2}{4}(H_1 v_1 + H_2 v_2)W^\mu W_\mu$  projeté sur la composante  $h$ , ce qui donne

$$\begin{aligned}
 g_{hWW}(MSSM) &= \frac{g^2}{2\sqrt{2}}(-\sin \alpha v_1 + \cos \alpha v_2) = \frac{g^2}{4}(-\sin \alpha \cos \beta + \cos \alpha \sin \beta)v \\
 &= g_{hWW}(SM) \sin(\beta - \alpha).
 \end{aligned}
 \tag{1.122}$$

L'ensemble des couplages des Higgs neutres aux bosons de jauge sont rapportés dans le tableau 1.2. La figure 1.10, qui inclut les corrections radiatives décrites dans la section suivante, montre l'évolution de  $\sin^2(\beta - \alpha)$ , c'est-à-dire du couplage  $ZZh$  (au carré), en fonction de la masse  $m_A$ . Le couplage  $ZhA$  (au carré) est proportionnel à  $1 - \sin^2(\beta - \alpha)$  et est donc aussi représenté. On voit que pour  $m_A < m_h^{\max}$ , le couplage  $ZhA$  domine pour les grands  $\tan \beta$ . Comme en outre on a  $m_h \simeq m_A$ , on s'attend à ce que le processus de production  $Z^* \rightarrow hA$  soit dominant au LEP. Pour  $\tan \beta$  petit, c'est le couplage  $ZZh$  qui est plus grand et on s'attend donc à ce que le processus  $Z^* \rightarrow hZ$  soit dominant.

D'après la relation 1.114, on s'aperçoit que pour  $m_A \gg m_h^{\max}$ , on a  $\alpha = \beta - \pi/2$ . Les couplages du  $h$  aux fermions et aux bosons sont alors ceux du modèle standard. Ceci se retrouve sur la figure car le couplage  $ZZh$  y est dominant quelque soit la valeur de  $\tan \beta$ .

La limite  $m_A \gg m_h^{\max}$  est appelée limite de découplage : la phénoménologie associée au plus léger des Higgs ne permet pas de le distinguer du Higgs standard, tandis que tous les autres ont des masses très grandes, de l'ordre de  $m_A$ .

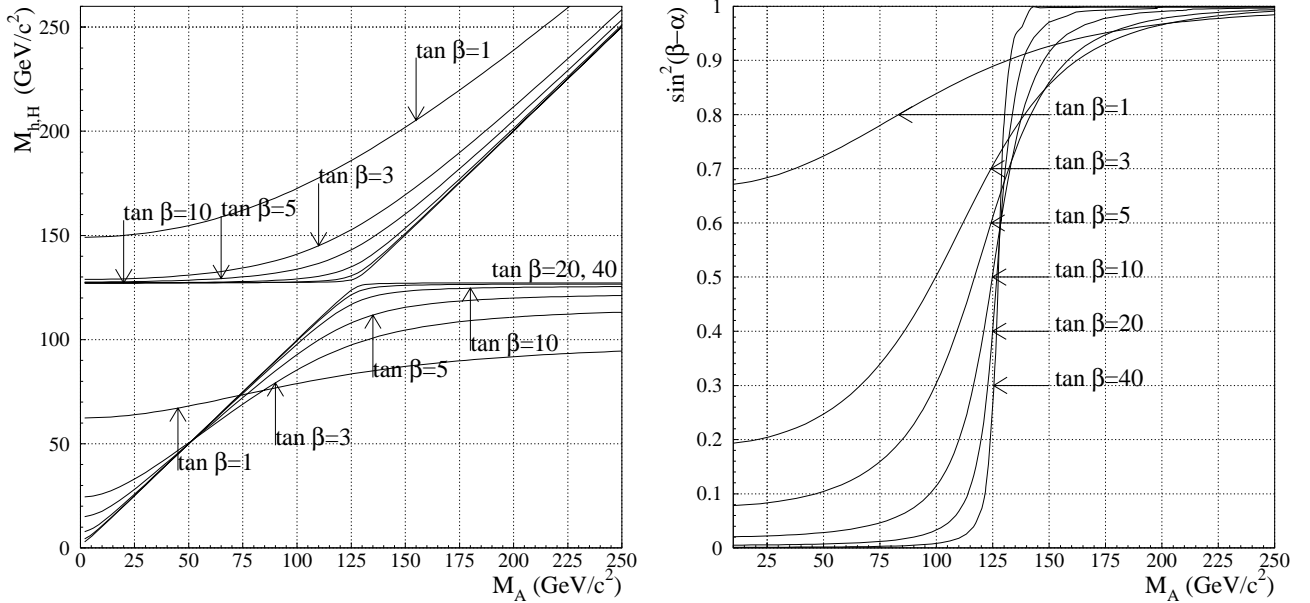


FIG. 1.10: Masse des bosons de Higgs neutres et valeur du couplage  $\sin^2(\beta - \alpha)$  en fonction de la masse du boson pseudoscalaire pour différentes valeurs de  $\tan \beta$ . Le calcul est réalisé par le programme HZHA03 dans le scénario “ $m_h$  max” de la référence [51] :  $\mu = -200$  GeV,  $M_2 = 200$  GeV,  $M_{\text{SUSY}} = 1$  TeV et  $A_t - \mu/\tan \beta = \sqrt{6}M_{\text{SUSY}}$ .

### 1.4.6 Corrections radiatives à la masse des bosons de Higgs et aux couplages

C’est au début des années 90 qu’on a réalisé [40] que les corrections radiatives modifiaient fortement les relations précédentes et en particulier, que la relation  $m_h < m_Z$  n’était plus vérifiée. Dès lors, il devient crucial de calculer ces corrections pour connaître la borne supérieure indépendante des paramètres du modèle,  $m_h^{\text{max}}$ , et interpréter correctement les résultats de LEP2. Elles se calculent grâce à trois approches.

#### Equations du groupe de renormalisation

On peut utiliser les équations du groupe de renormalisation pour faire évoluer les paramètres du lagrangien, en supposant qu’il existe plusieurs échelles distinctes dans la théorie [41]. Par exemple, en supposant que toutes les particules SUSY ont une masse  $m_{\text{SUSY}}$  de l’ordre du TeV, on se trouve dans la limite de découplage et on obtient la phénoménologie standard pour le Higgs léger :  $m_h = m_h^{\text{max}} = \lambda v$ . Le couplage  $\lambda$  est connu à l’échelle  $m_{\text{SUSY}}$  et vaut  $\frac{1}{4}(g^2 + g'^2) \cos^2 2\beta$ . Cette condition aux limites permet de faire évoluer  $\lambda$  jusqu’à l’échelle électrofaible pour déterminer la masse du Higgs. Les équations du groupe de renormalisation permettent aussi, en resommant les effets dominants des ordres supérieurs, de raffiner les méthodes suivantes calculées à un ordre de précision donnée [45, 46].

### Méthode du potentiel effectif

Cette méthode [39] consiste à calculer une action effective à impulsion entrante nulle. On développe le potentiel en

$$V_{eff} = \sum_{n=0}^{\infty} V_n, \quad (1.123)$$

où  $V_n$  peut se calculer en sommant les contributions de l'ensemble des graphes à  $n$  boucles à impulsions extérieures nulles ( $V_0$  est le potentiel non corrigé). Dans la pratique on se limite à l'ordre 0 et 1. On inclut des corrections d'ordre supérieur via l'utilisation de couplages dépendant d'une échelle de renormalisation  $t = \log(Q^2/Q_0^2)$ . La matrice de masse courante est donnée par la dérivée seconde du potentiel :

$$\overline{m}_{ij}(t) = \frac{\partial^2 V(t)}{\partial \phi_i \partial \phi_j}. \quad (1.124)$$

Comme on le voit dans 1.124, la matrice de masse courante ne donne pas directement la matrice de masse physique. Néanmoins la plus grande partie des corrections est incluse. Cette méthode est très largement utilisée [42, 43] car l'expression du terme  $V_1$  est connue [16] :

$$V_1 = \frac{1}{64\pi^2} \text{Str} \left[ m^4 \left( \log \frac{m^2}{Q^2} - C \right) \right], \quad (1.125)$$

où l'opérateur super-trace, Str, compte positivement (négativement), les degrés de liberté bosoniques (fermioniques),  $C$  est une constante.  $m$  est ici la matrice de masse complète du modèle, obtenue par lecture du lagrangien où les champs n'ont pas encore été remplacés par leurs valeurs dans le vide.

### Méthode diagrammatique

Il s'agit d'appliquer le programme de renormalisation en calculant les auto-énergies

$\Pi_{ij}(p^2)$  qui correspondent aux diagrammes  , qu'on évalue d'abord à

l'ordre d'une boucle [44]. Ces auto-énergies se retrouvent dans les inverses des fonctions de Green à deux points renormalisées :

$$\Gamma_{ij}^{(2)}(p^2) = p^2 - \left( m_{Rij}^2 + \Pi_{ij}(p^2) \right), \quad (1.126)$$

où  $m_R^2$  est la masse renormalisée. Les masses physiques  $m_{phys}$  sont les pôles de ces propagateurs :

$$\det \left[ m_{phys}^2 \delta_{ij} - \left( m_{Rij}^2 + \Pi_{ij}(m_{phys}^2) \right) \right] = 0. \quad (1.127)$$

Comme la masse courante de la méthode précédente vaut en fait :

$$\overline{m}_{ij} = \frac{\partial^2 V(t)}{\partial \phi_i \partial \phi_j} = -\Gamma_{ij}^{(2)}(0) = m_{Rij}^2 + \Pi_{ij}(0), \quad (1.128)$$

on voit que la masse physique est reliée à la masse courante par

$$\det [m_{phys}^2 \delta_{ij} - (\overline{m}_{ij}^2 + \Delta \Pi_{ij}(m_{phys}^2))] = 0, \quad (1.129)$$

où  $\Delta \Pi_{ij}(p^2) = \Pi_{ij}(p^2) - \Pi_{ij}(0)$ . L'approximation du potentiel effectif consiste généralement à négliger ce terme qui dans les faits est petit. La méthode diagrammatique complète est finalement plus précise mais donne des expressions lourdes et difficiles à évaluer numériquement.

### Amplitudes des corrections

Le résultat de ces calculs est que la matrice de masse  $\mathcal{M}$  de la section précédente est modifiée :

$$\mathcal{M}^2 \rightarrow \mathcal{M}^2 + \Delta. \quad (1.130)$$

On calcule les masses et les angles de mélange (donc les couplages aux fermions et aux bosons) à partir de la matrice corrigée. La matrice  $\Delta$  dépend de tout le spectre SUSY, mais les termes dominants viennent du secteur des top et stop pour lesquels les couplages de Yukawa sont élevés. En première approximation,  $\Delta$  est fonction de  $(\mu, m_t, m_{\text{SUSY}}, A_t, \tan \beta)$ .  $m_{\text{SUSY}}$  est mis ici pour la masse douce des stops et plus généralement représente un terme de masse commun aux superpartenaires des fermions. Si on suppose que les stops sont dégénérés en masse (c'est-à-dire  $A_t=0$ ), on obtient comme terme dominant (venant d'un calcul à une boucle [42]) :

$$\Delta_{22} \approx \frac{3g^2}{8\pi^2 \sin^2 \beta} \times \frac{m_t^4}{m_W^2} \times \log \left( \frac{m_{\text{SUSY}}^2}{m_t^2} \right). \quad (1.131)$$

Il implique une nouvelle borne sur la masse du Higgs léger :

$$m_h^2 < m_Z^2 |\cos^2 2\beta| + \frac{3g^2}{8\pi^2} \frac{m_t^4}{m_W^2} \log \left( \frac{m_{\text{SUSY}}^2}{m_t^2} \right). \quad (1.132)$$

Ce terme correctif est très grand, de l'ordre de  $(100 \text{ GeV}/c^2)^2$  pour des masses de stop de  $1 \text{ TeV}/c^2$ . C'est pour cette raison qu'on ne peut négliger ni les termes dominants des ordres supérieurs, ni les termes non dominants, et que la littérature abonde de résultats sur les calculs et les approximations numériques de ces termes. Notons que la puissance quatrième implique que ces corrections sont très sensibles à la masse du top connue expérimentalement à 2.5% près.

A LEP2 on utilise le calcul de Carena *et al.* [45, 46], qui repose sur la méthode du potentiel effectif à une boucle, améliorée par les équations du groupe de renormalisation et le calcul des termes dominants à deux boucles. Il est implémenté dans le générateur HZHA [48]. Ce programme calcule les valeurs numériques de la figure 1.10 qui montre l'évolution

de la masse des Higgs neutres  $h$  et  $H$  en fonction de la masse du boson pseudoscalaire  $A$ , pour différentes valeurs de  $\tan\beta$ . La borne supérieure sur  $m_h$ ,  $m_h^{\max}(\tan\beta)$ , obtenue lorsque  $m_A \rightarrow \infty$ , est sensiblement supérieure à la limite au premier ordre :  $m_Z|\cos 2\beta|$ . Sur cette figure on a  $m_h^{\max} \approx 130\text{GeV}/c^2$  qui est, à cinq ou dix  $\text{GeV}/c^2$  près, la limite supérieure communément admise sur la masse du Higgs léger.

On remarque qu'à grand  $\tan\beta$ , on a  $m_h \simeq m_A$  tant que  $m_A < m_h^{\max}$ . Cette contrainte est utilisée dans la recherche de la production associée de  $h$  et  $A$  à LEP2 qui est dominante à grand  $\tan\beta$  comme on l'a vu dans la section précédente.

### Choix des paramètres

Le secteur de Higgs est donc caractérisé par deux paramètres à l'ordre radicaire, mais par beaucoup plus en incluant les corrections radiatives. Jusqu'en 1999, les collaborations du LEP suivent les recommandations de [47] pour interpréter les résultats de la recherche de Higgs du MSSM tout en s'affranchissant de la dépendance dans les paramètres exacts du modèle. Cela consiste à considérer deux scénarios :

1. scénario "sans mélange" :  $A_t = 0$ ,  $\mu \ll m_{\text{SUSY}}$ ,  $m_{\text{SUSY}} = 1 \text{ TeV}$ ,
2. scénario dit "mélange maximal" :  $A_t = \sqrt{6}m_{\text{SUSY}}$ ,  $\mu \ll m_{\text{SUSY}}$ ,  $m_{\text{SUSY}} = 1 \text{ TeV}$ . Ce choix de  $A_t$  a pour origine un second terme dominant dans les corrections radiatives à la matrice de masse,  $\Delta_{22}^{mix}$ , dû au mélange des stops :

$$\Delta_{22}^{mix} \approx \frac{3g^2}{8\pi^2 \sin^2 \beta} \times \frac{m_t^4}{m_W^2} \times A_t X_t \left(1 - \frac{A_t X_t}{12m_{\text{SUSY}}^2}\right), \quad (1.133)$$

où  $X_t = A_t - \mu/\tan\beta$ . L'impact de ce terme est maximal pour  $X_t = \sqrt{6}m_{\text{SUSY}}$  et relève la limite supérieure sur la masse du Higgs d'une dizaine de  $\text{GeV}/c^2$ .

Dans ces deux configurations, il ne reste plus que deux paramètres libres, comme pour le potentiel au premier ordre. On choisit par exemple le couple  $(m_h, \tan\beta)$ .

### Nouveaux calculs et nouvelles recommandations

Les calculs les plus récents ont été réalisés à l'aide de la méthode diagrammatique à deux boucles [49] qui inclut des effets dûs aux interactions fortes (ordre  $\alpha\alpha_s$ ). Une première comparaison avec les résultats de Carena *et al.* montre des différences assez importantes. En fait, elles proviennent surtout de la manière dont on définit les paramètres suivant le schéma de renormalisation employé et sont résolues dans la référence [50]. Finalement, le raffinement apporté par ces nouveaux calculs est implémenté dans la version de HZHA03 datant de novembre 1999. D'autre part, l'interprétation dans les scénarios recommandés par [47] était trop restrictive, la limite supérieure  $m_h^{\max}$  peut notamment être augmentée si on abaisse la valeur de la masse des jauginos. De nouveaux jeux de paramètres sont suggérés dans [51] et servent de référence aux collaborations LEP qui publient leurs résultats à l'aide de HZHA03 à partir de mars 2000.

La figure 1.11 montre dans le plan  $(m_h, \tan\beta)$  les isolignes de  $m_A$  et les isolignes de  $\sin^2(\beta - \alpha)$  pour les deux scénarios. La zone hachurée représente la zone théoriquement



interdite correspondant d'une part à  $m_A^2 < 0$  (limite inférieure sur  $m_h$ ) et d'autre part à  $m_A^2 \rightarrow \infty$  (limite supérieure sur  $m_h$ ). La différence majeure entre ces deux scénarios est la valeur de  $m_h$  maximum autorisée qui est fonction de  $\tan\beta$ . Au voisinage de cette limite on se trouve dans la limite de découplage pour laquelle  $\sin^2(\beta - \alpha) \rightarrow 1$ . Sur cette figure on voit clairement que pour les grands  $\tan\beta$  et  $m_h < 100 \text{ GeV}/c^2$ , le couplage  $ZhA$  en  $\cos^2(\beta - \alpha)$  est dominant alors que  $m_h \simeq m_A$ . Aux petites valeurs de  $\tan\beta$  ou près de la limite  $m_h^{\max}$ , c'est le couplage  $ZZh$  en  $\sin^2(\beta - \alpha)$  qui est dominant.

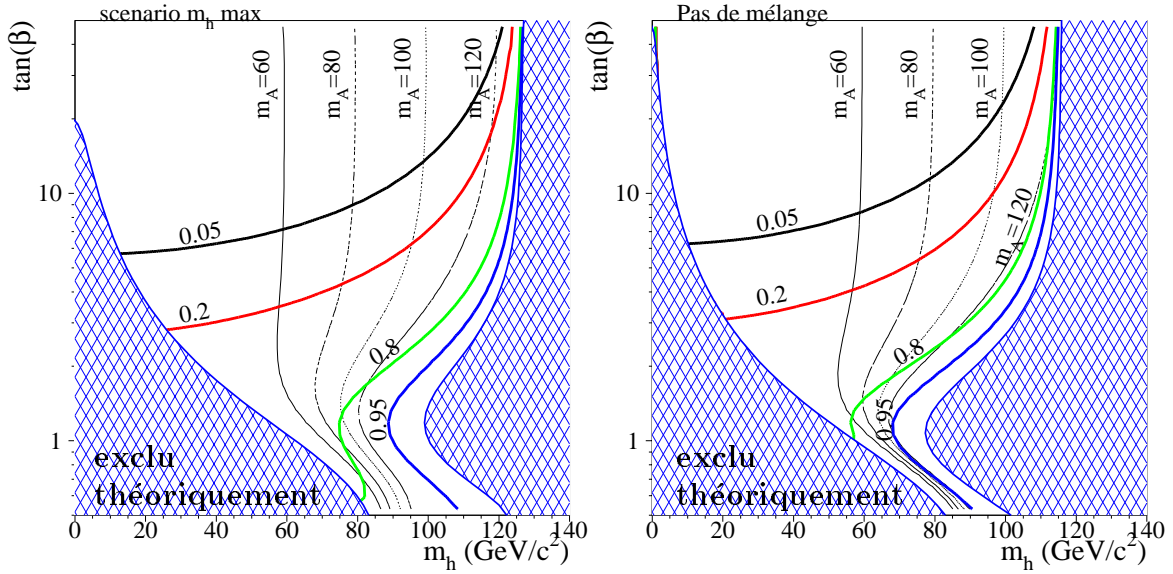


FIG. 1.11: Zone physique permise dans le plan  $(m_h, \tan\beta)$  pour les deux scénarios : “pas de mélange” et “ $m_h$  maximum”. On a représenté les isolignes  $\sin^2(\beta - \alpha) = 0.05, 0.2, 0.8$  et  $0.95$ , ainsi que les isolignes  $m_A = 60, 80, 100$  et  $120 \text{ GeV}/c^2$ .

### 1.4.7 Rapports d'embranchement

Dans le cadre du MSSM, les rapports d'embranchement des bosons de Higgs dépendent de leur masse (ouverture cinématique des canaux), des angles  $\alpha$  et  $\beta$  (couplages) et aussi du spectre des autres particules supersymétriques (corrections radiatives aux relations de masse et nouveaux canaux de désintégration). Ils sont tracés sur les figures 1.13 et 1.12 pour deux valeurs de  $\tan\beta$ . On remarque surtout que les rapports d'embranchement en  $b\bar{b}$  et en  $\tau^+\tau^-$  sont dominants pour les domaines de masse considérés au LEP.

Notons que la désintégration  $h \rightarrow AA$  est possible si  $m_h > 2m_A$ , ce qui arrive pour les faibles valeurs de  $\tan\beta$ . Cette possibilité n'est pas considérée dans ce mémoire mais d'autres analyses des données LEP1 et LEP2 l'excluent [84].

De même, si les neutralinos sont suffisamment légers, le Higgs peut se désintégrer en paire  $\chi^0\chi^0$  ce qui donne généralement lieu à un état final invisible, par exemple dans le cadre du MSSM avec R-parité conservée pour lequel le neutralino est la LSP. La possibilité d'un Higgs invisible est également recherchée dans ALEPH [85].

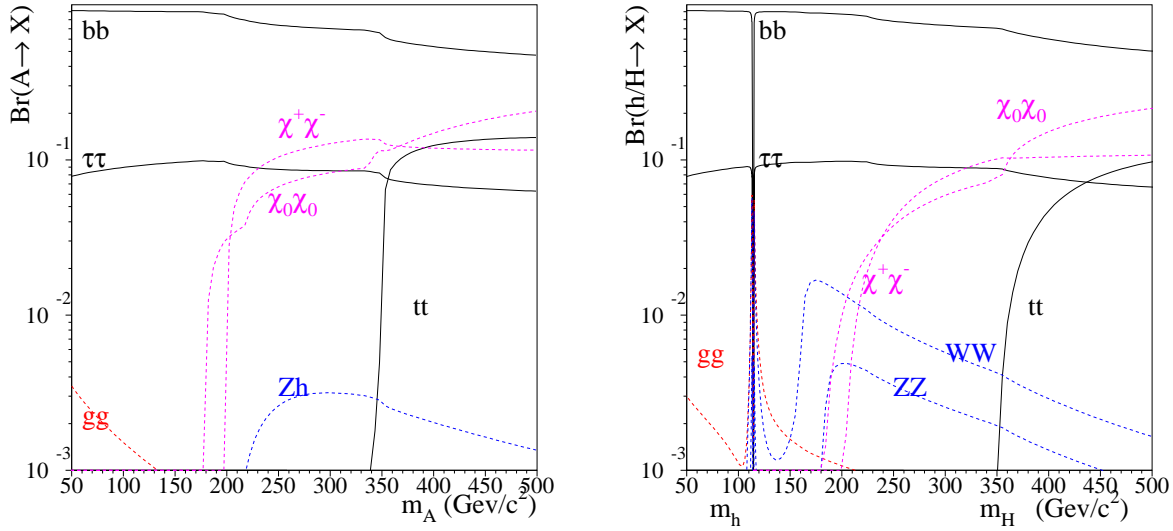


FIG. 1.12: Les rapports d'embranchement des bosons de Higgs supersymétriques en fonction de leur masse (calculés avec HDECAY [15] et le jeu de paramètres :  $\tan \beta = 10$ ,  $\mu = -100$  GeV,  $A = 0$ ,  $m_{\text{SUSY}} = 1000$  GeV,  $M_2 = 500$  GeV).

### 1.4.8 Contraintes obtenues par les recherches directes

Les bosons de Higgs supersymétriques ont été recherchés lors des phases LEP1 et LEP2. De la même façon que nous le ferons par la suite, les analyses des données combinent les recherches du Higgs-strahlung et de la production associée de  $h$  et  $A$  (*cf.* 3.2).

Comme aucun signal n'a été mis en évidence, des limites à 95% de niveau de confiance ont été établies. Les limites sur la masses des bosons  $h$  et  $A$  obtenues par ALEPH [22] en 1997, pour les données enregistrées jusqu'à  $\sqrt{s} = 172$  GeV (LEP1 et LEP2) sont ainsi  $m_h, m_A > 62.5$  GeV/ $c^2$ . Nous prenons cette valeur comme point de départ pour ce mémoire. Notons que les données enregistrées en 1997 à  $\sqrt{s} = 183$  GeV correspondant à une luminosité totale intégrée de  $57 \text{ pb}^{-1}$  portent ces limites à :  $m_h > 72.2$  GeV/ $c^2$  et  $m_A > 76.1$  GeV/ $c^2$ . Ces données ne seront pas analysées dans ce mémoire car l'énergie dans le centre de masse et la luminosité intégrée sont désormais trop faibles pour augmenter le domaine de sensibilité des analyses.

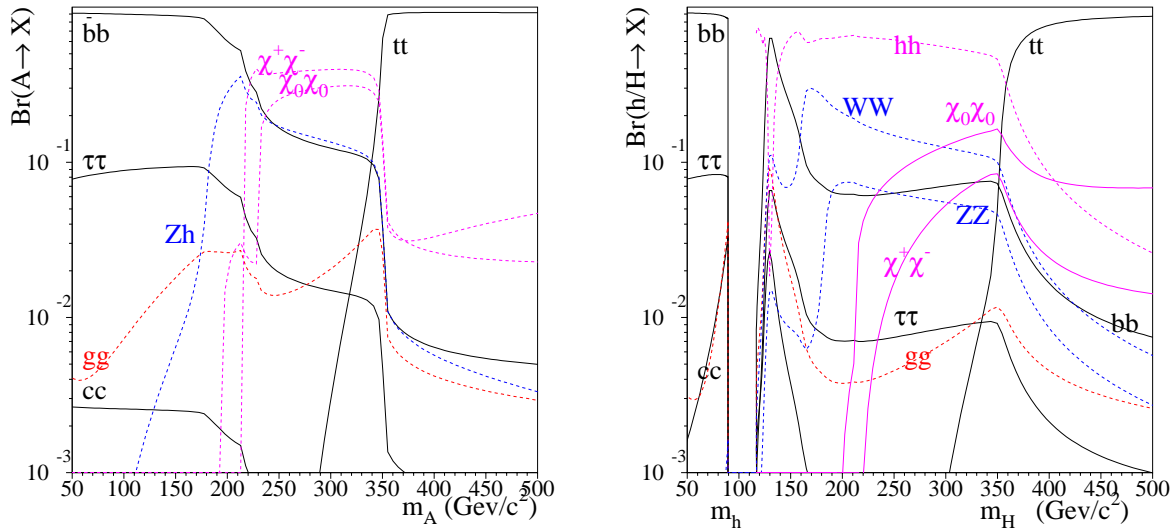


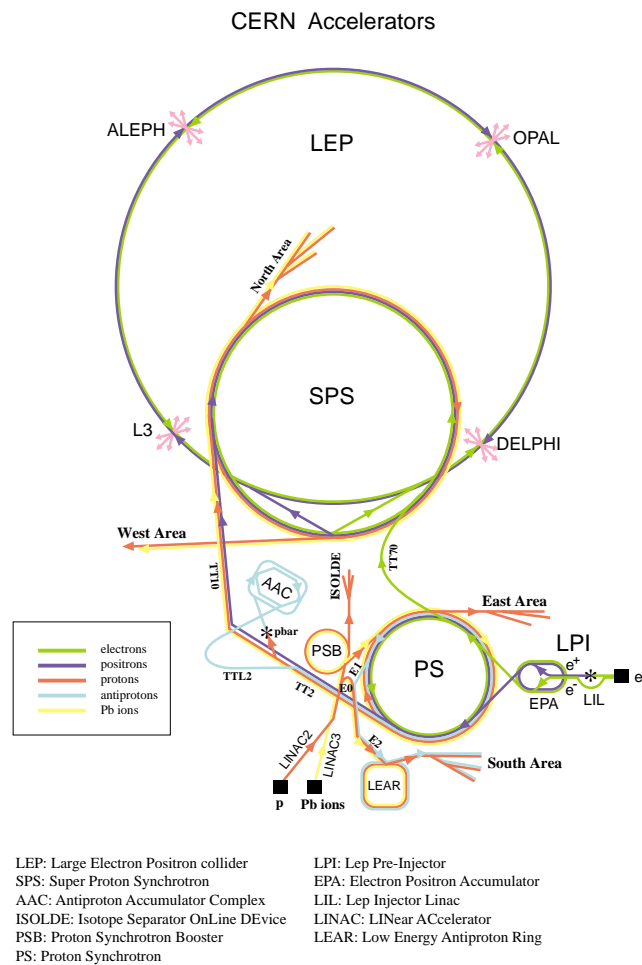
FIG. 1.13: Les rapports d'embranchement des bosons de Higgs supersymétriques en fonction de leur masse (calculés avec HDECAY [15] et le jeu de paramètres :  $\tan \beta = 2$ ,  $\mu = -100$  GeV,  $A = 0$ ,  $m_{\text{SUSY}}=1000$  GeV,  $M_2 = 500$  GeV).



# Chapitre 2

## Le dispositif expérimental

### 2.1 Le LEP



Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

FIG. 2.1: Les accélérateurs du CERN. Le LPI, le PS, le SPS et l'anneau principal LEP constituent le dispositif d'accélération LEP.

Le LEP (Large Electron Positron storage ring) est le collisionneur circulaire électron-positon de 27 km de circonférence du CERN. Lors de la phase d'exploitation LEP1, l'énergie dans le centre de masse était voisine de la résonance  $\sqrt{s} = M_{Z^0}c^2 \approx 91.2$  GeV pour qu'il serve d'usine à bosons  $Z^0$ . Environ 4 millions de  $Z^0$  ont été collectés entre 1990 et 1995 dans chacune des quatre expériences : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

Parmi les sujets de physique étudiés, on peut citer: la mesure du nombre de générations de fermions (courbe d'excitation du  $Z^0$ ), la mesure de la masse du  $Z^0$ , l'étude de l'interaction électrofaible (mesure de  $\sin^2 \theta_W$ , des asymétries de production des leptons et des quarks et mesure des largeurs partielles de désintégration), la physique des saveurs lourdes, la physique du  $\tau$ , la physique des interactions fortes (mesure de l'intensité du couplage fort,  $\alpha_s(M_Z)$ ) et la recherche de nouvelles particules.

En fait, les mesures de précision de LEP1 ont largement contribué au succès du modèle standard. Elles ont par exemple permis d'estimer la masse du quark top [53] peu avant sa mise en évidence directe en 1994 au TEVATRON [54].

Le programme LEP2 a commencé en 1995 par une montée en énergie à  $\sqrt{s}=130$  GeV et  $\sqrt{s}=136$  GeV. L'augmentation de l'énergie disponible permet d'étudier la physique du boson  $W$  grâce à sa production par paires (dès que  $\sqrt{s} > 2M_W \approx 161$  GeV). Elle permet aussi de poursuivre la recherche de nouvelles particules à des masses plus élevées. Les énergies de 161-172 GeV (1996), 183 GeV (1997), 189 GeV (1998) ont ensuite été atteintes. L'année 1999 s'est révélée particulièrement fructueuse puisque le LEP a fonctionné aux énergies de 192, 196, 200 et 202 GeV.

### 2.1.1 Le dispositif d'accélération du LEP

La figure 2.1 représente les dispositifs d'accélération du CERN. Un accélérateur de type Linac (Lep Injector Linac sur la figure) accélère un faisceau d'électrons à 200 MeV qui est envoyé contre une cible de tungstène pour produire des positons. Un second Linac accélère le courant de positons obtenus (12 mA) et une fraction (120 mA) du courant initial d'électrons à 600 MeV. Les électrons et les positons sont ensuite accumulés dans l'EPA (Electron Positron Accumulator) avant d'être injectés dans le PS où ils sont accélérés à 3.5 GeV puis dans le SPS dont ils ressortent à 22 GeV. Ils sont finalement injectés dans le LEP, dans lequel ils s'accablent en 2 fois 4 paquets ( $\approx 2 \times 5$  mA). L'accélération à l'énergie nominale  $\sqrt{s}/2$  prend place dans le LEP lui-même.

### 2.1.2 Luminosité intégrée des données analysées

Les paquets qui entrent en collision toutes les 22  $\mu s$  au centre des quatre détecteurs LEP ont respectivement pour dimension verticale et horizontale  $\sigma_y \approx 5\mu m$  et  $\sigma_x \approx 120\mu m$ . L'étalement longitudinal des paquets est d'environ 15 mm.

Ces caractéristiques déterminent la luminosité instantanée,  $\mathcal{L}$ , dont dépend le taux d'événements,  $\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L}$ , correspondant à un processus physique de section efficace  $\sigma$  ayant lieu au sein du détecteur :

$$\mathcal{L} = n \frac{N_e N_p f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}. \quad (2.1)$$

$N_e$  et  $N_p$  sont ici le nombre d'électrons et de positons dans chaque paquet,  $f$  est la fréquence de révolution des paquets et  $n$  le nombre de paquets par faisceau. Les luminosités instantanées et intégrées atteintes en 1999 sont résumées dans le tableau 2.1 [55]. Une comparaison avec les autres années de fonctionnement est présentée sur la figure 2.2.

Energie des faisceaux	98 GeV	100 GeV	101 GeV
Courant max.	6.2 mA	5.5 mA	5.0 mA
luminosité max	$1.0 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$0.8 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$0.8 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
luminosité intégrée	200 nb <sup>-1</sup> /heure	200 nb <sup>-1</sup> /heure	200 nb <sup>-1</sup> /heure
	2 pb <sup>-1</sup> /jour (moy.)	1.5 pb <sup>-1</sup> /jour (moy.)	1.5 pb <sup>-1</sup> /jour (moy.)
	4 pb <sup>-1</sup> /jour (max.)	3 pb <sup>-1</sup> /jour (max.)	3 pb <sup>-1</sup> /jour (max.)

TAB. 2.1: Luminosité fournie par le LEP en 1999

Le tableau 2.2 indique les luminosités intégrées correspondant aux données analysées dans cette thèse. On peut remarquer que les énergies dans le centre de masse sont inférieures d'environ 400 MeV par rapport aux énergies nominales qui sont de 189, 192, 196, 200 et 202 GeV. Ceci est dû à un décalage de la fréquence des cavités accélératrices radio-fréquence de 100 Hz par rapport à la fréquence nominale. Ce décalage permet de diminuer le bruit de fond des faisceaux et d'augmenter la luminosité instantanée. Mais la modification de leur orbite qui en découle diminue leur énergie d'environ 200 MeV. Dans la suite, on se réfère aux données et aux simulations par les valeurs arrondies des énergies dans le centre de masse, même si les simulations ont été engendrées aux énergies exactes.

$\sqrt{s}$ (GeV)	188.6	191.6	195.5	199.5	201.6
$\int \mathcal{L} dt$ (pb <sup>-1</sup> )	176.2	28.9	79.8	86.3	42.0

TAB. 2.2: Luminosité intégrée des données analysées.

### 2.1.3 Limitation de l'énergie du LEP

Les électrons et les positons perdent de l'énergie à chaque tour par rayonnement synchrotron (rayons X). La puissance rayonnée varie comme  $\frac{E^4}{m^4} \frac{1}{R^2}$  et la perte d'énergie par tour comme  $\frac{E^4}{m^4} \frac{1}{R}$  où  $E$ ,  $m$  et  $R$  désignent respectivement l'énergie de la particule accélérée, sa masse et le rayon de courbure de la trajectoire. La puissance d'un accélérateur est limitée d'une part par le nombre de dispositifs d'accélération (pouvoir accélérateur total) et d'autre part par le coût de leur consommation électrique totale. La perte d'énergie variant comme  $\frac{E^4}{m^4} \frac{1}{R}$  explique donc d'une part la dimension de l'anneau du LEP, et d'autre part les motivations pour différents projets de futurs accélérateurs à plus hautes énergies : collisionneurs linéaires ( $R$  infini) ou collisionneur à muons ( $m_\mu \approx 200m_e$ ).

Si cette perte d'énergie était relativement faible à LEP1 ( $\approx 200$  MeV/tour) elle devient d'une importance cruciale à LEP2. Les électrons perdent  $\approx 3.5$  GeV par tour et il faut continuellement compenser cette perte par un champ accélérateur. Le dispositif d'accélération du LEP repose sur l'utilisation de cavités radio-fréquence : 48 cavités en

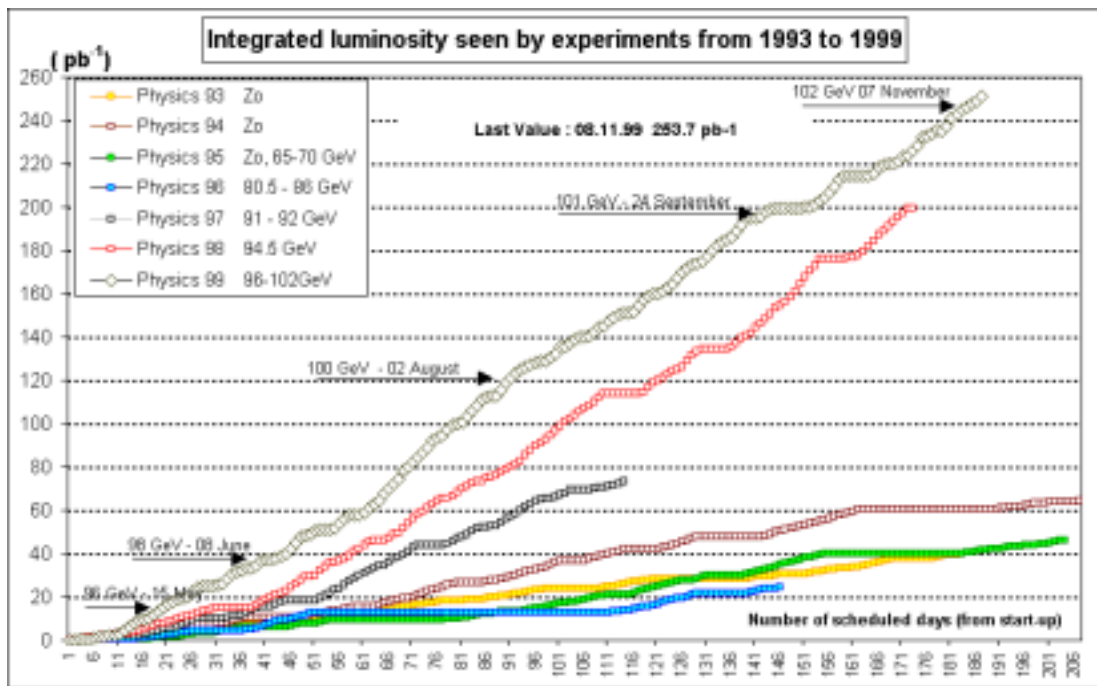


FIG. 2.2: Luminosité fournie par le LEP au cours des différentes années de fonctionnement.

cuivre et 72 modules de 4 cavités supraconductrices en Niobium <sup>1</sup>. Pour l'augmenter il faut faire fonctionner ces cavités à un plus grand gradient accélérateur, sans qu'elles ne transitent, tout en les refroidissant. Le nombre de cavités étant fixé, ce sont en fait le gradient accélérateur maximal des cavités (en moyenne  $\approx 7.3$  MV/m) et la puissance de réfrigération disponible ( $\approx 9$  kW) qui limitent l'énergie du LEP.

## 2.2 Présentation du détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH a approximativement la forme d'un cylindre ayant pour axe les faisceaux d'électrons et de positons. Le système de coordonnées employé pour repérer un vecteur est le suivant :

- le point  $O$  origine est le centre du détecteur ;
- l'axe  $z$  désigne l'axe parallèle au faisceau, orienté dans le sens de circulation des électrons ;
- le plan  $(xy)$  est le plan transverse, avec l'axe  $(Ox)$  orienté vers le centre du LEP.

On utilise aussi les coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$  pour repérer un vecteur  $\overrightarrow{OM}$  :  $\theta$  désigne l'angle  $(Oz, \overrightarrow{OM})$  et  $\phi$  est l'angle entre  $Ox$  et la projection sur le plan  $(xy)$  de  $\overrightarrow{OM}$ . Au sein du détecteur, le tube à vide dans lequel circulent les faisceaux a un rayon de 5.3 cm. Il est constitué d'une fine paroi de béryllium de 1.1 mm d'épaisseur, qui correspond

<sup>1</sup>Ces chiffres donnés pour 1999 changent chaque année.



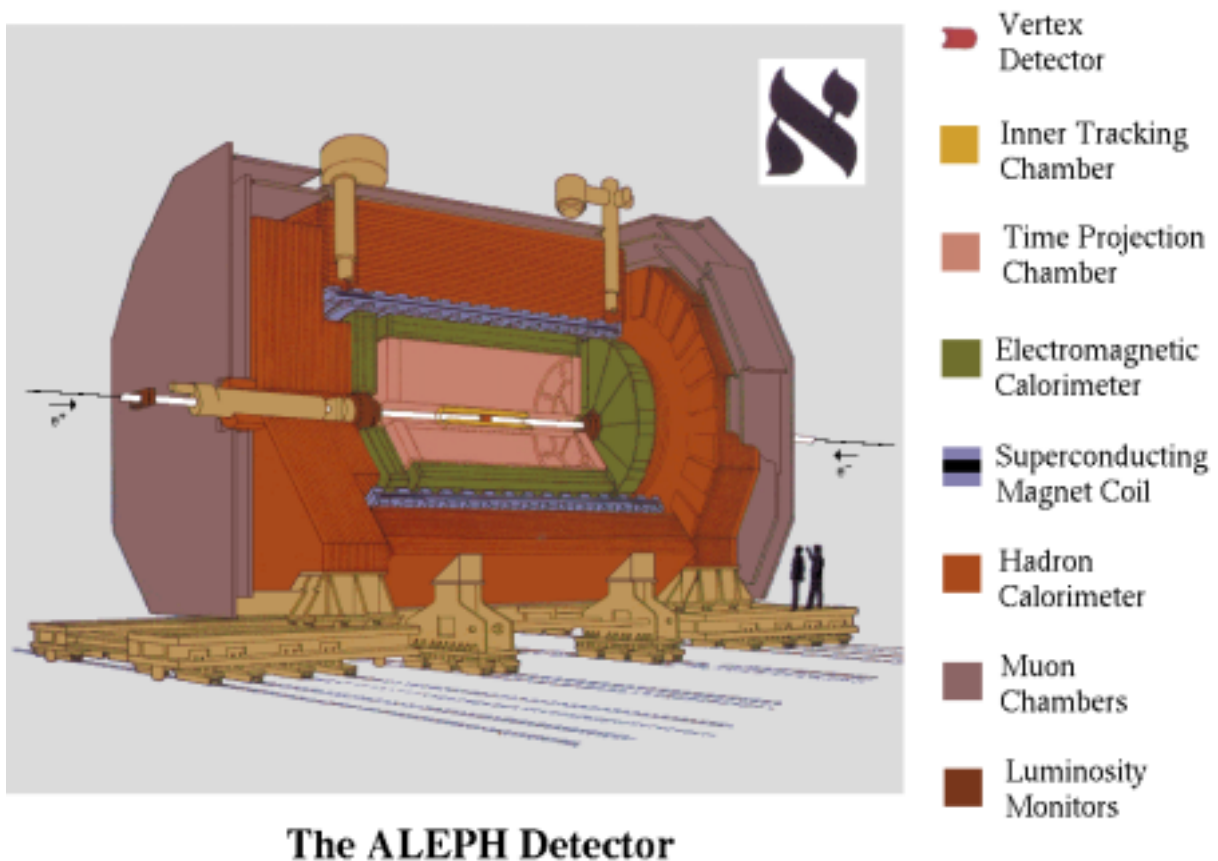


FIG. 2.3: Vue générale du détecteur ALEPH

à un faible nombre de longueurs de radiation ( $0.00312$  à  $90^\circ$ ) afin de minimiser l'effet des diffusions multiples et la probabilité de conversion  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ .

Les sous-détecteurs qui composent ALEPH sont soit de forme cylindrique (détecteurs les plus internes), soit constitués d'un cylindre et deux bouchons circulaires (détecteurs les plus externes), soit constitués uniquement de deux bouchons (luminomètres). Ils sont décrits dans la suite en indiquant la distance à l'axe et en commençant par les plus internes. Comme les trois premiers détecteurs constituent le système de traceurs indispensable à l'étiquetage des quarks beaux, nous nous attardons sur leurs performances avant de parler des calorimètres et des chambres à muons. Nous terminons cette description par les luminomètres.

## 2.2.1 Le détecteur de vertex-VDET (6 à 12 cm)

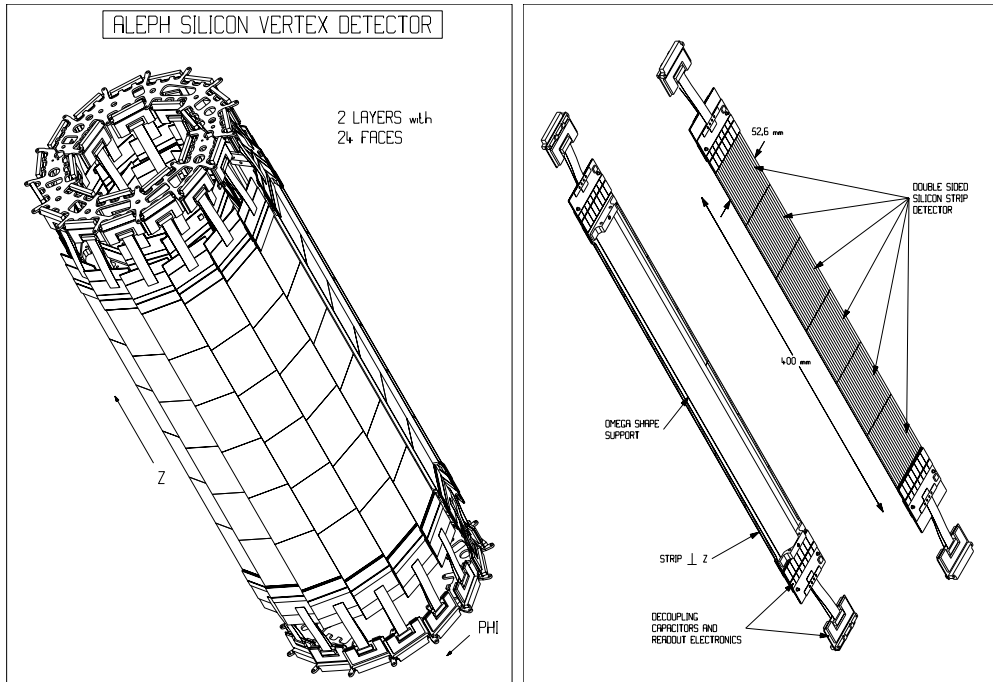


FIG. 2.4: Vues du détecteur de vertex dans son ensemble et d'une bande de silicium

Ce détecteur a été mis en place pour la phase LEP2 en 1995. Il succède à un premier détecteur dont il étend l'acceptance angulaire afin d'améliorer les performances en étiquetage de quarks beaux pour la recherche des bosons de Higgs. Il est constitué de deux couches concentriques de 9 et 15 bandes double-face de silicium à micro-pistes (figure 2.4). Ses dimensions sont indiquées sur la figure 2.5. Les faces internes, striées suivant  $z$  et servent à mesurer la coordonnée  $r - \phi$  des points de passage d'une particule chargée, tandis que les faces externes, striées suivant  $r - \phi$ , mesurent la coordonnée  $z$ .

En utilisant les traces passant par les zones de recouvrement des bandes on peut calculer la résolution spatiale de la détermination des points d'impact. Elle est de  $10 \mu\text{m}$  pour la coordonnée  $\phi$  et varie de 15 à  $50 \mu\text{m}$  pour la coordonnée  $z$  (figure 2.6). Ce détecteur a donc une très bonne résolution spatiale. Comme il est le plus près de l'axe du faisceau, il sert à la reconstruction précise des trajectoires au voisinage du point d'interaction. Mais il faut connaître exactement la position de chaque gaufrette de silicium par rapport au reste du détecteur. Une procédure d'alignement utilisant les événements hadroniques enregistrés à l'énergie du  $Z^0$  corrige les déplacements des gaufrettes [56]. Un système laser permet aussi de contrôler en ligne la position du VDET [57].

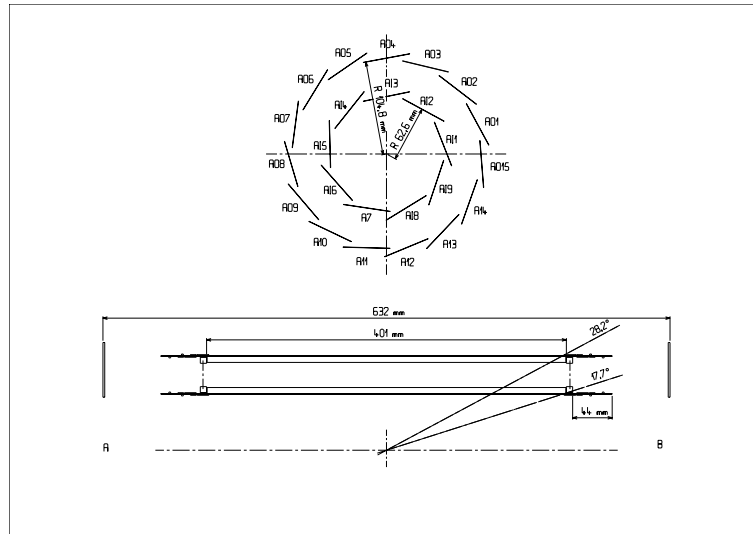


FIG. 2.5: Dimensions du détecteur de vertex. Son acceptation angulaire est  $|\cos\theta| < .95$  pour la première couche et  $|\cos\theta| < .88$  pour les deux couches.

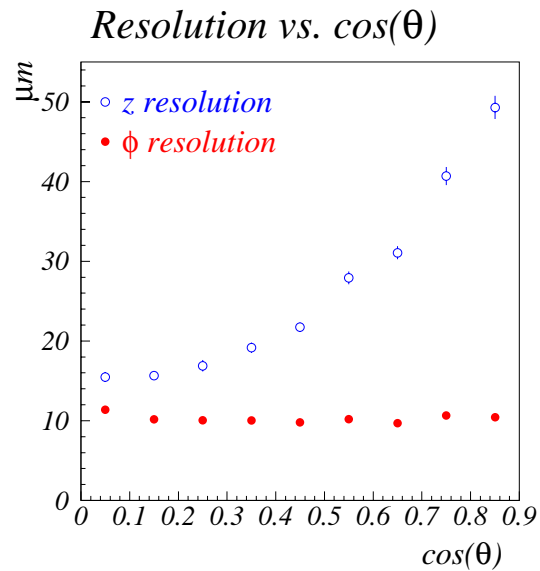


FIG. 2.6: Résolutions sur les points d'impact du détecteur de vertex pour les deux coordonnées  $z$  et  $\phi$ , en fonction de l'angle polaire

### 2.2.2 La chambre à traces interne-ITC (13 à 29 cm)

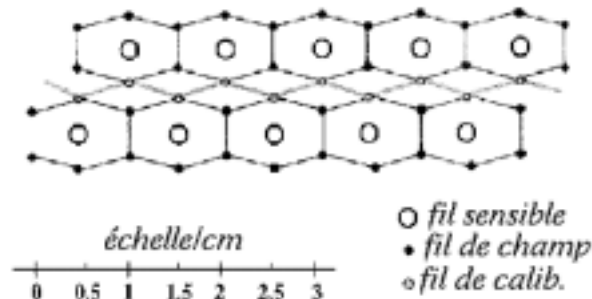


FIG. 2.7: Schéma des cellules de l'ITC

Il s'agit d'une chambre à dérive multifils composée de huit couches concentriques d'un même motif élémentaire hexagonal de fils parallèles à l'axe du faisceau. Le motif représenté sur la figure 2.7 est constitué d'un fil sensible porté à un potentiel de 1.8 à 2.5 kV, de 5 fils de champ reliés à la masse et d'un fil de calibration. En mesurant les temps de dérive aux fils sensibles, l'ITC permet d'ajouter jusqu'à huit mesures d'une précision d'environ 150  $\mu\text{m}$  des coordonnées  $r - \phi$  des points de passage d'une particule chargée. Elle permet aussi de connaître, avec une incertitude de 5 cm, les coordonnées  $z$  en mesurant les différences des temps d'arrivée des impulsions électriques à ses deux extrémités.

Ce détecteur sensible aux traces chargées est suffisamment rapide pour participer au 1er niveau de déclenchement de l'acquisition des données.

### 2.2.3 La chambre à projection temporelle-TPC (31 à 180 cm)

C'est une chambre à dérive tridimensionnelle. Elle est divisée en deux en son milieu par une membrane portée à un potentiel de -27 kV afin de créer un champ de dérive longitudinal de 115 V/cm. Elle est remplie d'un mélange gazeux d'argon et de méthane (91%+9%) qui est ionisé localement par le passage d'une particule chargée. Le champ de dérive fait migrer les électrons d'ionisation vers une des extrémités où se trouvent 18 chambres multifils appelées secteurs qui permettent de mesurer jusqu'à 21 points d'ionisation par trace. Les barycentres des positions des signaux détectés dans les chambres permettent la reconstruction des coordonnées  $r - \phi$ . Les temps d'arrivée de ces signaux donnent les temps de dérive des électrons et donc les coordonnées  $z$ . On obtient une précision d'environ 180  $\mu\text{m}$  en  $r - \phi$  et 8 mm en  $z$ .

La TPC est plongée dans un champ magnétique intense de 1.5 T, créé par un aimant supraconducteur. Le champ courbe la trajectoire d'une particule chargée en une hélice de rayon  $R$ , ce qui permet de connaître son impulsion transverse ( $p_T = 0.3BR$ ). La mesure de  $R$  est donnée par la mesure de la flèche  $s$  de l'arc de cercle de longueur  $l$  décrit par la particule dans le plan ( $xy$ ) :

$$s = R\left(1 - \cos \frac{l}{2R}\right) \approx \frac{l^2}{8R}. \quad (2.2)$$

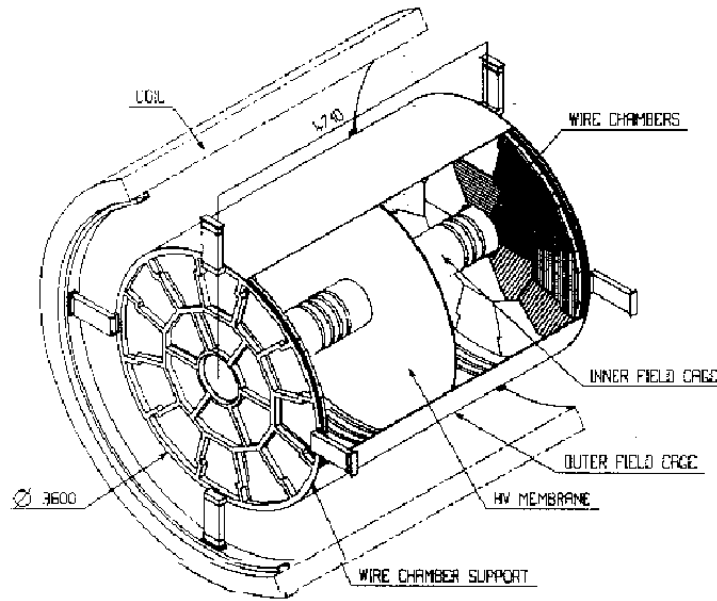


FIG. 2.8: Vue en trois dimensions de la TPC

L'incertitude sur l'impulsion transverse s'écrit donc ( $p_T$  en GeV/c,  $B$  en teslas,  $l$  en mètres et  $\sigma(s)$  en millimètres) :

$$\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) = 0.027 \frac{\sigma(s)}{l^2 B}. \quad (2.3)$$

Cette formule montre l'intérêt d'avoir un grand bras de levier  $l$  c'est-à-dire une TPC de grand diamètre.

La résolution sur l'impulsion, obtenue pour des événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  pour lesquels 21 points d'ionisation sont mesurés par trace, est :

$$\sigma\left(\frac{1}{P}\right) = 1.2 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}. \quad (2.4)$$

Les résolutions angulaires sont :

$$\sigma(\tan \theta) = 6 \times 10^{-4} \quad \text{et} \quad \sigma(\phi) = 4 \times 10^{-4} + \frac{2.8 \times 10^{-3}}{P} \text{ rad}. \quad (2.5)$$

D'autre part les signaux recueillis dans les secteurs de la TPC échantillonnent la perte d'énergie par unité de longueur de la particule chargée ( $\frac{dE}{dx}$ ), qui dépend de sa vitesse. La mesure du  $\frac{dE}{dx}$  permet donc de distinguer principalement les électrons des hadrons, les pions des kaons et les kaons des protons. Les électrons peuvent aussi être identifiés grâce au calorimètre électromagnétique comme il est décrit en 2.3.1. Cette dernière procédure est en fait plus performante pour le domaine d'énergie qui va nous intéresser ( $> 5$  GeV), si bien que le  $\frac{dE}{dx}$  n'est pas utilisé dans cette thèse.

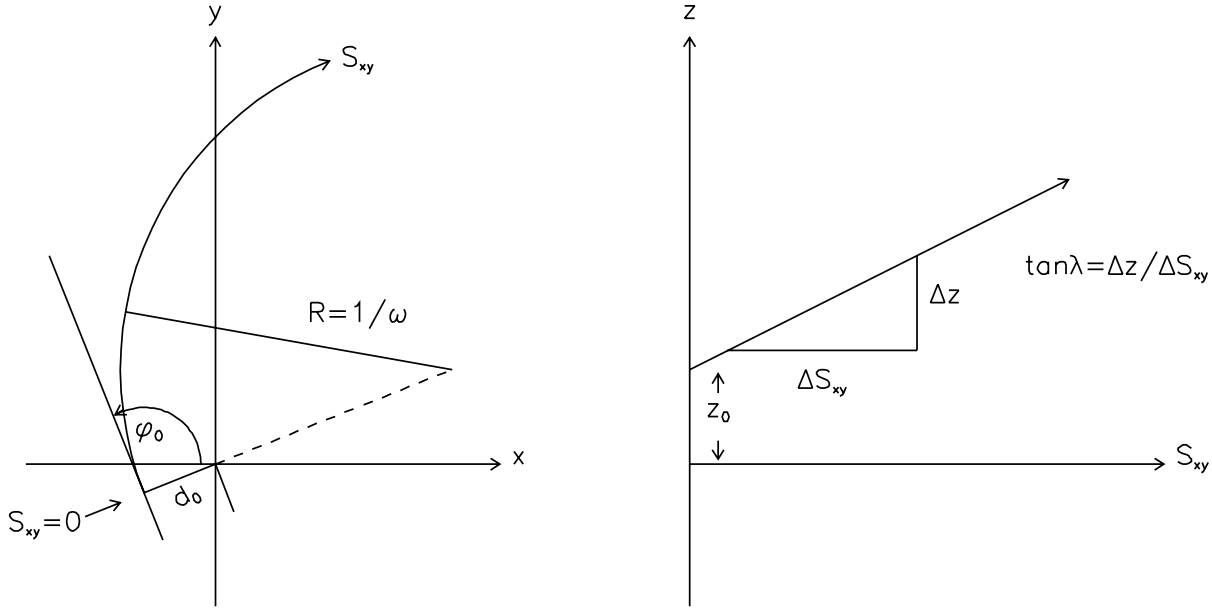


FIG. 2.9: Les paramètres de l'hélice

## 2.2.4 Résolutions des traceurs

### Equation de l'hélice

La trajectoire d'une particule chargée est une hélice déterminée par cinq paramètres :  $(d_0, z_0, \phi_0, \Omega, \tan \lambda)$ . Elle est donnée par

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \frac{1}{\Omega} \begin{pmatrix} \sin(\phi_0 + \phi) \\ -\cos(\phi_0 + \phi) \\ 0 \end{pmatrix} + (d_0 - \frac{1}{\Omega}) \begin{pmatrix} \sin(\phi_0) \\ -\cos(\phi_0) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ z_0 + \frac{\phi}{\Omega} \tan \lambda \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

où  $\Omega = \frac{1}{R}$  est la courbure de la trajectoire. L'intensité du champ magnétique est de 1.5 T, si bien que pour des impulsions transverses de 45 GeV/c à 0.45 GeV/c on observe des rayons de courbure de 100 à 1 mètre (Cela justifie l'approximation  $R \gg l$  faite dans 2.2).

Comme le champ magnétique est positif suivant la direction  $z$ , son signe est celui de la charge de la particule.  $\phi$  mesure la direction instantanée de la trace par rapport à sa direction initiale  $\phi_0$ , et est du même signe que la courbure. L'abscisse curviligne dans le plan transverse  $(xy)$  est donnée ainsi par  $s = \frac{\phi}{\Omega}$ .

Le  $d_0$  mesure la distance d'approche minimale de la trajectoire au point origine en projection dans le plan  $(xy)$ . C'est donc le rayon du cylindre centré sur l'origine, d'axe  $(Oz)$  et tangent à la trajectoire. Le signe du  $d_0$  est le signe du moment cinétique de la trajectoire par rapport à l'axe origine  $(Oz)$ . Le  $z_0$  est la coordonnée  $z$  du point d'intersection du cylindre et de la trajectoire.

Dans les analyses, pour ne pas introduire de biais lorsque l'on effectue une coupure sur le  $d_0$  et le  $z_0$ , on préfère les remplacer par des quantités se référant au point d'interaction reconstruit,  $(x_{IP}, y_{IP}, z_{IP})$ , qui n'a pas de raison de se trouver à l'origine des coordonnées

à cause du positionnement exact des faisceaux et de leurs dimensions spatiales. Cela revient en fait à effectuer une translation

$$d_0 \rightarrow d_0 - x_{\text{IP}} \sin \phi_0 + y_{\text{IP}} \cos \phi_0, \quad (2.7)$$

$$z_0 \rightarrow z_0 - z_{\text{IP}}. \quad (2.8)$$

Le changement d'angle  $\phi_0$  correspondant à cette redéfinition est quant à lui négligeable car le déplacement de l'origine est de l'ordre de 1 mm, ce qui est petit par rapport au rayon de courbure des traces :

$$\delta\phi_0 = \frac{x_{\text{IP}} \cos \phi_0 + y_{\text{IP}} \sin \phi_0}{\frac{1}{\Omega} - d_0} \lesssim 10^{-4} \text{ rad.} \quad (2.9)$$

### Résolution spatiale

On peut paramétrer la trajectoire au voisinage du point d'impact en linéarisant les équations par rapport à  $\phi$  :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \frac{1}{\Omega} \begin{pmatrix} \phi \cos(\phi_0) \\ \phi \sin(\phi_0) \\ \phi \tan \lambda \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d_0 \sin(\phi_0) \\ -d_0 \cos(\phi_0) \\ z_0 \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

soit encore

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = s \begin{pmatrix} \cos(\phi_0) \\ \sin(\phi_0) \\ \tan \lambda \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d_0 \sin(\phi_0) \\ -d_0 \cos(\phi_0) \\ z_0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Pour un événement  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , les deux traces sont dos-à-dos et de même impulsion  $\sqrt{s}/2$ . Elles ont donc pour trajectoires ( $\phi_0^2 = \pi - \phi_0^1$ ) :

$$\begin{pmatrix} x^1 \\ y^1 \\ z^1 \end{pmatrix} = s \begin{pmatrix} \cos(\phi_0^1) \\ \sin(\phi_0^1) \\ \tan \lambda^1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d_0^1 \sin(\phi_0^1) \\ -d_0^1 \cos(\phi_0^1) \\ z_0^1 \end{pmatrix} \text{ et} \quad (2.12)$$

$$\begin{pmatrix} x^2 \\ y^2 \\ z^2 \end{pmatrix} = s \begin{pmatrix} -\cos(\phi_0^1) \\ -\sin(\phi_0^1) \\ -\tan \lambda^1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -d_0^2 \sin(\phi_0^1) \\ d_0^2 \cos(\phi_0^1) \\ z_0^2 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

La distance d'approche minimale entre une trace et le point d'interaction est une grandeur fondamentale pour l'étiquetage des quarks beaux. La résolution sur cette grandeur dépend de la précision de reconstruction des traces mais aussi de la précision sur l'estimation du vertex origine. Mesurer la distance entre les deux traces issues d'un événement  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  élimine la dépendance venant de la détermination du vertex origine et permet de connaître (à un facteur  $\sqrt{2}$  près) la résolution sur le paramètre d'impact due à la reconstruction des traces seules. Cette distance en trois dimensions (divisée par le facteur  $\sqrt{2}$ ) vaut

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{(1 + \tan^2 \lambda)(d_0^1 + d_0^2)^2 + (z_0^1 - z_0^2)^2}{1 + \tan^2 \lambda}}. \quad (2.14)$$

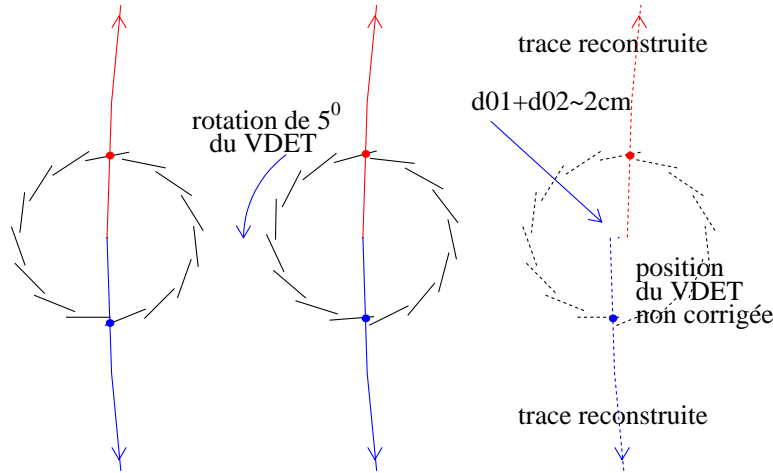


FIG. 2.10: Effet d'une rotation (exagérée) du VDET. Pour comprendre l'effet, on imagine que la direction des particules est connue et que les impacts dans un VDET à une couche ( $R \approx 10$  cm) déterminent les paramètres  $z_0$  et  $d_0$ . Dans l'exemple dessiné, les deux traces passent initialement par le point d'interaction. Les impacts dans le VDET correctement positionné correspondent réellement au point de passage des particules. Si le VDET est tourné d'un angle d'environ  $5^\circ$ , les impacts sont à des positions différentes (deuxième dessin). Si on ignore la rotation du VDET les traces reconstruites vont être décalées du point d'origine. Dans l'exemple, les  $d_0$  des traces sont systématiquement translatés de +2cm.

Les grandeurs  $\frac{1}{\sqrt{2}}(d_0^1 + d_0^2)$  et  $\frac{1}{\sqrt{2}}(z_0^1 - z_0^2)$  estiment la résolution en  $r - \phi$  et en  $z$ . Un décalage systématique de la valeur moyenne de ces quantités indiquerait un problème de reconstruction dû à un mauvais alignement du VDET comme l'illustre l'exemple de la figure 2.10. Les figures 2.11 et 2.12 montrent les distributions servant à estimer la résolution sur le paramètre d'impact.

On constate un bon accord pour la résolution  $r - \phi$  entre données et simulations. Par contre, on observe un désaccord pour la valeur moyenne qui est significativement différente de 0. On observe également un désaccord notable de la résolution en  $z$ , pour laquelle les simulations sont meilleures de 30%. Il se propage à la résolution sur la distance en trois dimensions. Ces désaccords dans la reconstruction des traces font actuellement l'objet de travaux dans ALEPH. Les causes principales semblent être les distorsions du champ magnétiques qui déforment les trajectoires des électrons de dérive dans la TPC, et des retards aléatoires des signaux électroniques de ce détecteur. Nous verrons par la suite que ces différences entre données et simulations (résolutions et valeur moyenne), se propagent aux efficacités d'étiquetage des  $b$  qu'il faudra corriger.



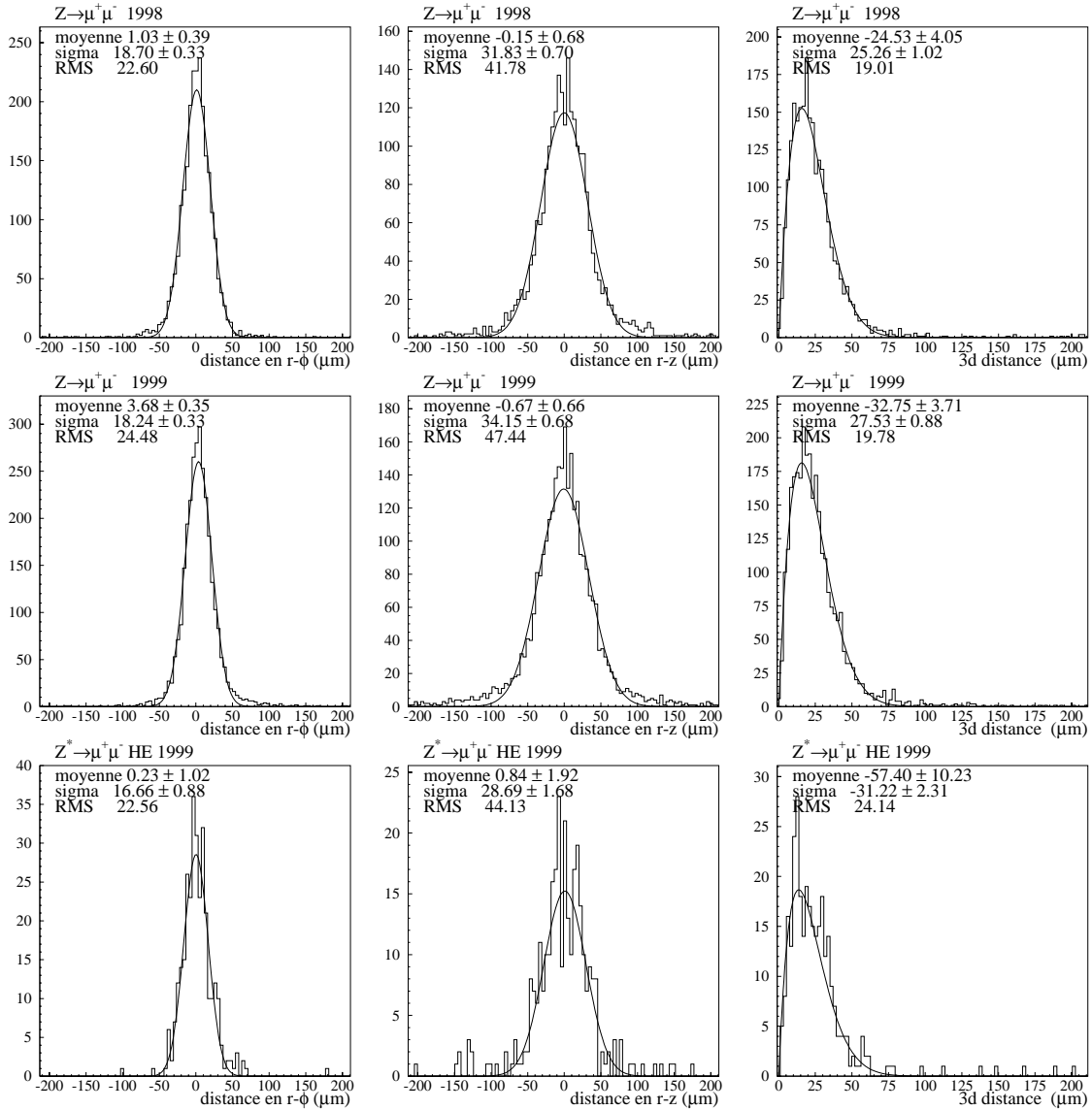


FIG. 2.11: Mesure de la résolution sur le paramètre d'impact. Les moyennes et largeurs,  $\sigma$ , des gaussiennes obtenues par ajustements des distributions de distance en  $z$  et  $r - \phi$  sont indiquées. Les distributions de distance en trois dimensions sont ajustées par une fonction du type  $x e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ . Les trois séries de distributions correspondent aux données enregistrées en 1998 à  $\sqrt{s} = 91.2$  GeV ( $2.5 \text{ pb}^{-1}$ ), en 1999 à  $\sqrt{s} = 91.2$  GeV ( $3.9 \text{ pb}^{-1}$ ) et en 1999 à haute énergie (HE)  $\sqrt{s} = 192, 196, 200, 202$  GeV ( $240 \text{ pb}^{-1}$ ).

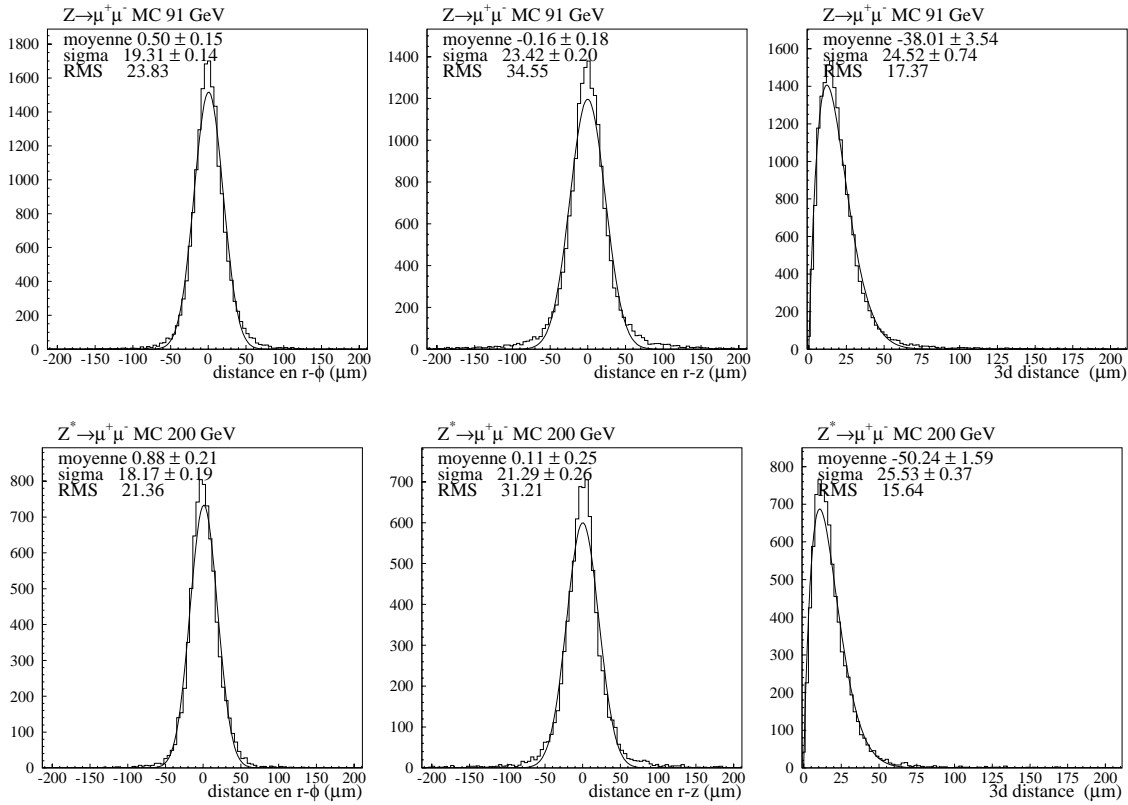


FIG. 2.12: Mesure de la résolution sur le paramètre d'impact avec le Monte-Carlo  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  à  $\sqrt{s}=200$  GeV et le Monte-Carlo à  $\sqrt{s}=91.2$  GeV.

## Résumé des performances

Les contributions aux résolutions des sous-détecteurs composant le système des chambres à traces, mesurées avec des événements à deux muons à l'énergie du  $Z$  sont résumées dans le tableau suivant [58]. Il met en avant l'importance du VDET sans lequel les résolutions spatiales seraient très mauvaises.

sous-détecteur	Résolution en impulsion	Résolution spatiale	
	$\sigma(1/P_t)$ (GeV/c) $^{-1}$	$\sigma_{r\phi}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_{rz}$ ( $\mu\text{m}$ )
TPC	$1,2 \times 10^{-3}$	310	808
TPC + ITC	$0,8 \times 10^{-3}$	107	808
TPC + ITC + VDET	$0,6 \times 10^{-3}$	19	33

Des mesures effectuées avec les événements hadroniques à l'énergie du  $Z$  permettent d'écrire les résolutions sur l'impulsion des traces et leur paramètre d'impact tridimensionnel. Elles s'écrivent en fonction de l'impulsion pour tenir compte des diffusions multiples [23] :

$$\sigma\left(\frac{1}{P_t}\right) = 6 \times 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1} \oplus 5 \times \frac{10^{-3}}{P_t}, \quad (2.15)$$

$$\sigma(d) = \left(34 + \frac{70(\text{GeV}/c)^{-1}}{p}\right) (1 + 1.6 \cos^4 \theta) \mu\text{m}. \quad (2.16)$$

On peut remarquer que ces derniers chiffres semblent (pour  $p = 45$  GeV) plus élevés que ceux notés sur la figure 2.11. En fait, les mesures de la figure 2.11 s'affranchissent du problème de la détermination du vertex d'interaction en mesurant la distance entre les traces reconstruites des deux muons. Dans les événements hadroniques au contraire, le paramètre d'impact mesure la distance au vertex primaire dont la position est connue avec une certaine précision. Cette incertitude s'ajoute à l'incertitude sur la reconstruction de la trace. D'autre part, dans de tels événements, il y a un grand nombre de particules et donc un grand nombre d'impacts dans les chambres à traces. Les impacts assignés à une autre trace que celles dont ils sont origines ont aussi pour conséquence d'augmenter l'incertitude sur la reconstruction des trajectoires.

### 2.2.5 Le calorimètre électromagnétique-ECAL (1.85 à 2.25 m)

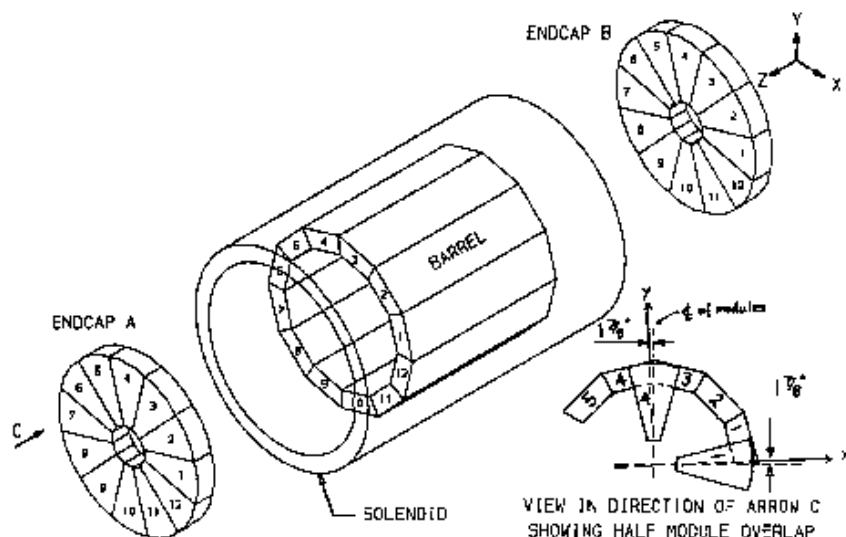


FIG. 2.13: Vue d'ensemble du ECAL.

Ce calorimètre, placé à l'intérieur de l'aimant, est destiné à mesurer l'énergie des électrons et des photons. Il se décompose en une partie cylindrique centrale, le tonneau, et deux extrémités, les bouchons. La présence des bouchons assure l'herméticité du détecteur qui a pour acceptance angulaire  $|\cos \theta| < 0.97$ . Ces parties sont constituées chacune de 12 modules couvrant  $30^\circ$  en azimut. Les modules comprennent 45 couches alternées de feuilles de plomb (radiateur) et de chambres à fils remplies d'un mélange de xénon et de dioxyde de carbone (80%+20%). L'épaisseur totale correspond à environ 22 longueurs de radiation, ce qui permet de contenir une gerbe électromagnétique produite par un électron de 45 GeV. Le nombre de longueurs d'interaction nucléaire est de 1.1 ce qui est insuffisant pour contenir les gerbes hadroniques qui parviennent au HCAL.

L'énergie des avalanches électromagnétiques est mesurée par influence capacitive sur des cellules d'environ  $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ . Les cellules des différents plans sont regroupées en tours pyramidales de  $1^\circ \times 1^\circ$  pointant vers la zone d'interaction. Cette granularité

transverse permet de résoudre les deux photons issus de la désintégration d'un  $\pi^0$  de moins de 20 GeV qu'on différencie ainsi d'un photon seul. Les tours sont longitudinalement divisées en 3 étages de, respectivement, 4, 9 et 9 longueurs de radiation. Grâce à cette double segmentation on peut étudier les profils longitudinaux et transverses des dépôts d'énergie ce qui permet notamment d'identifier les électrons comme on le verra dans 2.3.1.

La résolution en énergie du ECAL est

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.009 + \frac{0.18}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.17)$$

et sa résolution angulaire est

$$\sigma(\phi) = \frac{\sigma(\theta)}{\sin \theta} = 0.32 + \frac{2.7}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \text{ mrad.} \quad (2.18)$$

### 2.2.6 Le calorimètre hadronique-HCAL (3 à 4.7 m)

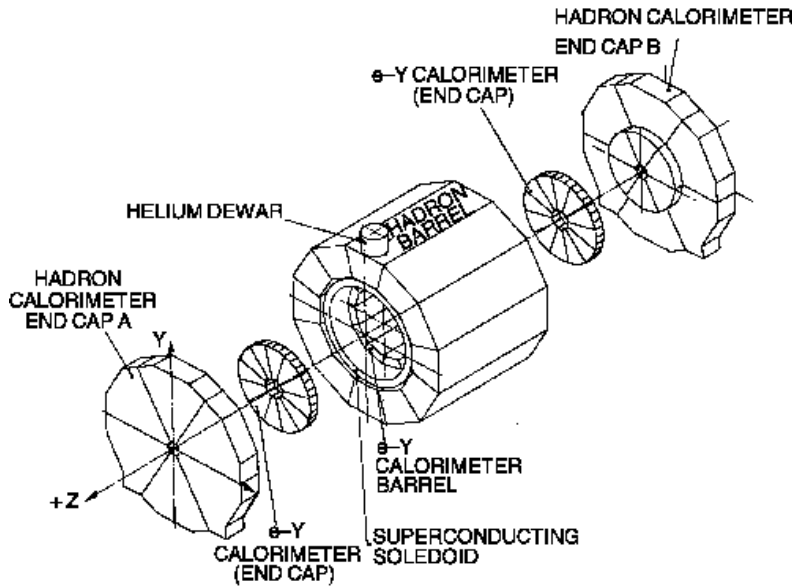


FIG. 2.14: Vue d'ensemble du HCAL

Ce détecteur se divise en un tonneau de 12 modules et deux bouchons de 6 modules (figure 2.14). Le radiateur en fer permet le retour du champ magnétique et correspond à environ 7 longueurs d'interaction nucléaire afin de contenir les gerbes hadroniques. 23 couches de chambres à dards de  $0.9\text{cm} \times 0.9\text{cm}$  de section s'intercalent entre les couches de fer de 5 cm d'épaisseur. Une structure en damiers mesure l'énergie qui est sommée en tours projectives de  $3.7^\circ \times 3.7^\circ$  prolongeant en moyenne 14 tours du calorimètre électromagnétique. La résolution en énergie est assez médiocre car les chambres fonctionnent en mode saturé :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E(\text{GeV})}}. \quad (2.19)$$

En outre 23 bandes d'aluminium de 4mm de large associées à chaque fil fournissent un signal logique qui décrit le profil de la gerbe hadronique dans le plan  $r - \phi$  pour le tonneau et  $z - \phi$  pour les bouchons. Cette information participe notamment à l'identification des muons qui déposent peu d'énergie sous forme d'une série de points d'impact alignés.

### 2.2.7 Les chambres à muons (à l'extérieur du HCAL)

Les particules qui parviennent jusqu'à elles sont les muons d'énergie supérieure à 3 GeV et de rares hadrons. Elles se décomposent en un tonneau, deux bouchons, et deux parties assurant les recouvrements tonneau-bouchon. Elles sont constituées de deux couches de deux chambres à dards semblables à celles du HCAL situées à 10 et 60 cm de son bord extérieur. Deux bandes perpendiculaires d'aluminium servent à mesurer les points de passage des particules au niveau de chaque double couche avec une précision d'environ 3.5 mm.

### 2.2.8 Les luminomètres

La mesure de la luminosité repose sur le comptage d'événements de type Bhabha. En effet la section efficace de diffusion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  diverge à petit angle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{16\alpha^2 (\hbar c)^2}{s \theta^4} \quad (\theta \rightarrow 0), \quad (2.20)$$

ce qui rend négligeable l'erreur statistique du comptage.

Trois détecteurs sont ainsi utilisés à petit angle. Chacun est composé de deux parties placées de part et d'autre d'ALEPH afin de compter les électrons en coïncidence. Ces détecteurs sont des calorimètres car ils doivent être capables de distinguer les électrons d'énergie  $\frac{\sqrt{s}}{2}$  des bruits de fond du faisceau (électrons de basse énergie, photons). Ils permettent ainsi de prolonger l'acceptance angulaire du ECAL.

#### Le LCAL (Luminosity Calorimeter)

Situé à 2.63 mètres du point d'interaction, ce détecteur est d'une conception très proche de celle du ECAL. En effet, il est constitué de couches alternées de plomb et de chambres à fils d'une épaisseur totale de 25 longueurs de radiation, ce qui contient les gerbes électromagnétiques d'électrons de 45 GeV. La lecture de l'énergie est segmentée en tours projectives de 3 étages d'une section de 2.9 cm  $\times$  2.9 cm. Son acceptation angulaire est 45 à 190 mrad.

#### Le SICAL (Silicon Calorimeter)

Ce détecteur est placé à 2.5 mètre de la zone d'interaction et est constitué de 12 couches alternées de damiers en silicium et de tungstène (radiateur) correspondant à 24 longueurs de radiation. Pour protéger les détecteurs centraux (VDET, ITC, TPC) du rayonnement synchrotron plus important à LEP2 qu'à LEP1, un cône de tungstène de longueur 40 cm a été installé autour du tube à vide. Il réduit l'angle d'acceptation minimale, qui passe de 24 à 34.5 mrad. L'angle maximal couvert par ce détecteur est de 58 mrad.

## Le BCAL (Bhabha Calorimeter)

Il est constitué de 10 couches alternées de tungstène et de scintillateurs plastique. La forme des deux paires de modules est celle d'une portion de cylindre, si bien qu'il ne couvre que les angles  $|\phi| < 40^\circ$  et  $|180^\circ - \phi| < 40^\circ$ . Comme il est assez éloigné (7.7 m) du point d'interaction, son acceptation angulaire est de 5.1 à 9 mrad et le taux d'événements Bhabha enregistrés est d'environ 5 Hz pour  $\mathcal{L} = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , ce qui permet de fournir une luminosité en ligne.

## 2.3 Outils d'analyse

### 2.3.1 Identification des électrons

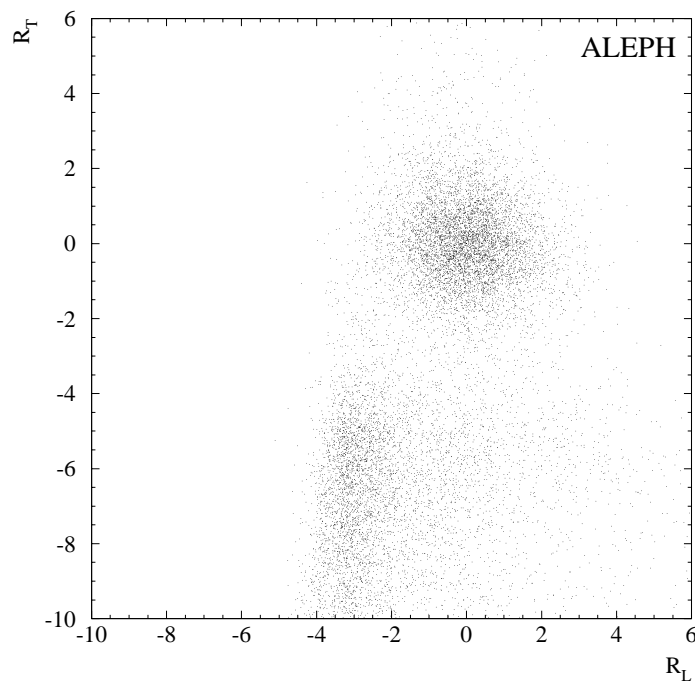


FIG. 2.15: Distribution bidimensionnelle des estimateurs  $R_T$  et  $R_L$  pour un lot de traces enrichi en électrons. On distingue clairement les électrons (centrés en (0,0)) des hadrons.

L'identification calorimétrique des électrons repose sur la forme de la gerbe qu'ils induisent dans les calorimètres, plus compacte que pour des hadrons, et la quantité d'énergie mesurée approximativement égale à leur impulsion. Pour chaque trace chargée, on peut construire deux estimateurs dont les distributions suivent une loi normale  $N(0,1)$  pour des électrons.

1. Le premier estimateur mesure l'étalement transverse de la gerbe :

$$R_T = \frac{E_A/p - \langle E_A/p \rangle}{\sigma_{E_A/p}}, \quad (2.21)$$

où  $E_4$  est l'énergie totale déposée dans les quatre tours du ECAL les plus proches de l'extrapolation de la trace chargée d'impulsion  $p$ .  $\langle E_4/p \rangle$  et  $\sigma_{E_4/p}$  sont la valeur moyenne ( $\approx 0.83$ ) et la résolution de la fraction d'énergie  $E_4/p$  déposée pour des électrons.

2. Pour mesurer la profondeur de la gerbe on utilise la forme analytique (distribution "gamma"[60]) du profil longitudinal moyen de la quantité d'énergie  $dE$  déposée par des électrons dans une épaisseur  $dX$  d'un matériau :

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dX} = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} X^{\alpha-1} e^{-\beta X}, \quad (2.22)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  caractérisent la forme de la gerbe. En supposant que cette forme décrit le profil du dépôt d'énergie, on calcule la profondeur moyenne du dépôt dans le  $j$ ème étage du ECAL par une procédure itérative d'ajustement. On obtient ainsi l'inverse de la profondeur de la gerbe qui s'avère avoir une distribution gaussienne :

$$X_L = \frac{E_4}{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j S_j}, \quad (2.23)$$

où  $E_i^j$  est l'énergie déposée dans le  $j$ ème étage de la  $i$ ème tour la plus proche de la trace. Le deuxième estimateur est ainsi :

$$R_L = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma_{X_L}}. \quad (2.24)$$

La figure 2.15 représente la distribution bidimensionnelle de ces deux estimateurs. Les coupures

$$\begin{aligned} -3 < R_T \quad \text{et} \\ -3 < R_L < 3 \end{aligned} \quad (2.25)$$

définiront les traces identifiées en électrons dans la suite.

### 2.3.2 Identification des muons

Les muons sont au minimum d'ionisation pour les énergies considérées et traversent tous les détecteurs. La procédure suivante, qui repose à la fois sur l'utilisation du HCAL et celle des chambres à muons, permet de les différencier des hadrons.

Chaque trace d'énergie supérieure à 3 GeV est extrapolée jusqu'au HCAL. Pour tenir compte des diffusions multiples qui désalignent la trajectoire, on définit un tube d'un diamètre de trois écarts standard dans lequel on suppose que la particule doit passer. On peut ainsi déterminer le nombre de plans de HCAL susceptibles d'être touchés,  $N_{exp}$ , le nombre de plans effectivement touchés,  $N_{fire}$ , le nombre de plans touchés dans les dix premières couches du HCAL,  $N_{10}$ <sup>2</sup>. On utilise aussi le nombre moyen  $X_{mult}$  de cellules

---

<sup>2</sup>Ces informations digitales sont données par les bandes d'aluminium dont il a été question en 2.2.6.

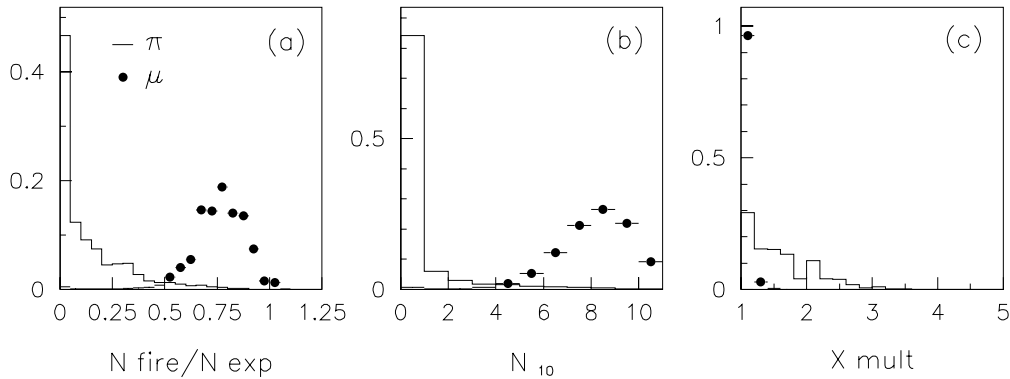


FIG. 2.16: Distributions des variables d'identification des muons par le HCAL.

(analogiques) touchées dans les onze derniers plans du HCAL à l'intérieur d'une bande de 20 cm de large. Les distributions de ces variables pour des pions et des muons sont représentées sur la figure 2.16. Les coupures suivantes déterminent si la trace chargée est considérée comme un muon par :

- $N_{exp} \geq 10$  (rejette les traces qui n'ont pas traversé une zone active de l'appareillage),
- $N_{10} > 4$ ,
- $N_{fire}/N_{exp} \geq 0.4$ ,
- $X_{mult} < 1.5$ .

L'identification dans les chambres à muons est faite en comptant les impacts (information en  $\phi$  et en  $\theta$ ) qu'on peut associer à la trajectoire s'ils sont à moins de quatre fois le rayon moyen de dispersion transverse dû aux diffusions multiples.

Dans la suite une particule est considérée comme un muon si elle est identifiée dans le HCAL ou si on lui associe des impacts dans les deux plans des chambres muons.

### 2.3.3 Algorithme *flux d'énergie*

L'algorithme *flux d'énergie* [58] utilise les informations redondantes ou complémentaires venant des différents sous-détecteurs pour reconstruire les événements et en optimiser la résolution en énergie. Il n'est possible que grâce à l'excellente granularité des calorimètres qui permet de réaliser les associations entre les dépôts calorimétriques et les trajectoires reconstruites dans la TPC.

La première étape consiste à définir ce que sont les bonnes traces chargées et rejeter les muons d'origine cosmique. Les critères sont :

- 4 impacts au minimum dans la TPC,
- $d_0 < 2$  cm,



- $z_0 < 10$  cm.

Pour ne pas rejeter inutilement les traces provenant de la désintégration des objets neutres, appelés  ${}^3V^0$ , on utilise un algorithme basé sur la reconstruction de leur masse, la reconstruction du point de désintégration et l'identification de leurs produits de désintégration [58].

Les traces sont ensuite extrapolées jusqu'aux calorimètres afin de leur associer des dépôts calorimétriques. Les dépôts connexes sont associés en agrégats et l'algorithme GAMPEX [59] permet de reconnaître les photons à partir de la forme de la gerbe électromagnétique qu'ils créent.

L'énergie des traces chargées est mesurée dans les calorimètres. Mais elle est aussi connue avec en général une meilleure précision, à partir de la mesure des impulsions dans la TPC. Pour éviter un double comptage, on retire donc de l'ensemble des agrégats :

- les dépôts associés à un électron, si ils n'excèdent pas l'impulsion mesurée dans la TPC de plus de trois fois la résolution calorimétrique ; dans le cas contraire la différence est comptée comme venant d'un photon de Bremstrahlung ;
- les dépôts associés à la trajectoire des muons ; s'ils sont supérieurs à 1 GeV dans le ECAL et 400 MeV pour les plans du HCAL, on considère que l'excès ne provient pas d'un muon et on le compte comme objet calorimétrique neutre ;
- les dépôts associés aux autres particules chargées qui sont considérés comme des pions ; si les dépôts sont supérieurs à ce qu'on attend de la réponse des calorimètres (facteur de 1.0 à 1.3 suivant la profondeur dans le ECAL), on compte la différence en tant qu'objet calorimétrique neutre.

Le résultat de l'algorithme *flux d'énergie* est finalement un ensemble d'objets reconstruits ayant chacun une quadri-impulsion et regroupés en catégories :

- électrons,
- muons,
- hadrons chargés,
- photons (et  $\pi^0$ ),
- objets calorimétriques neutres,
- mauvaises traces chargées venant d'un  $V_0$ .

Grâce à l'utilisation de cet algorithme, on obtient une résolution en énergie pour les événements hadroniques de

$$\sigma(E)(GeV) = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E(GeV)} + (0.6 \pm 0.3), \quad (2.26)$$

---

<sup>3</sup>Les  $V^0$  sont en fait soit des photons convertis en paires d'électrons, soit des  $\Lambda$  désintégrés en proton-pion soit des  $K^0$  désintégrés en pion-pion.

soit environ 7% à la résonance du  $Z$ , alors qu'elle serait avec un comptage simple des mesures calorimétriques :

$$\sigma(E) = 1.2\sqrt{E(\text{GeV})}, \quad (2.27)$$

ce qui donne environ 12.5%.

Les analyses présentées dans cette thèse sont réalisées à partir des objets résultants de cet algorithme que nous appellerons dans la suite objets reconstruits.

# Chapitre 3

## Signatures et bruits de fond quatre jets.

Nous avons vu que pour les domaines cinématiques accessibles au LEP, les bosons de Higgs se désintègrent principalement en quarks beaux. Il est donc nécessaire de décrire comment les quarks se manifestent en réalité par des jets de hadrons. C'est ce qui est fait dans une première section. Ensuite nous décrirons les signatures recherchées au LEP pour lesquelles la présence de jets est une constante. Nous dressons dans une troisième section la liste des trois processus du modèle standard susceptibles de contaminer les signaux à quatre jets qui font l'objet de cette thèse. Cela nous amène naturellement à définir la reconstruction des jets du point de vue expérimental dans la section suivante puis les présélections effectuées pour n'avoir plus qu'à considérer les trois sources de bruit de fond mentionnées.

### 3.1 L'hadronisation des quarks en jets

A cause de la structure non abélienne des interactions fortes, l'intensité de l'interaction entre deux objets colorés augmente à mesure qu'ils s'éloignent l'un de l'autre, ce qui explique que des objets colorés libres ne peuvent exister. Les quarks portent une charge de couleur et vont donc se manifester par des jets de hadrons blancs.

On modélise la formation des hadrons en deux étapes : le développement d'une cascade partonique à haute énergie, puis la fragmentation.

Dans la **phase à haute énergie** les calculs perturbatifs de QCD sont applicables. Les quarks initiaux émettent des gluons qui peuvent fissionner en paires quarks-antiquarks.

La méthode des éléments de matrice [61] permet par exemple de calculer les amplitudes des processus :  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}$ ,  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}g$ ,  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}gg$ ,  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}(g \rightarrow gg)$ ,  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow q\bar{q}(g \rightarrow q\bar{q})$ . Mais les calculs sont complexes et donc limités à l'ordre  $\alpha_s^2$ . On préfère utiliser le modèle itératif de la cascade de partons [62] reposant sur les équations d'Altarelli Parisi [63] qui décrivent les probabilités successives d'émission de gluons et de fission de gluons en paires quark-antiquark. La cascade est stoppée lorsque les gluons ont une masse effective inférieure à  $m_{min}$  et lorsque les quarks de masse  $m_q$  ont une masse effective inférieure à  $m_{min}/2 + \sqrt{m_{min}^2/4 + m_q^2}$ .

Dans la **deuxième phase, dite de fragmentation**, les calculs QCD perturbatifs ne sont plus valables. Les hadrons vont se constituer à partir des partons de la phase précédente. Le modèle le plus populaire a été développé par le groupe de Lund et constitue notamment le cœur du programme de simulation JETSET [64] qui est utilisé dans les générateurs de Monte-Carlo employés pour cette thèse. A mesure que les deux quarks d'une paire  $\bar{q}q$  s'éloignent l'un de l'autre, l'énergie du champ de couleur (on parle aussi de cordes de couleur dont les tensions sont constantes) qui existe entre les deux quarks augmentent. Lorsqu'elle atteint un seuil critique, c'est-à-dire lorsque les quarks sont éloignés d'une distance critique ( $\simeq 1 - 5$  fm) une nouvelle paire  $q'\bar{q}'$  est créée et peut se combiner avec les quarks existant pour former des hadrons. Les fonctions de fragmentation définissent la probabilité qu'une fraction d'impulsion  $z$ <sup>1</sup> d'un quark initial  $q$  soit emportée par le hadron contenant  $q$ . Dans le modèle de Lund, pour les quarks légers, elle est de la forme :

$$f(z) \sim \frac{(1-z)^a}{z} \exp(-b(m_h^2 + p_{h\perp}^2)). \quad (3.1)$$

Cette fonction reproduit mal les distributions expérimentales pour les saveurs lourdes : charmées et belles.

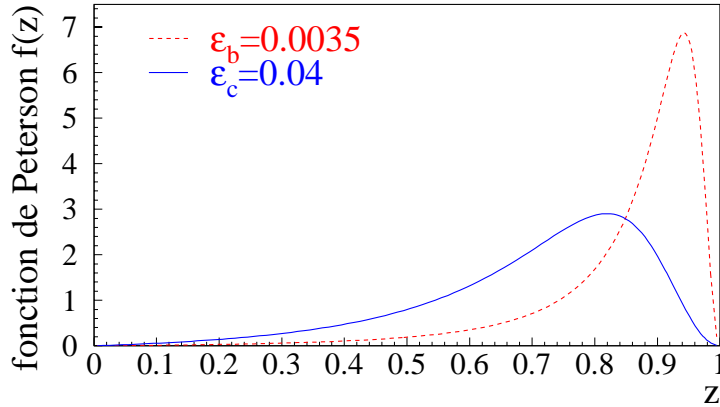


FIG. 3.1: Distribution de Peterson pour deux valeurs caractéristiques du paramètre  $\varepsilon$ .

On lui préfère alors la fonction de Peterson [65],

$$f(z) \sim \frac{1}{z} \frac{1}{(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z})^2}. \quad (3.2)$$

Celle-ci repose sur l'idée, venant de la mécanique quantique, que la probabilité de la transition  $q'\bar{q}' + Q \rightarrow q' + (\bar{q}'Q)$  où  $Q$  est le quark lourd est inversement proportionnelle au carré de l'énergie de transfert  $\Delta E = E_{\bar{q}'Q} + E'_q$ . Cette approche donne  $\varepsilon_Q \simeq \frac{m_{q'}^2}{m_Q^2}$  et donc  $\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_b} \simeq \frac{m_b^2}{m_c^2} \simeq 10$ . La figure 3.1 représente la fonction de Peterson pour les valeurs de  $\varepsilon$  utilisées dans les simulations :  $\varepsilon_c = 0.04$  et  $\varepsilon_b = 0.0035$ . Ces deux valeurs ont été

<sup>1</sup>La définition exacte de  $z$  est  $z = \frac{(E+p)_{//hadron}}{(E+p)_{quark}}$  où la direction  $//$  est définie par rapport au quark  $q$ .

mesurées à LEP1 par un ajustement sur les spectres de  $D^*$  pour  $\varepsilon_c$  [66] et de  $B \rightarrow D^* \ell \nu$  pour  $\varepsilon_b$  [67].

Aux énergies du LEP, la production d'une paire de quarks de masse effective supérieure à une vingtaine de GeV va en général donner lieu à deux jets de particules dont la multiplicité chargée moyenne est de l'ordre de 10. S'il n'y a pas eu émission de gluons durs, les jets seront approximativement colinéaires aux directions des quarks initiaux. Nous précisons la notion de jet du point de vue expérimental dans la section 3.4

## 3.2 Processus de production du signal

### 3.2.1 Higgs-strahlung

Ce processus peut s'interpréter comme le rayonnement d'un boson de Higgs par un boson  $Z$  produit en voie  $s$ , ce qui explique son nom (*rayonnement de Higgs* en Allemand). Il se calcule à l'ordre des arbres par le diagramme 3.2.

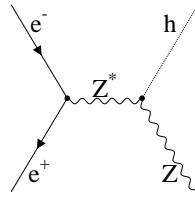


FIG. 3.2: Production de Higgs par Higgs-strahlung

La section efficace qui s'en déduit est [47] :

$$\sigma_{SM}(e^+e^- \rightarrow hZ) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi s} (v_e^2 + a_e^2) \lambda^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda + 12m_Z^2}{(1 - \frac{m_Z^2}{s})^2}, \quad (3.3)$$

où  $a_e = -1$  et  $v_e = -1 + 4\sin^2\theta_W$  sont les couplages de l'électron au  $Z$  et  $\lambda = \frac{(s - m_h^2 - m_Z^2)^2 - 4m_h^2 m_Z^2}{s}$  est le terme cinétique d'espace de phase à deux corps qui s'interprète comme une mesure de la distance de la configuration cinématique par rapport au seuil  $m_h + m_Z = \sqrt{s}$ . Dans le MSSM, le couplage du  $h$  au  $Z$  est multiplié par  $\sin(\beta - \alpha)$  et on a alors :

$$\sigma_{MSSM} = \sin^2(\beta - \alpha) \sigma_{SM}. \quad (3.4)$$

En fait le  $Z$  peut-être produit hors couche de masse, ce qui permet d'avoir une production non nulle au-delà du seuil cinématique comme on peut le voir sur la figure 3.4. Il faut en outre tenir compte des émissions de photons ISR qui ont pour effet de réduire l'énergie réelle disponible et donc la section efficace lorsqu'on est proche du seuil cinématique (via le facteur cinétique d'espace de phase  $\lambda^{1/2}$ ). Cet effet est également pris en compte sur la figure 3.4.

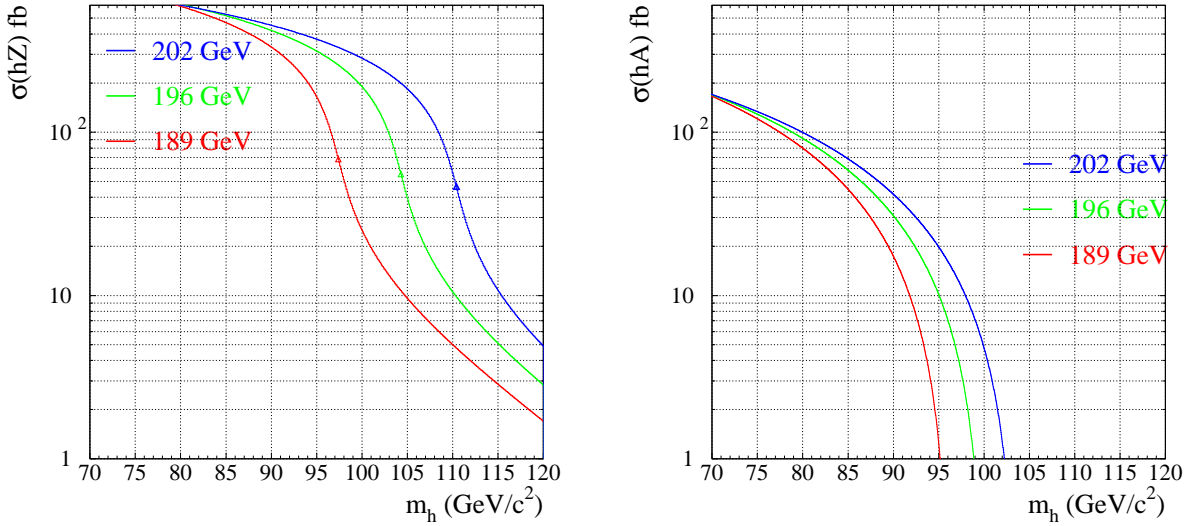
### 3.2.2 Fusion de deux $W$ et fusion de deux $Z$

Le Higgs peut être aussi produit par les processus de fusion de  $W$  ou de  $Z$ . A LEP2, ils sont de faible amplitude et n'ont d'importance que par leur interférence avec le Higgs-strahlung. Ils ne deviennent d'un ordre de grandeur sensible que lorsque la section efficace du Higgs-strahlung est très faible, c'est-à-dire au-delà du seuil cinématique. Notons que les sections efficaces sont également multipliées par un facteur  $\sin^2(\beta - \alpha)$  si on se place dans le cadre du MSSM.

En pratique, les fusions de  $W$  et  $Z$  jouent un rôle négligeable dans les résultats obtenus auprès du LEP, du moins jusqu'à présent. L'état final  $h\nu\bar{\nu}$  ou  $he^+e^-$  est complètement différent des signatures que nous recherchons, si bien que ces processus n'ont aucune influence sur les analyses présentées dans cette thèse.



FIG. 3.3: Production de Higgs par fusion de  $W$  ou fusion de  $Z$ .



(a) section efficace de production  $hZ$  du modèle standard.

(b) section efficace de production  $hA$  pour  $\tan\beta = 10$ .

FIG. 3.4: Sections efficaces de production de Higgs neutres.

### 3.2.3 Production associée $hA$

La production associée  $hA$  est donnée à l'ordre des arbres par le graphe suivant :

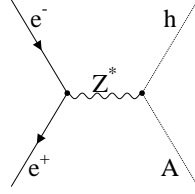


FIG. 3.5: Production associée  $hA$

La section efficace qui en résulte est [47] :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow hA) = \cos^2(\beta - \alpha) \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi s} (v_e^2 + a_e^2) \lambda^{\frac{3}{2}} \frac{1}{(1 - \frac{m_Z^2}{s})^2}, \quad (3.5)$$

avec  $\lambda = \frac{(s - m_h^2 - m_A^2)^2 - 4m_h^2 m_A^2}{s}$ . Cette formule fait apparaître la suppression cinématique de l'onde  $s$ , due au couplage vecteur-scalaire-scalaire, qui se traduit par un  $\lambda^{\frac{3}{2}}$ . On tire plusieurs conséquences de cette suppression que la référence [68] explicite en détails :

1. On recherche ce processus loin du seuil cinématique, contrairement à la recherche du Higgs-strahlung.
2. Pour augmenter la masse à laquelle la recherche sera sensible, ce canal nécessite d'accumuler de la luminosité, tandis que la sensibilité de recherche du Higgs-strahlung se situe au voisinage du seuil cinématique et a donc besoin d'une augmentation de l'énergie  $\sqrt{s}$ .
3. En terme de distance au seuil cinématique  $\lambda$  l'amélioration de la sensibilité à ce processus est plus importante que pour le Higgs-strahlung lorsque les quatre collaborations LEP combinent leurs résultats.

La distribution angulaire de production est donc celle d'une onde P et on peut la comparer à la distribution angulaire du Higgs-strahlung :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \approx \begin{cases} \lambda \sin^2\theta + 8m_Z^2/s & \text{pour le processus } hZ, \\ \sin^2\theta & \text{pour le processus } hA. \end{cases} \quad (3.6)$$

### 3.2.4 États finaux recherchés à LEP2

Nous présentons ici l'ensemble des canaux de recherche utilisés dans ALEPH pour la recherche de Higgs du MSSM. Les canaux  $4b$  et 4 jets font l'objet des analyses présentées dans cette thèse. On insiste ici sur la complémentarité du Higgs-strahlung et de la production associée de  $h$  et  $A$ . Comme on l'a vu en 1.4.6, le premier processus est dominant pour les petites valeurs de  $\tan\beta$ , tandis que le second est dominant pour les grandes valeurs de  $\tan\beta$ .

$X$	$\text{Br}(Z \rightarrow X)$ (%)
$e^+e^-$	$3.366 \pm 0.008$
$\mu^+\mu^-$	$3.367 \pm 0.013$
$\tau^+\tau^-$	$3.360 \pm 0.015$
invisible ( $\bar{\nu}\nu$ )	$20.01 \pm 0.16$
hadronique ( $q\bar{q}$ )	$69.90 \pm 0.15$

 TAB. 3.1: Rapports d'embranchement expérimentaux [60] du  $Z$ .

### Etats finals du Higgs-strahlung

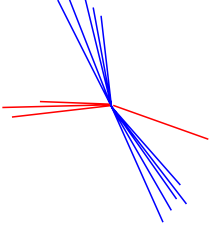
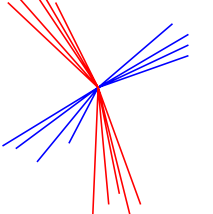
Le  $Z$  produit par Higgs-strahlung se désintègre suivant les rapports d'embranchement expérimentalement bien connus du tableau 3.1. Si on tient compte des rapports d'embranchement du boson de Higgs qui dépendent (figure 1.2) légèrement de sa masse, dans le domaine considéré, on obtient les états finals suivants :

Canal	Proportion	Description	Topologie
$h\ell\ell$	$\simeq 6\%$	Higgs + deux leptons, muons ou électrons. Evénements hadroniques avec deux jets de quarks $b$ et deux traces isolées énergiques identifiées comme leptons. L'énergie totale doit être l'énergie dans le centre de masse.	
$qq\tau\tau$	$\simeq 8.5\%$	Deux quarks + deux taus venant soit du Higgs soit du $Z$ . Evénements à deux jets + deux jets de basse multiplicité. A cause du $\tau$ qui se désintègre, $\tau \rightarrow \nu_\tau X$ , des neutrinos emportent de l'énergie non détectée. On peut utiliser l'étiquetage des quarks $b$ si on suppose que les jets viennent de la désintégration du Higgs.	
$h\nu\nu$	$\simeq 20\%$	Deux quarks + énergie manquante. On observe 2 jets de quarks $b$ acoplanaires et acolinéaires reculant contre de l'énergie manquante transverse. L'énergie manquante est due à la désintégration $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ : $E_{miss} \gtrsim 90$ GeV, $M_{miss} \simeq 91$ GeV/c <sup>2</sup>	
4 jets	$\simeq 65\%$	Etat final à quatre jets. Evénements hadroniques avec quatre jets bien distincts, pas d'énergie manquante. On utilise l'étiquetage des quarks $b$ provenant de la désintégration du Higgs et/ou de celle du $Z$ .	



**Etats finals de la production associée de  $h$  et  $A$**

La recherche du processus de production associée de  $h$  et  $A$  est importante pour les grandes valeurs de  $\tan \beta$ . Le Higgs se désintègre alors presque exclusivement en quarks  $b$  et en leptons  $\tau$ . On obtient ainsi les deux états finals suivants :

Canal	Proportion	Description	Topologie
$bb\tau\tau$	$\simeq 16\%$	Deux quarks + deux taus venant d'un Higgs ou d'un autre. Événements à deux jets + deux jets de basse multiplicité. A cause des neutrinos provenant de la désintégration des $\tau$ , une partie de l'énergie totale n'est pas détectée. On utilise l'étiquetage des quarks $b$ sur le système des deux jets à grande multiplicité.	
$4b$	$\simeq 83\%$	Quatre jets de quarks $b$ . Événements hadroniques avec quatre jets bien distincts sans énergie manquante. La compatibilité avec l'hypothèse quatre $b$ est testée grâce à l'étiquetage des jets.	

### 3.3 Les processus concurrents attendus dans le cadre du modèle standard

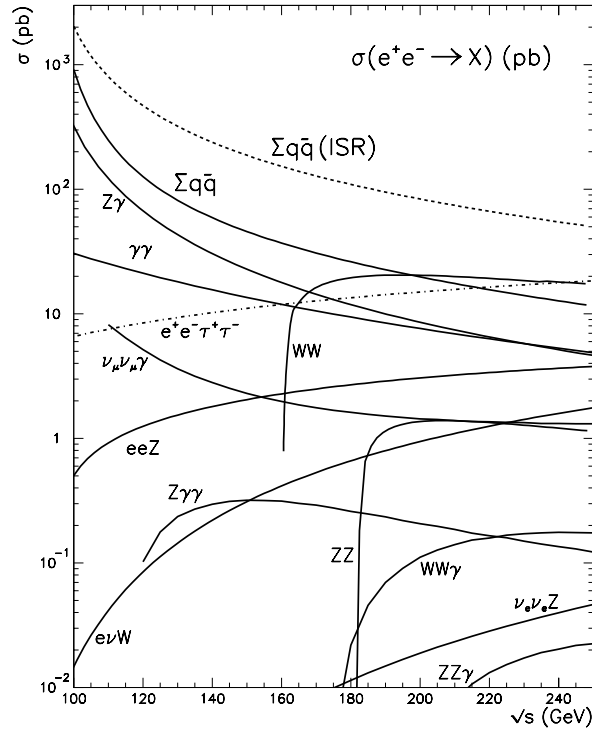


FIG. 3.6: les bruits de fond du modèle standard.

La figure 3.6 montre les sections efficaces d'annihilation  $e^+e^-$  par les processus du modèle standard en fonction de l'énergie dans le centre de masse. En fait les canaux quatre jets dans lesquels nous effectuons notre recherche de Higgs correspondent à des événements à grande multiplicité chargée, avec une énergie visible proche de celle du faisceau. C'est pourquoi seuls les bruits de fond suivants vont diminuer la sensibilité au signal.

#### 3.3.1 Production de paires de W

Ce processus physique a une section efficace importante comparée à celle du signal et les modes hadroniques de désintégration pourraient le simuler. Mais la probabilité de désintégration en quarks beaux ( $W^+ \rightarrow c\bar{b}$ ,  $W^- \rightarrow b\bar{c}$ ) est réduite d'un facteur  $|V_{cb}|^2 \approx 10^{-3}$  comparée aux désintégrations en quarks légers ( $u$ ,  $d$ ,  $c$  ou  $s$ ), si bien qu'on ne trouve pas d'état final avec plus d'un quark  $b$  primaire. On réduit donc ce bruit de fond à l'aide de

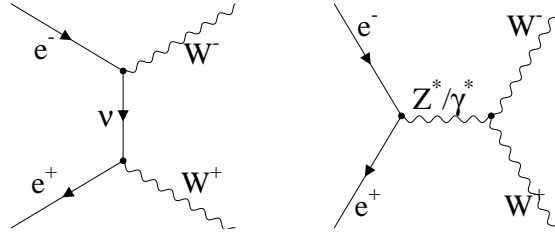


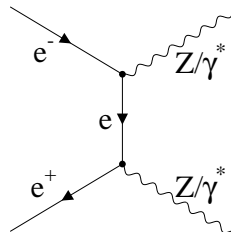
FIG. 3.7: Graphes dominants pour la production de paires de W

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202
$\int \mathcal{L} dt$ (pb <sup>-1</sup> )	176.2	28.9	79.8	86.3	42.0
$\sigma$ (pb)	16.5	16.8	17.1	17.3	17.4
Nombre attendu	2910	488	1370	1500	732
Rapport $N_{\text{simulé}}/N_{\text{attendu}}$	51.5	512	182	166	204

 TAB. 3.2: Nombre d'événements attendus pour le bruit de fond  $WW$ . Les simulations sont engendrées par le programme KORALW [69].

l'étiquetage des quarks beaux. Les contaminations proviennent essentiellement de quarks  $c$  à long temps de vol. Elles sont très faibles dans le cas de l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  pour laquelle on recherche quatre jets de quark  $b$ .

### 3.3.2 Production de paires de $Z/\gamma^*$


 FIG. 3.8: Graphe dominant pour la production de paire de  $Z/\gamma$ . Le  $Z$  et/ou le photon peuvent être virtuels

La terminologie “paires de  $Z/\gamma^*$ ” désigne en fait la production de paires de  $Z$  réels, mais aussi la production de  $Z$  ou de photons virtuels. C'est pourquoi il faut définir une coupure cinématique sur la virtualité des bosons avant de parler de sections efficaces de production. Par convention, cette coupure est appliquée à 0.2 GeV dans ALEPH. La section efficace totale est alors environ 2.6 pb, dont seulement 0.6 pb sont des paires de  $Z$  réels ( $m_{Z1}, m_{Z2} > 60$  GeV) comme on peut le voir sur la figure 3.9.

Un photon virtuel ayant une masse très faible, les deux quarks issus de sa désintégration hadronique seront collimés et la signature la plus fréquente d'un événement hadronique  $Z\gamma^*$  sera la production de trois jets.

Le  $Z$  peut se désintégrer en paire  $b\bar{b}$ . Les états finals avec deux quarks  $b$  ou quatre quarks  $b$  constituent un bruit de fond irréductible pour les signaux  $b\bar{b}q\bar{q}$  et  $b\bar{b}b\bar{b}$ . Plus

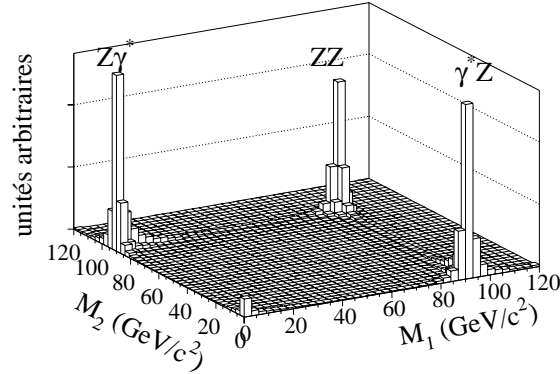


FIG. 3.9: Distribution des masses des deux bosons produits par le générateur d'événements "ZZ" Pour la coupure cinématique  $M_{1,2} > 0.2 \text{ GeV}/c^2$ , environ un quart des événements (à  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ ) correspondent à une paire de  $Z$  réels.

généralement, le processus  $ZZ$  conduit à des bruits de fond irréductibles pour tous les canaux de recherche du Higgs.

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202
$\int \mathcal{L} dt$ ( $\text{pb}^{-1}$ )	176.2	28.9	79.8	86.3	42.0
$\sigma$ (pb)	2.75	2.81	2.86	2.85	2.83
Nombre attendu	486	81.4	228	246	119
Rapport $N_{\text{simulé}}/N_{\text{attendu}}$	205	614	219	203	420

TAB. 3.3: Nombre d'événements attendus pour le bruit de fond  $ZZ$ . Les simulations sont engendrées par le programme PYTHIA [70].

### 3.3.3 Production de paires $q\bar{q}$

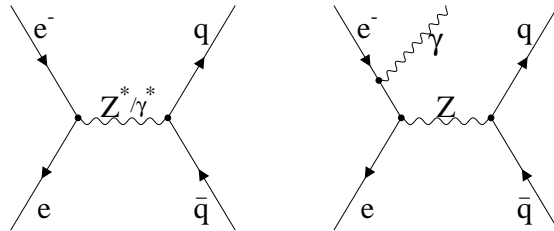


FIG. 3.10: Graphes dominants pour la production de paire de quarks. (Processus à deux fermions)

Ce processus résulte de l'annihilation électron-positon en un boson  $Z$  ou un photon virtuel. En fait le boson  $Z$  peut être produit sur sa couche de masse si suffisamment d'énergie est emportée par un photon émis dans l'état initial. La réaction est alors en fait

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202
$\int \mathcal{L} dt$ (pb <sup>-1</sup> )	176.2	28.9	79.8	86.3	42.0
$\sigma$ (pb)	99.4	96.4	91.6	87.1	84.9
Nombre attendu	17500	2780	7310	7510	3560
Rapport $N_{\text{simulé}}/N_{\text{attendu}}$	28.5	172	67.2	65.2	137

TAB. 3.4: Nombre d'événements attendus pour le bruit de fond  $\bar{q}q$ . Les simulations sont engendrées par le programme KORALZ [71].

$e^+e^- \rightarrow \gamma Z$ . L'impulsion du photon est environ  $\frac{s-m_Z^2}{2\sqrt{s}} \approx 75$  GeV. La suppression due à l'émission du photon ISR (facteur QED  $1/\alpha$ ) est compensée par la production résonnante du Z, si bien que le retour radiatif au Z a une section efficace approximativement égale à celle du processus sans émission de photon dur. Le photon ISR a tendance à être émis le long de l'axe des faisceaux. S'il est suffisamment central, il est détecté (fort dépôt d'énergie calorimétrique), sinon on observe une grande impulsion longitudinale manquante. Ces caractéristiques permettent de rejeter ces événements.

On peut se demander comment un état final à deux quarks peut constituer un bruit de fond pour la recherche de processus à quatre quarks. En fait les processus précédents peuvent être accompagnés de gluons durs émis dans l'état final (figure 3.11), ce qui peut conduire à une topologie à quatre jets. De même un gluon très virtuel peut se désintégrer en paire de quark-antiquark. On le verra par la suite, ce processus qu'on appelle "fission de gluon" est d'une fréquence très faible mais peut constituer un bruit de fond irréductible. (par exemple  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(g \rightarrow b\bar{b})$  est un bruit de fond pour l'état final  $b\bar{b}b\bar{b}$ .)

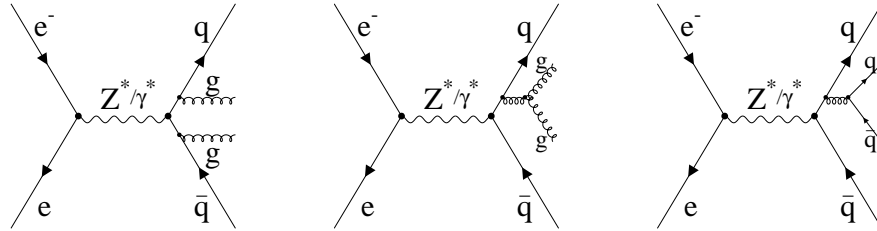


FIG. 3.11: Production de paires de quarks avec émission de gluons dans l'état final ou fission de gluon.

### 3.4 La reconstruction des jets

A haute énergie, les événements hadroniques donnent naissance à une multitude de particules dont les directions sont approximativement colinéaires aux partons initiaux. Les algorithmes de reconstruction de jets servent à regrouper en amas les objets reconstruits (traces chargées, photons, dépôts calorimétriques hadroniques) afin d'estimer les impulsions des partons initiaux.

C'est l'algorithme itératif DURHAM [72] qui est utilisé dans les analyses de cette thèse pour agréger les objets reconstruits :

- A chaque étape on dispose de  $N$  objets. A la première étape, on prend en compte l'ensemble des objets reconstruits.
- On définit une distance entre deux objets quelconques  $i$  et  $j$ . Pour l'algorithme DURHAM cette distance est donnée par :

$$y_{ij} \equiv \frac{2\min(e_i^2, e_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{s}, \quad (3.7)$$

où  $e_i, e_j$  sont les énergies des objets  $i$  et  $j$  et  $\theta_{ij}$  est l'angle entre les impulsions de ces objets.  $\sqrt{s}$  est l'énergie dans le centre de masse.

- On réalise ensuite la fusion des deux objets les plus proches en sommant les les quadri-impulsions (C'est le schéma de fusion dit " $E$ ") :

$$\begin{aligned} e_{ij} &= e_i + e_j, \\ \vec{p}_{ij} &= \vec{p}_i + \vec{p}_j. \end{aligned} \quad (3.8)$$

- On itère le processus avec  $N - 1$  objets.
- On peut définir l'arrêt de l'algorithme de deux façons différentes.
  - Soit on n'autorise la fusion de deux objets que si leur distance est inférieure à une distance maximale  $y_{cut}$  prédéfinie. L'algorithme est terminé lorsque les objets sont tous éloignés les uns des autres d'une distance supérieure à la distance  $y_{cut}$  et on obtient un nombre  $n$  de jets non déterminé à l'avance.
  - Soit il s'arrête lorsqu'on a obtenu un nombre prédéfini d'objets  $n$ . On appelle *paramètre de résolution* la distance  $y_{n-1,n}$  entre les deux objets restants les plus proches. C'est cette dernière méthode qui est utilisée pour agréger les événements en quatre jets dans cette thèse. Une coupure sur le paramètre de résolution,  $y_{34} > y_{min}$ , permet ensuite de sélectionner les événements pour lesquels les 4 jets sont bien séparés. Le paramètre de résolution  $y_{34}$  est en fait la valeur de la coupure  $y_{cut}$  pour laquelle le résultat de l'algorithme de jet avec condition d'arrêt sur la distance minimale passerait de trois jets à quatre jets.

### 3.5 Présélection d'événements à quatre jets

La première étape des analyses consiste à présélectionner des événements à quatre jets qui servent de base de travail pour les comparaisons données-simulations et le développement de la sélection finale.

Dans ce chapitre, seules les simulations sont utilisées pour montrer le pouvoir discriminant des variables. L'accord entre ces simulations et les données sera étudié dans les chapitres suivants.

Les coupures de présélection définies dans la suite sont utilisées pour les analyses 4b et 4 jets.

### 3.5.1 Sélection d'événements hadroniques.

Les événements hadroniques sont caractérisés par une grande multiplicité et peu d'énergie manquante. Comme on va demander quatre jets on peut exiger la présence de 8 traces chargées suffisamment centrales ( $\cos \theta > 0.95$ ) et qui respectent le critère de qualité défini en 2.3.3. Ceci se résume par :  $N_{ch} > 8$ .

On demande en outre que l'énergie des traces chargées soit supérieure à 10% de l'énergie dans le centre de masse :  $E_{ch} > 10\% \sqrt{s}$ .

Ces deux coupures éliminent les événements non hadroniques et les événements hadroniques du type  $\gamma\gamma$  qui sont caractérisés par une faible multiplicité et une quantité faible d'énergie déposée dans le détecteur.

### 3.5.2 Agrégations en quatre jets

L'algorithme DURHAM est utilisé pour agréger les objets reconstruits en quatre jets. Pour sélectionner des événements bien sphériques avec quatre jets distincts on effectue les coupures suivantes :

- Le paramètre de résolution des jets vaut au minimum 0.001 :  $y_{34} > 10^{-3}$ .
- L'angle minimum entre deux jets doit être de  $10^\circ$  :  $\theta_{min}^{ij} > 10^\circ$

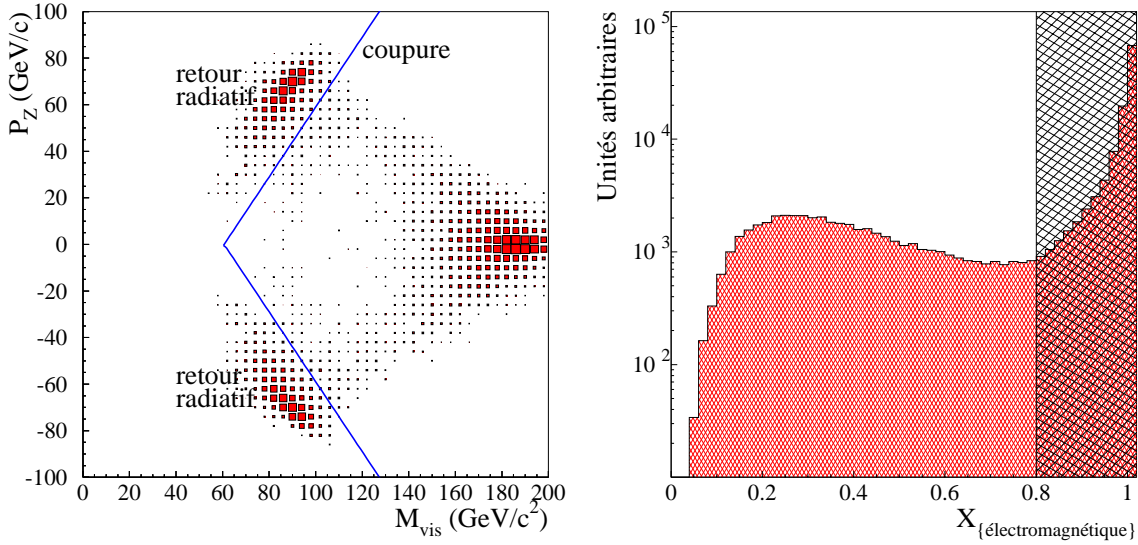
### 3.5.3 Coupures contre les retours radiatifs au $Z$

Un événement avec retour radiatif est en fait une annihilation  $e^+e^- \rightarrow \gamma Z$ . Le photon est très probablement émis colinéairement au faisceau. S'il n'est pas détecté, son émission se manifeste par de l'impulsion longitudinale manquante,  $|p_z| = E_\gamma = \frac{s-M_Z^2}{2\sqrt{s}}$ , et l'événement a une masse visible égale à celle d'un boson  $Z$ . Pour réduire la contamination par de tels événements, on effectue la coupure suivante :  $|p_z| < 1.5 \times (M_{vis} - 91.2)$  qui est illustrée sur la figure 12(a).

Si le photon est émis dans le volume fiduciel du détecteur, il va être détecté dans le calorimètre électromagnétique sous la forme d'un dépôt d'énergie neutre ou chargée dans le cas d'une conversion en paires  $e^+e^-$ . Cette énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique fait partie des objets reconstruits et donc d'un des quatre jets définis par l'algorithme d'agrégation. Pour éliminer de tels événements, on demande donc que la fraction d'énergie électromagnétique dans chaque jet ne dépasse pas 80%. La figure 12(b) montre la distribution de la fraction  $X$  d'énergie électromagnétique du jet qui en contient le plus parmi les quatre. L'ensemble des coupures de présélection 4 jets ont été appliquées à ce niveau et cette distribution est fortement biaisée : les événements avec retour radiatif,  $X \rightarrow 1$ , sont surtout des événements 3 jets + 1 photon, beaucoup plus nombreux que les événements à quatre jets hadroniques ( $X < 0.8$ ).

### 3.5.4 Résultats des présélections

Les résultats des coupures de présélection que nous venons de définir sont notés dans les tableaux 3.5, 3.6, 3.7, 3.8 et 3.9. Les nombres indiqués pour  $hA$  correspondent à



(a) Coupure dans le plan masse de l'événement versus impulsion longitudinale totale. (b) Coupure sur la fraction  $X$  d'énergie électromagnétique maximale par jet.

FIG. 3.12: Variables utilisées pour éliminer les événements  $\bar{q}q$  avec retour radiatif au  $Z$  (simulation  $q\bar{q}$  à 189 GeV).

$m_A = 85 \text{ GeV}/c^2$  et  $\tan\beta = 10$ , tandis que le signal  $hZ$  utilisé est celui du modèle standard pour  $m_h = 95 \text{ GeV}/c^2$ . En fait ces présélections sont lâches et nous définissons dans la suite d'autres variables pour caractériser davantage la signature à quatre jets.



$\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hA \rightarrow$ $b\bar{b}b\bar{b}$	$hZ \rightarrow$ 4 jets
Sans sélection	486	17520	2912	20915	21991	6.57	18.1
$N_{ch} > 8$ $E_{ch} > 10\%\sqrt{s}$	340	15360	2586	18289	20947	6.57	19.5
$ p_z  < 1.5 \times (M_{vis} - 91.2)$	259	8145	2280	10684	10528	6.56	17.2
$X_{\text{électromagnétique}} < 0.8$	160	3643	1788	5592	5443	6.5	16.6
$y_{34} > 10^{-3}$	131	1646	1592	3371	3311	6.48	16.4
$\theta_{min}^{ij} > 10^\circ$	131	1594	1587	3312	3228	6.48	16.4

TAB. 3.5: Nombre d'événements attendus et observés dans les données à  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$  au niveau de la présélection quatre jets.

$\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hA \rightarrow$ $b\bar{b}b\bar{b}$	$hZ \rightarrow$ 4 jets
Sans sélection	81	2788	488	3358	3583	1.23	4.51
$N_{ch} > 8$ $E_{ch} > 10\%\sqrt{s}$	58	2442	432	2933	3438	1.22	4.51
$ p_z  < 1.5 \times (M_{vis} - 91.2)$	43	1254	383	1682	1728	1.21	4.5
$X_{\text{électromagnétique}} < 0.8$	27	582	300	911	925	1.21	4.4
$y_{34} > 10^{-3}$	23	262	267	552	575	1.2	4.39
$\theta_{min}^{ij} > 10^\circ$	22	250	266	540	567	1.2	4.39

TAB. 3.6: Nombre d'événements attendus et observés dans les données à  $\sqrt{s}=192 \text{ GeV}$  au niveau de la présélection quatre jets.

### 3 SIGNATURES ET BRUITS DE FOND QUATRE JETS.

$\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hA \rightarrow$ $b\bar{b}b\bar{b}$	$hZ \rightarrow$ $4 \text{ jets}$
Sans sélection	228	7311	1370	8910	9385	3.88	15.8
$N_{ch} > 8$ $E_{ch} > 10\% \sqrt{s}$	163	6354	1215	7733	8936	3.86	15.8
$ p_z  < 1.5 \times (M_{vis} - 91.2)$	122	3283	1082	4487	4613	3.85	15.8
$X_{\text{électromagnétique}} < 0.8$	78	1528	842	2450	2433	3.8	15.4
$y_{34} > 10^{-3}$	66	680	747	1493	1530	3.79	15.4
$\theta_{min}^{ij} > 10^\circ$	66	650	745	1462	1501	3.79	15.4

TAB. 3.7: Nombre d'événements attendus et observés dans les données à  $\sqrt{s}=196 \text{ GeV}$  au niveau de la présélection quatre jets.

$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hA \rightarrow$ $b\bar{b}b\bar{b}$	$hZ \rightarrow$ $4 \text{ jets}$
Sans sélection	246	7518	1500	9264	9636	4.69	19.4
$N_{ch} > 8$ $E_{ch} > 10\% \sqrt{s}$	178	6480	1330	7989	9208	4.66	19.4
$ p_z  < 1.5 \times (M_{vis} - 91.2)$	133	3330	1188	4651	4695	4.64	19.4
$X_{\text{électromagnétique}} < 0.8$	87	1563	918	2568	2492	4.59	18.9
$y_{34} > 10^{-3}$	73	684	808	1566	1540	4.57	18.8
$\theta_{min}^{ij} > 10^\circ$	73	661	805	1540	1506	4.57	18.8

TAB. 3.8: Nombre d'événements attendus et observés dans les données à  $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$  au niveau de la présélection quatre jets.

$\sqrt{s} = 202 \text{ GeV}$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hA \rightarrow$ $b\bar{b}b\bar{b}$	$hZ \rightarrow$ $4 \text{ jets}$
Sans sélection	119	3566	732	4418	4515	2.4	9.83
$N_{ch} > 8$ $E_{ch} > 10\% \sqrt{s}$	86	3067	649	3803	4293	2.38	9.83
$ p_z  < 1.5 \times (M_{vis} - 91.2)$	64	1580	579	2224	2207	2.38	9.82
$X_{\text{électromagnétique}} < 0.8$	42	741	448	1232	1182	2.35	9.6
$y_{34} > 10^{-3}$	36	324	393	754	714	2.34	9.58
$\theta_{min}^{ij} > 10^\circ$	35	313	392	741	703	2.34	9.57

TAB. 3.9: Nombre d'événements attendus et observés dans les données à  $\sqrt{s}=202 \text{ GeV}$  au niveau de la présélection quatre jets.

## 3.6 Autres variables de sélection d'événements à quatre jets

Nous montrons dans cette section un ensemble des variables cinématiques permettant de sélectionner la topologie à quatre jets. Une coupure sur certaines d'entre elles a déjà été réalisée au niveau de la présélection, mais elles conservent néanmoins un caractère discriminant. Elles seront utilisées et combinées pour effectuer les analyses  $4b$  et 4 jets.

### 3.6.1 Variables topologiques globales

Une première variable caractérisant la topologie globale de l'événement est la poussée qui est définie par

$$\text{poussée} = \max_{(\text{direction } \vec{a})} \frac{\sum_{\text{objet}_i} |\vec{P}_i \cdot \vec{a}|}{\sum_{\text{objet}_i} \|\vec{P}_i\|}. \quad (3.9)$$

Pour donner une intuition des valeurs que prend cette quantité, on a représenté sur la figure 3.13 une topologie à 4 jets dans un plan pour laquelle, les 2 paires de jets sont dos-à-dos.

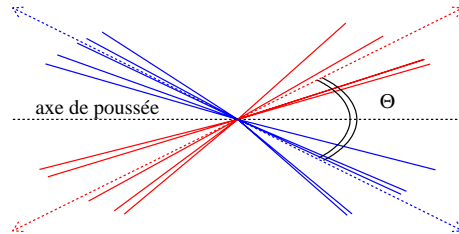


FIG. 3.13: La poussée. Dans cette exemple où l'énergie est répartie équitablement entre les jets, la poussée vaut  $\cos(\theta/2)$  où  $\theta$  représente l'angle entre les deux systèmes de jets. Comme il y a deux façons de définir cet angle, la poussée est en fait  $\max(\cos(\theta/2), \sin(\theta/2))$ .

Sur la figure 3.14 on montre l'évolution de la poussée moyenne en fonction de la masse du Higgs pour le signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ . A petite masse, les deux systèmes de jets ( $h$ ) et ( $Z$ ) ont des angles relativement fermés à cause du boost relativiste. La topologie deux paires de jets dos-à-dos confondues est impossible. A plus grande masse le boost diminue et l'angle entre les jets s'ouvre. Une topologie proche de deux paires de jets dos-à-dos confondues, pour laquelle la poussée est proche de 1, devient possible. Cela explique pourquoi la valeur moyenne de la poussée augmente. Cette exemple illustre la corrélation entre les variables cinématiques quatre jets et la masse du Higgs (des Higgs dans le cas  $hA$ ). Comme on le verra en 7.3.1, il explique pourquoi une coupure sur la poussée effectuée dans l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  à 189 GeV est supprimée pour les plus hautes énergies.

On peut construire d'autre variables topologiques globales à partir du tenseur des

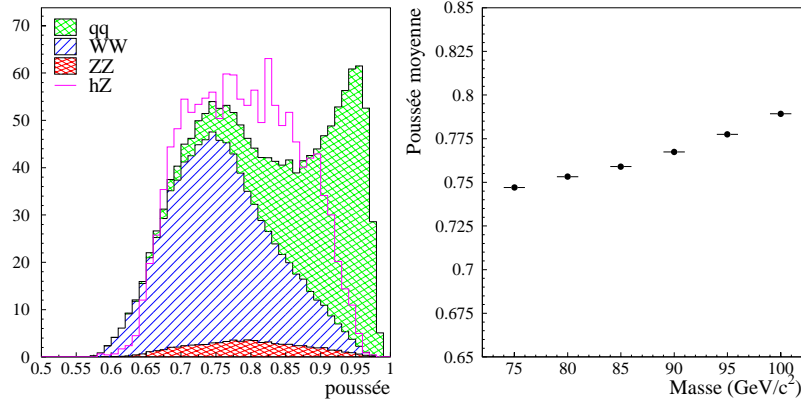


FIG. 3.14: A gauche, distribution de la poussée après la présélection, pour l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}=200$  GeV. Les trois sources de bruit de fond sont normalisées à la luminosité de  $86.3 \text{ pb}^{-1}$ . La normalisation du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  ( $m_h = 100 \text{ GeV}/c^2$ ) est arbitraire. A droite, évolution de la poussée moyenne en fonction de la masse du Higgs pour les événements  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  à  $\sqrt{s}=200$  GeV.

impulsions qui est défini par :

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i p_i^2}, \quad \alpha, \beta = x, y, z, \quad (3.10)$$

où on a sommé les contributions de tous les objets de l'événement. Ce tenseur est symétrique positif de trace égale à 1. Il est donc diagonalisable et possède trois directions propres et trois valeurs propres notées  $Q_j$ . On les ordonne suivant  $Q_1 < Q_2 < Q_3$ . On définit alors la sphéricité  $S$  [73] par :

$$S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2). \quad (3.11)$$

Celle-ci vaut 1 pour un événement parfaitement sphérique qu'on peut obtenir avec quatre objets d'impulsions égales dont les directions sont les hauteurs d'un tétraèdre régulier. Mais la sphéricité n'est pas toujours la bonne variable caractérisant un événement quatre jets. En effet, elle vaudra également 1 pour un événements à trois jets, orthogonaux deux à deux et d'impulsions égales<sup>2</sup>.

Pour un événement dont toutes les impulsions sont dans un plan, la direction orthogonale à ce plan est la direction propre du tenseur des impulsions associée à la valeur propre la plus petite qui vaut  $Q_1 = 0$ . A partir des valeurs propres  $Q_j$  on peut donc définir d'autres variables comme l'aplanarité  $A$  [74] et la planarité  $P$  qui mesurent le caractère planaire d'un événement :

$$A = \frac{3}{2}Q_1 \quad \text{et} \quad P = Q_2 - Q_1. \quad (3.12)$$

Les trois variables,  $S$ ,  $A$  et  $P$  sont représentées sur la figure 3.15.

<sup>2</sup>Un tel événement ne permet pas la conservation de l'énergie-impulsion dans le centre de masse :  $\begin{pmatrix} E_{tot} \\ \vec{P}_{tot} \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} \sqrt{s} \\ \vec{0} \end{pmatrix}$ .

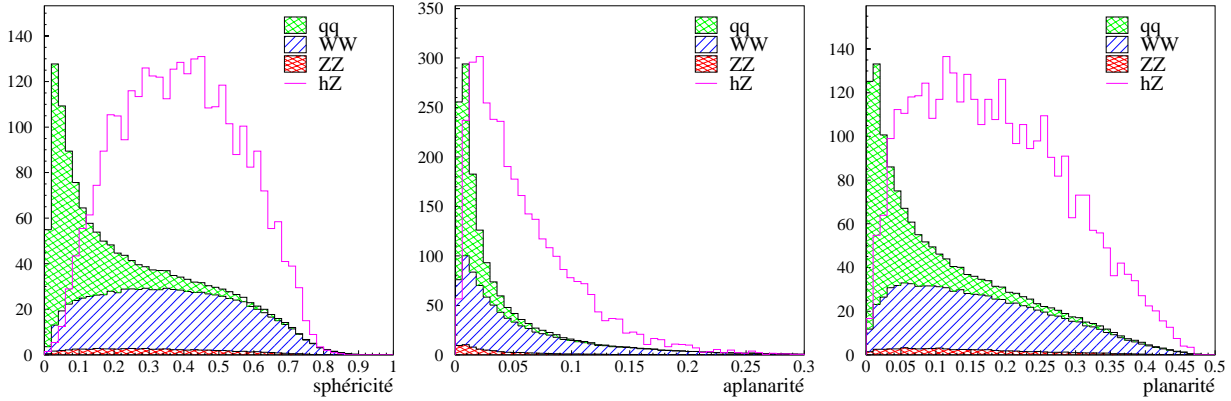


FIG. 3.15: Distributions des trois variables définies à partir du tenseur des impulsions pour l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}=200$  GeV. Les trois sources de bruit de fond sont normalisées à la luminosité de  $86.3 \text{ pb}^{-1}$ . La normalisation du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  ( $m_h = 100 \text{ GeV}/c^2$ ) est arbitraire.

### 3.6.2 Topologie trois jets contre un

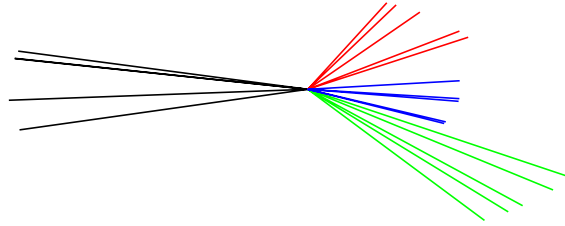


FIG. 3.16: Topologie trois jets reculant contre le quatrième.

Pour rejeter les topologies non équilibrées pour lesquels trois jets reculent contre un, on définit la variable suivante. Pour chaque combinaison de trois jets parmi les quatre, on calcule la dispersion angulaire des objets qui constituent les trois jets, en pondérant par les énergies.

$$\Delta_{ijk} \equiv \sqrt{\frac{\sum_{\text{objet } l \in \text{jet}_{i,j,k}} \theta_l^2 E_l}{\sum_{\text{objet } l \in \text{jet}_{i,j,k}} E_l}}. \quad (3.13)$$

où  $\theta_l$  est l'angle entre l'objet  $l$  et la direction moyenne des trois jets  $i, j$  et  $k$  :  $\vec{P}_i + \vec{P}_j + \vec{P}_k$ . La valeur minimum de cette quantité sur toutes les combinaisons possibles définit la variable cinématique  $\Delta\theta_3$  :

$$\Delta\theta_3 \equiv \min_{i,j,k \in \{1,2,3,4\}} \Delta_{ijk}, \quad (3.14)$$

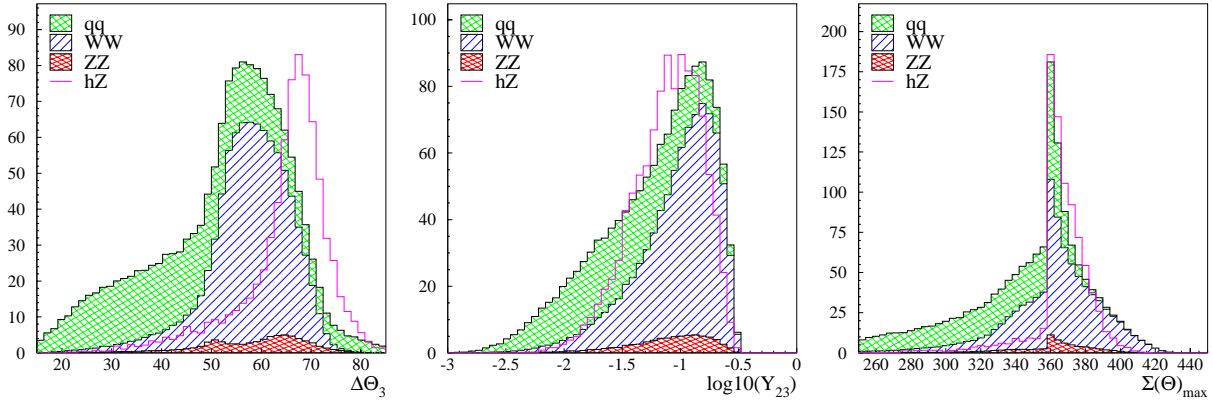


FIG. 3.17: Distributions des trois variables définies pour rejeter les topologies trois jets reculant contre un, pour l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}=200$  GeV. Les trois sources de bruit de fond sont normalisées à la luminosité de  $86.3 \text{ pb}^{-1}$ . La normalisation du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  ( $m_h = 100 \text{ GeV}/c^2$ ) est arbitraire.

Grâce à la pondération par les énergies, l'angle obtenu est d'autant plus faible qu'on a affaire à deux jets mous proches d'un jet dur. Une telle topologie dessinée sur la figure 3.17 est réalisée pour un événement  $q\bar{q}$  accompagné d'une fission de gluon. Le gluon virtuel est émis, avec une grande probabilité, dans une direction proche du quark dont il est originaire et emporte peu d'énergie. La masse effective de la paire de quarks en laquelle il fissionne, qui est en fait la virtualité de ce gluon, a tendance à être la plus faible possible. Les deux jets ainsi formés sont donc peu énergiques et proches angulairement du parton initial.

Une autre façon de caractériser une topologie trois jets contre un consiste à mesurer la valeur de la coupure  $y_{cut}$  pour laquelle l'algorithme de jets passe d'une agrégation en trois jets à une agrégation en deux jets, ce qui est en fait la valeur du paramètre de résolution  $y_{23}$  obtenu par une agrégation forcée en trois jets.

Enfin une dernière possibilité pour caractériser cette topologie consiste à sommer les quatre plus grands angles entre jets (parmi les six possibles) :

$$\theta_{sum} = \sum_1^4 (\theta_{ij})_{max}. \quad (3.15)$$

### 3.6.3 Topologie à quatre jets non distincts

Plusieurs variables cinématiques permettent d'estimer si la topologie d'un événement est plus ou moins proche d'une topologie trois jets. Elle correspondent en fait à une définition différente de la distance minimale entre deux jets. Le paramètre de résolution  $y_{34}$  défini en 3.4 est une mesure de distance. Une valeur faible caractérise une topologie proche de trois jets.

On peut plus simplement utiliser l'angle minimum entre deux jets  $\theta_{ijmin}$  ou la variable  $\Delta\theta_2$  qui mesure en fait la dispersion angulaire, pondérée par les énergies, minimale dans

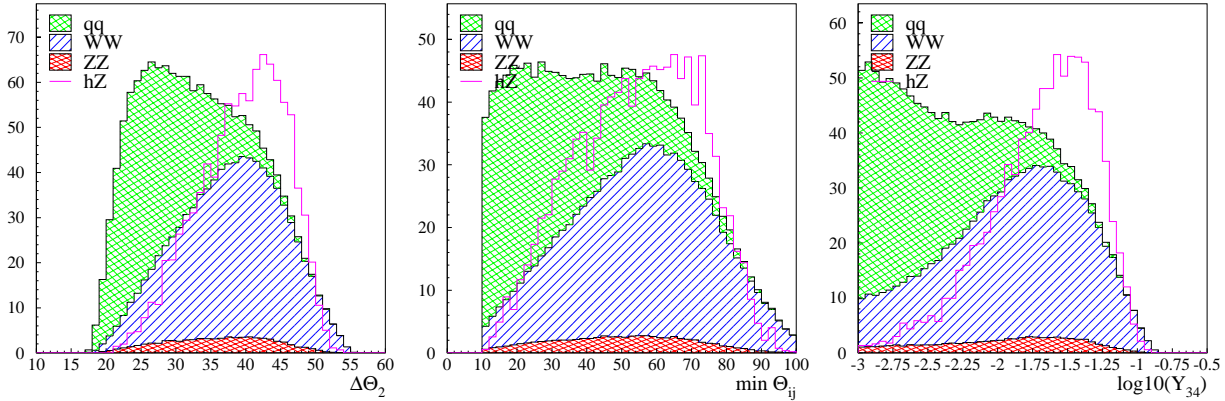


FIG. 3.18: Distributions des variables permettant de rejeter les topologies à quatre jets non distincts, pour l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}=200$  GeV. Les trois sources de bruit de fond sont normalisées à la luminosité de  $86.3 \text{ pb}^{-1}$ . La normalisation du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  ( $m_h = 100 \text{ GeV}/c^2$ ) est arbitraire.

les systèmes de deux jets. Sa définition est analogue à celle de  $\Delta\theta_3$ , mis à part le fait qu'on regroupe les jets par 2 :

$$\Delta\theta_2 \equiv \min_{i,j \in \{1,2,3,4\}} \Delta_{ij}, \quad (3.16)$$

avec

$$\Delta_{ij} \equiv \sqrt{\frac{\sum_{\text{objet } l \in \text{jet}_{i,j}} \theta_l^2 E_l}{\sum_{\text{objet } l \in \text{jet}_{i,j}} E_l}}, \quad (3.17)$$

où  $\theta_l$  est l'angle entre l'objet  $l$  et la direction moyenne des deux jets  $i$  et  $j$ ,  $\vec{P}_i + \vec{P}_j$ .

### 3.6.4 Autres variables de séparation angulaire

Pour évaluer si la topologie de l'événement comprend deux jets dos-à-dos, on calcule les angles entre jets  $\theta_{ij}$ . On appelle acolinéarité, la valeur maximum de ces angles. Un événement avec une grande acolinéarité présentera deux jets dos-à-dos. En fait, pour des raisons combinatoires, il arrive assez souvent que deux jets du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  soient dos-à-dos, et c'est en fait le second maximum des angles qui fournit le meilleur pouvoir discriminant.

### 3.6.5 Cinématique des jets

Dans les sections précédentes nous avons utilisé des variables essentiellement angulaires. Les événements  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  peuvent présenter une topologie quatre jets à cause



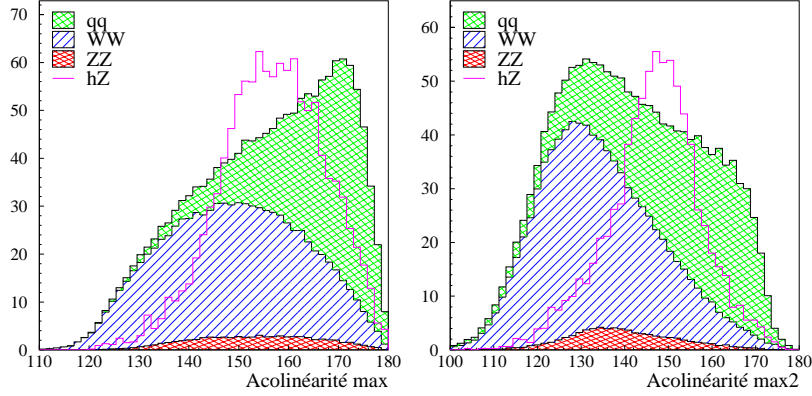


FIG. 3.19: Distributions des variables mesurant l’acolinéarité des jets, pour l’énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}=200$  GeV. Les trois sources de bruit de fond sont normalisées à la luminosité de  $86.3 \text{ pb}^{-1}$ . La normalisation du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  ( $m_h = 100 \text{ GeV}/c^2$ ) est arbitraire.

de l’émission de gluons durs. Cependant, les gluons sont en moyenne plus mous que les quarks initiaux, si bien que l’énergie totale de l’événement n’est pas équirépartie entre les jets. Les variables “énergies du jet le plus énergétique” et “énergie du jet le moins énergétique” contiennent ces informations.

### 3.7 Conclusion

Nous avons donc défini dans ce chapitre, l’ensemble des signatures du signal. Les principales sont les signatures à quatre jets. En décrivant un ensemble de variables cinématiques caractéristiques de la signature quatre jets, nous nous sommes donné les moyens d’opérer une présélection lâche de cet état final sur les données, d’une part, et de préparer la sélection finale d’autre part.

Les résultats des coupures de présélection sont notés dans les tableaux 3.5, 3.6, 3.7, 3.8 et 3.9. Les taux de bruit de fond attendus et observés ne permettent pas à ce niveau de distinguer le signal. Dans le chapitre suivant, nous nous donnons les moyens de réduire ces taux davantage grâce à l’étiquetage des quarks beaux.

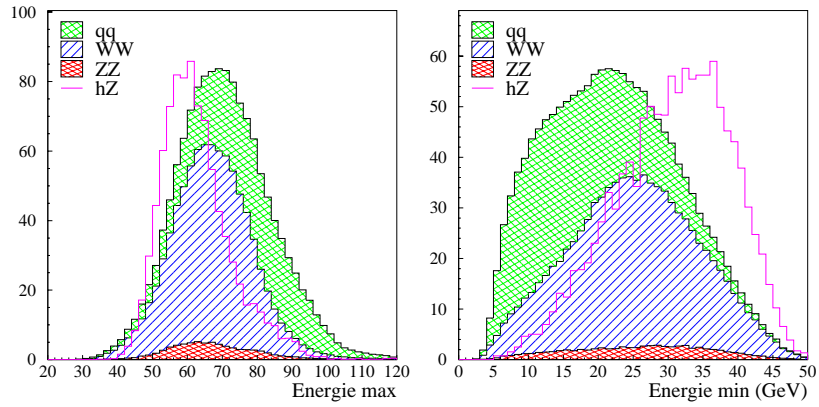


FIG. 3.20: Distributions des variables mesurant l'énergie du jet le plus dur et du jet le plus mou pour l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}=200$  GeV. Les trois sources de bruit de fond sont normalisées à la luminosité de  $86.3 \text{ pb}^{-1}$ . La normalisation du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  ( $m_h = 100 \text{ GeV}/c^2$ ) est arbitraire.

# Chapitre 4

## L'étiquetage des jets beaux

### 4.1 Caractéristiques des quarks beaux

Les quarks beaux se distinguent des autres quarks par des propriétés qui vont permettre d'identifier leur présence dans les jets. Ces propriétés sont les suivantes :

#### Grande masse

Les quarks beaux sont les quarks les plus massifs que l'on peut produire au LEP :  $m_b \simeq 4.5 \text{ GeV}/c^2$ . La conséquence est que les jets de quarks  $b$  auront des caractéristiques cinématiques différentes : par exemple, ils seront plus massifs en moyenne que les jets de quarks légers.

#### Dureté des hadrons beaux

Nous avons déjà évoqué lors de la description de l'hadronisation en 3.1 qu'aux quarks massifs sont associées des fonctions de fragmentation plus dures que pour les quarks légers  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Autrement dit, dans un jet de  $b$ , le hadron contenant le quark primaire est plus énergétique que s'il s'agissait d'une autre saveur de quark primaire. Il porte en moyenne 70% de l'énergie totale du jet.

On pourrait tirer bénéfice de cette propriété si les hadrons beaux étaient stables. Un jet de  $b$  serait alors caractérisé par la présence d'une particule neutre ou chargée emportant une grande fraction de l'énergie du jet. En fait, les hadrons beaux sont instables. Il faudra les reconstruire à partir de leurs produits de désintégration pour connaître la fraction d'énergie qu'ils ont emportée, si bien que cette propriété s'avère difficile à utiliser.

#### Temps de vol

Le quark  $b$  étant très massif, il est très peu probable que le processus d'hadronisation produise un quark  $\bar{b}$  qui s'associe avec le quark  $b$  primaire. Ainsi les mésons contenant une paire  $b\bar{b}$  tels que les  $\Upsilon$  sont extrêmement rares. Les seuls hadrons présents dans un jet initié par un quark  $b$  sont le  $\bar{B}^0$  ( $b\bar{d}$ ), le  $\bar{B}_s^0$  ( $b\bar{s}$ ), le  $B^-$  ( $b\bar{u}$ ) et le baryon  $\Lambda_b$  ( $bud$ ) dans lesquels le  $b$  est présent avec d'autres saveurs de quarks. Comme il n'y a pas d'annihilation  $b\bar{b}$ , le quark  $b$  ne peut se désintégrer que par une interaction chargée faible.

$X$	$Br(b \rightarrow X)$ (%)	masse (MeV/ $c^2$ )	temps de vie ( $10^{-12}$ s)	$c\tau$ ( $\mu$ m)
$B^+$	$39.7^{+1.8}_{-1.2}$	$5278.9 \pm 1.8$	$1.65 \pm 0.04$	495
$B^0$	$39.7^{+1.8}_{-1.2}$	$5279.2 \pm 1.8$	$1.56 \pm 0.04$	468
$B_s^0$	$10.5^{+1.8}_{-1.7}$	$5369.3 \pm 2.0$	$1.50 \pm 0.07$	462
$\Lambda_b$	$10.1^{+3.9}_{-3.1}$	$5624 \pm 9$	$1.24 \pm 0.08$	372

TAB. 4.1: Rapports d'embranchement expérimentaux mesurés ([60]) au  $Z^0$  en supposant que la somme vaut 100% et en supposant l'égalité  $Br(\bar{b} \rightarrow B^+) = Br(\bar{b} \rightarrow B^0)$ . Nous indiquons aussi les masses et temps de vie expérimentaux des hadrons beaux concernés.

D'autre part, comme il forme un doublet d'isospin faible avec le top beaucoup plus massif, il ne peut se désintégrer vers des quarks plus légers que par une interaction non diagonale où interviennent les modules carrés des éléments de la matrice CKM,  $|V_{cb}|^2$  ou  $|V_{ub}|^2$  qui sont très faibles. Ceci explique les grandes durées de vie des mésons beaux rapportées dans le tableau 4.1. La propriété la plus intéressante pour étiqueter les hadrons beaux est en fait leur temps de vol  $\beta\gamma c\tau \simeq 2$  à 3 mm qui va être signé dans le détecteur par la présence d'un vertex secondaire détaché correspondant à la désintégration du hadron beau.

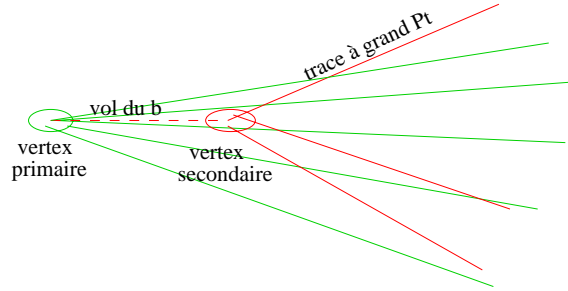


FIG. 4.1: Jet de quark beau. Le hadron beau vole environ 2 mm avant de se désintégrer. Les particules issues du vertex secondaire correspondant à cette désintégration ont un  $P_T$  élevé et inférieur à  $m_b/2$ .

## Désintégrations semi-leptoniques

Comme le quark  $b$  se désintègre par interaction faible, une désintégration semi-leptonique est possible. Dans le modèle du quark spectateur, elle correspond au processus

$$b \rightarrow c \quad W^{*-} \quad \begin{array}{l} \downarrow \\ \longrightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \end{array} \quad \text{où } \ell^- = e^-, \mu^- \text{ ou } \tau^-.$$

L'impulsion transverse du lepton par rapport à l'axe du jet est de l'ordre de  $\frac{m_b}{3} \simeq 1.5$  GeV. Expérimentalement, environ 20% des jets de  $b$  sont susceptibles de contenir un électron ou un muon qui a toutes les chances d'avoir une grande impulsion transverse. Il faut en outre ajouter qu'on observe aussi un lepton si le quark  $c$  venant de la désintégration

du quark  $b$  se désintègre semi-leptoniquement :

$$\begin{array}{ccc}
 b \rightarrow W^- & c & \\
 & \searrow & \\
 & & W^{*+}d \\
 & & \searrow \\
 & & \ell^+ \nu_\ell
 \end{array}
 \quad \text{où } \ell^+ = e^+, \mu^+.$$

Dans le cas d'une telle cascade, dont la fréquence est de l'ordre de 16 %, l'impulsion transverse est plutôt de l'ordre de  $m_c/3$ , plus faible que pour un lepton direct de quark  $b$ .

## Multiplicité

Comme les hadrons beaux ne sont pas stables, les jets de  $b$  contiennent leur produits de désintégration. La multiplicité chargée et neutre des jets de hadrons beaux est plus élevée que la multiplicité des jets de quarks plus légers.

## 4.2 Les méthodes d'étiquetage

Nous décrivons dans cette section différentes méthodes d'étiquetage qui reposent sur les propriétés des quarks beaux mentionnées précédemment. Il s'agit en fait de la construction de variables discriminantes qui permettent de distinguer les jets de  $b$  des autres jets. Les distributions de ces variables sont représentées dans cette section en utilisant les données de calibration enregistrées à l'énergie du  $Z$  en 1999. La luminosité intégrée est de  $3.9 \text{ pb}^{-1}$  ce qui correspond à environ 120 000 événements hadroniques  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ .

### 4.2.1 Reconstruction tridimensionnelle du vertex d'interaction primaire

Pour mesurer le temps de vol d'un hadron beau, il faut connaître avec précision le point d'interaction dont il est issu. On détermine la position de ce vertex avec l'ensemble des traces de l'événement et la connaissance de la position de la région lumineuse [75]. La position du barycentre de la région lumineuse est, quant à elle, obtenue en moyennant la position du vertex d'interaction sur un lot d'une centaine d'événements hadroniques.

Pour éviter que le vertex primaire ne soit déplacé dans la direction d'un vertex secondaire éventuel, on n'utilise, dans un premier temps, que la projection des traces dans le plan perpendiculaire au jet auquel elles appartiennent. Le  $\chi^2$  à minimiser en fonction de la position  $V_i$  ( $i = x, y, z$ ) du vertex primaire est alors

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{(B_i - V_i)^2}{(\sigma_i^B)^2} + \sum_{j=1}^{N_{jet}} \sum_{k=1}^{N_{traces}^j} \frac{(D_{\perp}^k)^2}{(\sigma_{\perp}^k)^2}, \quad (4.1)$$

où

- $B_i$  = position du barycentre de la zone lumineuse dans la direction  $i=x, y, z$ ,  
 $\sigma_i^B$  = erreur dans la direction  $i$  qui provient de la taille de la zone lumineuse et aussi de l'incertitude sur la position du barycentre,  
 $N_{jet}$  = nombre de jets,  
 $N_{traces}^j$  = nombre de traces dans le jet  $j$ ,  
 $D_{\perp}^k$  = distance entre le vertex  $V$  et la trace  $k$  perpendiculairement au jet,  
 $\sigma_{\perp}^k$  = erreur sur la trace  $k$  perpendiculairement au jet.

Dans un deuxième temps, l'information parallèle à l'axe des jets  $D_{//}^{k'}$  est ajoutée pour les traces  $k'$  dont le paramètre d'impact (la définition du paramètre d'impact signé est donnée dans la section suivante) est dans une fenêtre  $-\infty < D_{k'} < 350 \mu\text{m}$ , ce qui enlève les traces issues d'une désintégration secondaire. Le  $\chi^2$  que l'on minimise est alors :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{(B_i - V_i)^2}{(\sigma_i^B)^2} + \sum_{j=1}^{N_{jet}} \sum_{k=1}^{N_{traces}^j} \frac{(D_{\perp}^k)^2}{(\sigma_{\perp}^k)^2} + \sum_{j=1}^{N_{jet}} \sum_{k'=1}^{N_{traces}^{j'}} \frac{(D_{//}^{k'})^2}{(\sigma_{//}^{k'})^2}. \quad (4.2)$$

La précision obtenue à LEP2 sur le vertex primaire dépend de l'événement. Pour un événement hadronique  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  à  $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$ , elle est d'environ 20, 15 et 25  $\mu\text{m}$  respectivement dans les directions  $x, y$  et  $z$ .

## 4.2.2 La méthode du paramètre d'impact

### Définition

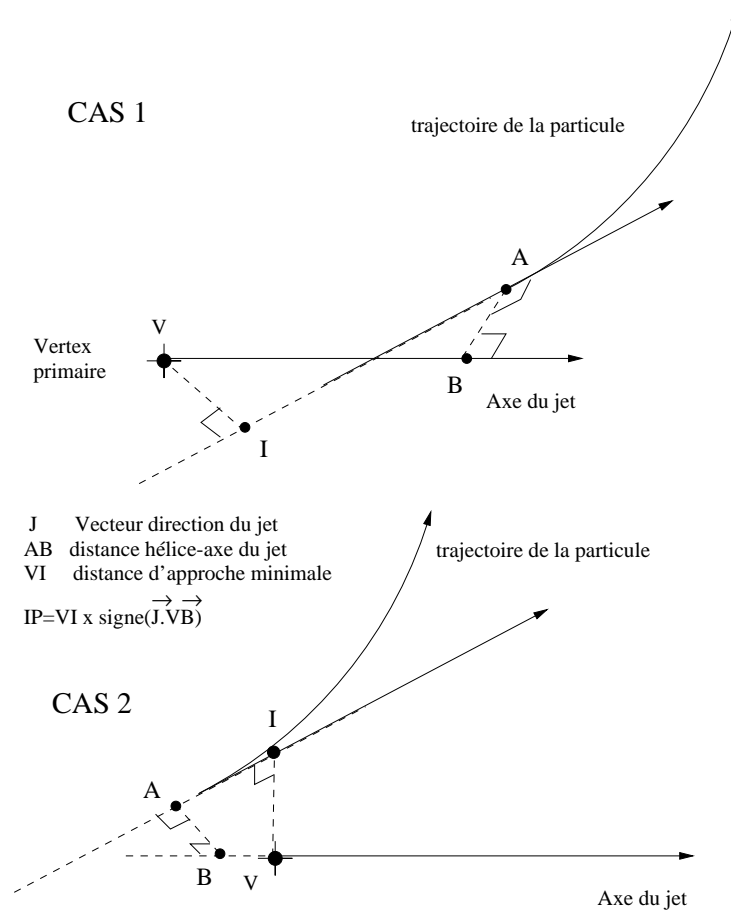


FIG. 4.2: Définition du paramètre d'impact  $IP$ . Dans le cas 1, le paramètre d'impact est positif, tandis qu'il est négatif dans le cas 2

Le paramètre d'impact est par définition la distance entre la trajectoire d'une particule chargée et le vertex principal de l'événement. Pour la calculer, on linéarise la trajectoire à partir du point d'approche minimale à l'axe du jet auquel elle appartient. Cette valeur est signée par le produit scalaire défini sur la figure 4.2. Le paramètre d'impact est donc positif si le point d'approche minimale se trouve en avant par rapport à la direction du jet, et semble correspondre à la désintégration secondaire d'une particule du jet. Pour les jets de quarks légers, les paramètres d'impact *vrais* des traces sont zéro et les paramètres d'impact reconstruits sont équiprobablement positifs ou négatifs. Pour les jets de quark lourd ( $b$  ou  $c$ ), une trace correspondant à la désintégration de ce quark a un paramètre d'impact *vrai* strictement positif et un paramètre d'impact calculé très probablement positif.

### Valeurs du paramètre d'impact

Dans le cas d'une particule issue d'un vrai hadron beau, le paramètre d'impact sert à estimer la probabilité de présence d'un vertex détaché. Il est intéressant de noter qu'il n'est théoriquement pas affecté par une augmentation de l'énergie du hadron beau qui fermerait l'angle entre ses produits de désintégration.

Pour comprendre cet effet, il faut raisonner sur la figure 4.3 qui montre la trajectoire

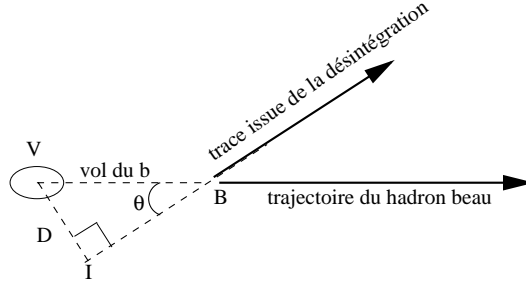


FIG. 4.3: Le vrai paramètre d'impact pour une trace provenant de la désintégration d'un hadron beau.

d'une telle particule par rapport à la ligne de vol du hadron beau. Le paramètre d'impact s'écrit  $D = VB \times \sin \theta = VB \frac{P_T}{P}$  où  $P$  et  $P_T$  sont respectivement l'impulsion et l'impulsion transverse de la particule considérée par rapport à la ligne de vol du hadron beau.

On se place ensuite dans le référentiel du hadron beau.  $P^*$  est l'impulsion de la particule considérée et  $\theta^*$  est l'angle entre la direction de cette particule et la ligne de vol du hadron beau. Le boost de paramètre  $\gamma$  qui fait passer de ce référentiel au référentiel du laboratoire donne l'impulsion transverse,  $P_T$ , et longitudinale,  $P_{//}$  :

$$P_T = P^* \sin \theta^*, \quad (4.3)$$

$$P_{//} = \gamma P^* \cos \theta^* + \beta \gamma E^* \approx \gamma P^* (1 + \cos \theta^*). \quad (4.4)$$

(dans l'approximation ultrarelativiste)

Comme  $VB$  est la longueur de vol donnée en moyenne par  $\gamma c\tau$ , on obtient :

$$D = (\gamma c\tau) \frac{P^* \sin \theta^*}{\gamma P^* (1 + \cos \theta^*)} = c\tau \tan \left( \frac{\theta^*}{2} \right), \quad (4.5)$$

L'ordre de grandeur du paramètre d'impact est donc  $c\tau$ , ce qui donne d'après le tableau 4.1 environ  $450 \mu\text{m}$ . Il semble donc que le paramètre d'impact ne dépende pas de l'énergie du hadron beau. Dans la réalité, la résolution sur la reconstruction des traces dépend de leur énergie, à cause des diffusions multiples dont les effets sont d'autant plus importants que la particule est molle.

D'autre part, l'ordre de grandeur que nous venons de déterminer montre que le détecteur dont les résolutions sont données en 2.2.4 permet de mesurer le paramètre d'impact. On peut souligner ici l'importance du détecteur de vertex sans lequel la résolution obtenue ne serait pas suffisante.



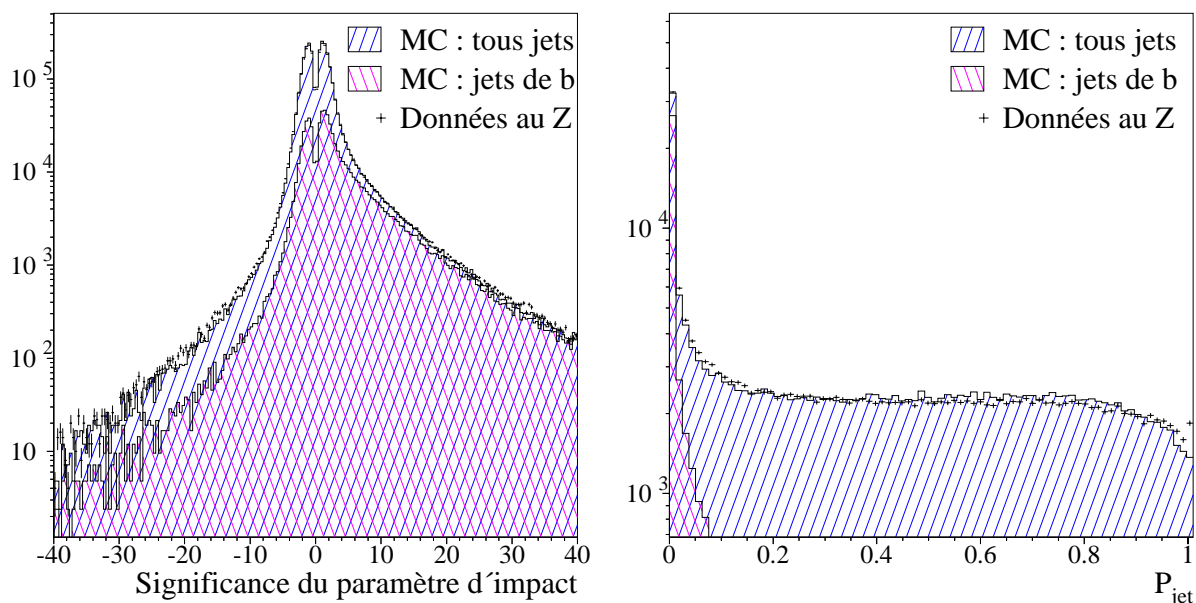


FIG. 4.4: Distribution de la signification des paramètres d'impact des traces chargées d'un événement hadronique, et de la variable d'étiquetage des  $b$ ,  $P_{\text{jet}}$ , obtenue en les combinant.

### Utilisation des paramètres d'impact

En fait, ce n'est pas seulement le paramètre d'impact qui est utilisé dans la suite. L'incertitude sur sa valeur,  $\sigma_D$ , dépend de la qualité de reconstruction des traces qui varie notamment avec l'angle polaire, le nombre d'impacts enregistrés dans le VDET et la TPC et, comme il vient d'être mentionné, avec l'impulsion. Comme on veut combiner l'information des différentes traces pour lesquelles les résolutions ont toutes les chances d'être différentes, on préfère travailler avec la quantité  $\frac{D}{\sigma_D}$  qu'on appelle signification [76].

En se basant sur l'hypothèse simplificatrice que les traces de paramètre d'impact négatif viennent du vertex principal, on calcule la distribution  $\rho(D/\sigma_D)$  de la signification du paramètre d'impact pour des traces qui ne sont pas issues d'un vertex secondaire.

On peut ensuite définir la probabilité pour une trace de signification donnée,  $D_t/\sigma_{D_t}$ , de venir du vertex primaire. Mathématiquement, c'est la probabilité d'avoir une signification du paramètre d'impact plus forte que celle observée :

$$P_{uds} = P\left(-\left|\frac{D}{\sigma_D}\right| < -\left|\frac{D_t}{\sigma_{D_t}}\right|\right) = \int_{-\infty}^{D_t/\sigma_{D_t}} \rho(x) dx. \quad (4.6)$$

Les signes négatifs indiquent que cette probabilité est calculée à partir de la distribution de paramètres d'impact négatifs. Ainsi pour les particules venant du vertex primaire, on obtient une distribution de  $P_{uds}$  uniforme entre 0 et 1 tandis que pour les traces secondaires, à grande signification du paramètre d'impact, le  $P_{uds}$  sera proche de zéro. Le  $P_{uds}$  des traces est à ce niveau signé par le signe du paramètre d'impact.

On combine ensuite l'ensemble des  $P_{uds,i}$  des  $N$  traces à paramètre d'impact positif d'un jet donné pour obtenir une variable d'étiquetage de  $b$  pour ce jet. La méthode de

combinaison donne une distribution uniforme entre 0 et 1 pour les jets de quarks légers en choisissant :

$$P_{\text{jet}} \equiv \Pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \quad \text{où} \quad \Pi \equiv \prod_{i=1}^N P_{uds,i}. \quad (4.7)$$

La figure 4.4 montre la distribution de  $P_{\text{jet}}$  avec les données de calibration enregistrées à la résonance du  $Z^0$  en 1999. Elle met en valeur le pouvoir discriminant de cette variable qui permet d'étiqueter les jets de  $b$ . On remarque également un désaccord entre les simulations et les données : il y a plus de jets ressemblant à des  $b$  dans les données que ce qu'on observe dans les simulations. Ce désaccord a pour origine la simulation de la reconstruction des traces chargées. Par conséquent, il est présent pour l'ensemble des variables d'étiquetage dont il est question dans la suite et qui sont basées sur la reconstruction précise des trajectoires. Dans la section 4.3.5, il sera question de ce désaccord et des corrections à apporter aux simulations.

### 4.2.3 La recherche de vertex secondaires

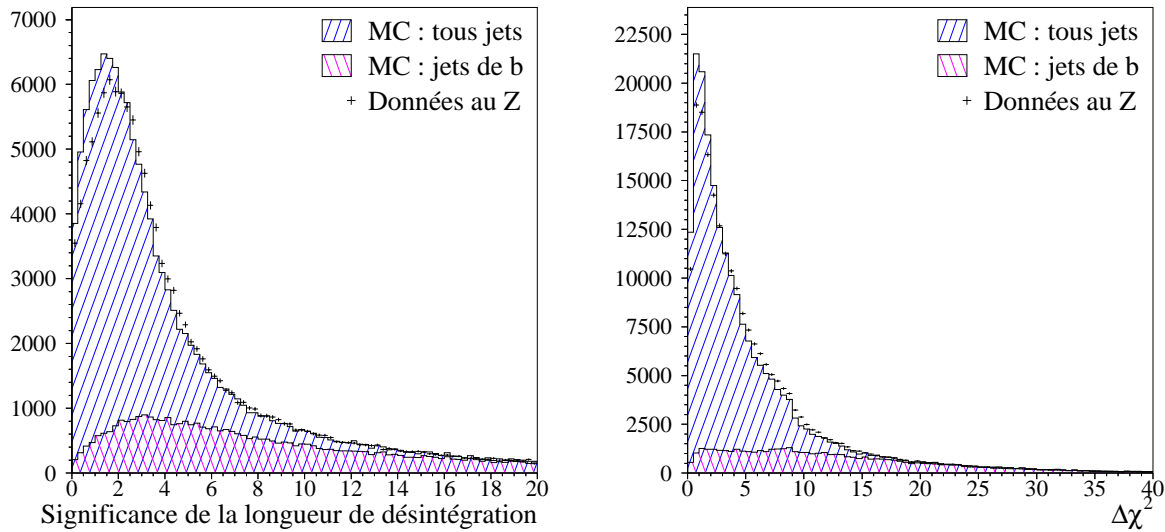


FIG. 4.5: Distribution des deux variables résultant de la recherche d'un vertex secondaire : signifiacne de la longueur de vol et différence des  $\chi^2$  correspondant aux deux hypothèses : un vertex ou deux vertex dans le jet.

Comme les hadrons beaux se désintègrent à environ 2 mm du vertex principal, il est naturel de reconstruire le vertex secondaire correspondant à leur désintégration [77]. Généralement les algorithmes de vertex consistent à associer les différentes combinaisons possibles de traces parmi un lot déterminé. La combinatoire est énorme si on veut déterminer le vertex secondaire dans un jet de manière inclusive en considérant toutes les traces. On préfère donc utiliser un algorithme topologique.

Pour un jet donné on calcule d'abord le  $\chi_{1vtx}^2$  correspondant à l'hypothèse selon laquelle toutes les traces du jet proviennent du point d'interaction principal. On définit un volume parallélépipédique centré sur le vertex primaire et de dimension  $2 \text{ cm} \times 1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  respectivement dans les directions longitudinales et transverses à l'axe du jet. On balaye ce volume par pas longitudinaux de  $200 \mu\text{m}$  et transverses de  $20 \mu\text{m}$ . Pour chaque point balayé, on calcule le  $\chi_{2vtx}^2$  en supposant un deuxième vertex en ce point et en assignant chaque trace au vertex le plus proche. Le point de la grille minimisant  $\chi_{2vtx}^2$  définit sa position. Après cette procédure d'ajustement, on peut extraire directement deux informations :

- La position du vertex secondaire permet d'estimer la longueur  $\ell$  de vol du quark  $b$ . Encore une fois, c'est la signification de cette quantité,  $\ell/\sigma_\ell$ , représentée sur la figure 4.5, que l'on utilise.
- La différence  $\Delta\chi^2 = \chi_{1vtx}^2 - \chi_{2vtx}^2$  est une mesure de la probabilité que le jet contienne effectivement un vertex secondaire. La distribution de cette quantité est représentée sur la figure 4.5

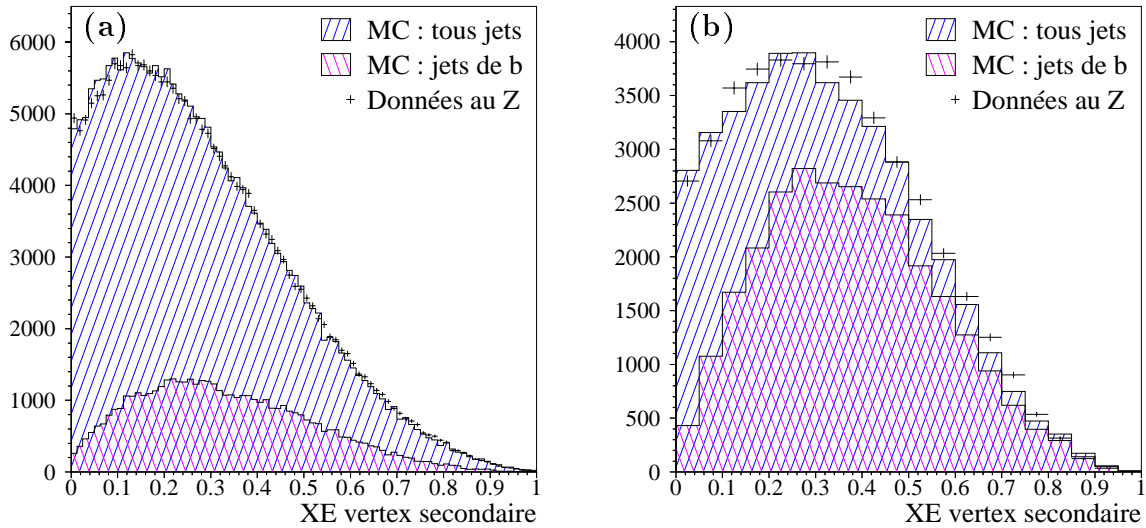


FIG. 4.6: Distribution de la fraction d'énergie au vertex secondaire. Pour l'ensemble des jets (a) puis avec une coupure sur la signification de la longueur de vol  $\frac{\ell}{\sigma_\ell} > 5$  (b).

D'autre part, le résultat de l'algorithme de recherche de vertex secondaire est non seulement la position de ce dernier mais aussi la liste des traces chargées qui le définissent. Ces traces sont supposées venir de la désintégration d'un hadron beau et on peut donc reconstruire la fraction d'énergie  $X_E$  emportée par ce hadron qui devrait être importante. La distribution du  $X_E$  est représentée sur la figure 4.6.

Une autre possibilité consiste à mesurer la quantité

$$m_t = \sqrt{P_t^2 + m^2} + P_t, \quad (4.8)$$

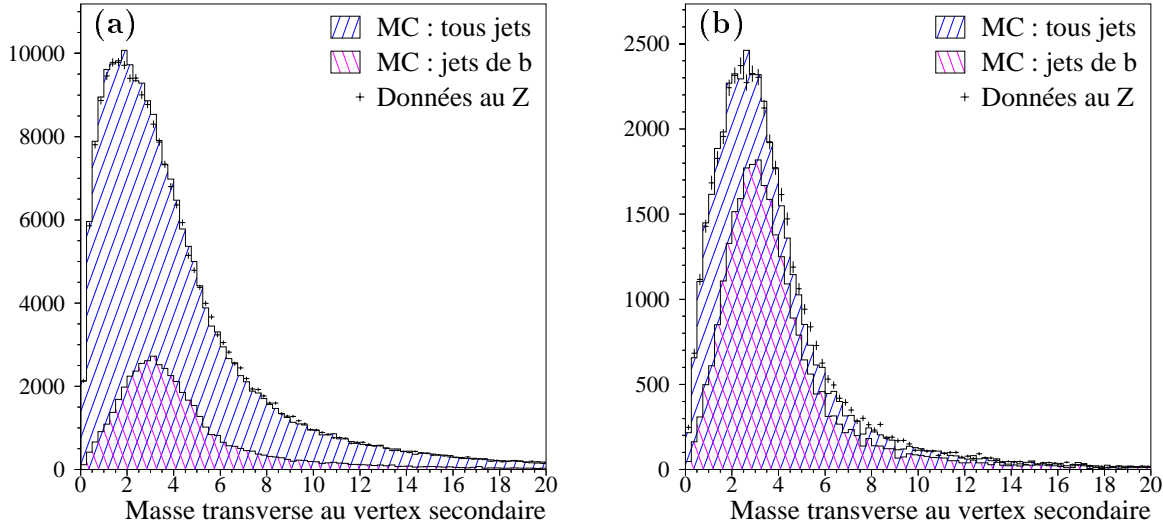


FIG. 4.7: Distribution de la masse transverse au vertex secondaire. Pour l'ensemble des jets (a) puis avec une coupure sur la signification de la longueur de vol  $\frac{\ell}{\sigma_\ell} > 5$  (b).

où  $m$  et  $P_t$  sont la masse totale et l'impulsion transverse totale des traces au vertex secondaire. Cette formule s'explique par les considérations suivantes. On se place dans le référentiel du hadron beau et on suppose que sa direction est donnée par l'axe du jet. Il se désintègre en un système (1) de traces chargées assignées au vertex secondaire et un système (2) de traces non assignées au vertex secondaire (particules neutres, neutrinos, ou traces chargées mal reconstruites). La masse du hadron est donnée par :

$$m_b = E_1 + E_2 = \sqrt{m_1^2 + p_{//1}^2 + p_t^2} + \sqrt{m_2^2 + p_{//2}^2 + p_t^2}, \quad (4.9)$$

où  $E_i$  et  $m_i$  désigne l'énergie et la masse du système ( $i$ ) et  $p_{//}$  et  $p_t$  sont respectivement l'impulsion parallèle et transverse des systèmes (1) et (2) par rapport à l'axe du jet dans le référentiel où le hadron beau est au repos. L'impulsion transverse est invariante par boost de Lorentz et est donc l'impulsion transverse mesurée des traces associées au vertex secondaire. Les grandeurs  $p_{//}$  et  $m_2$  étant inconnues, on obtient :

$$m_b > \sqrt{m_1^2 + p_t^2} + \sqrt{p_t^2} = m_t. \quad (4.10)$$

$m_t$  donne donc une borne inférieure sur la masse du hadron beau. La distribution de cette variable est représentée sur la figure 4.7.

#### 4.2.4 L'impulsion des leptons

Grâce aux désintégrations semi-leptoniques, il est possible d'étiqueter les quarks beaux. On utilise les algorithmes d'identification décrits en 2.3.1 et 2.3.2 pour sélectionner les candidats leptons dans un jet. On conserve ensuite le candidat ayant l'impulsion transverse par rapport à l'axe du jet la plus grande. Si aucune trace n'est identifiée, la valeur

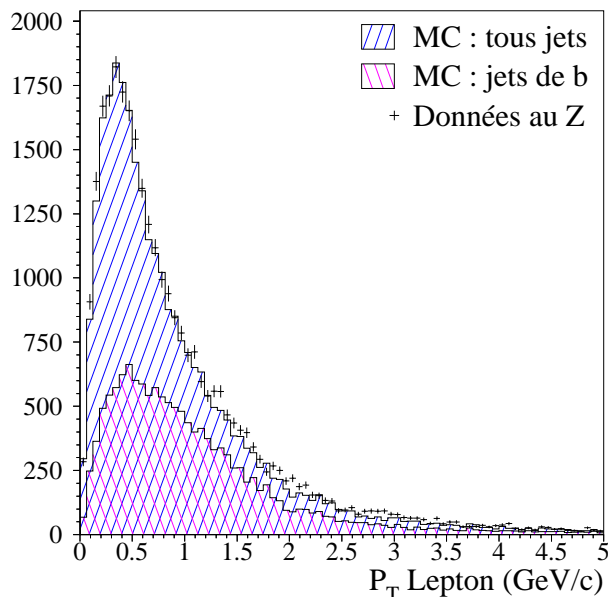


FIG. 4.8: Impulsion transverse des leptons dans les jets. L'impulsion des leptons pour les jets de  $b$  est nettement plus dure.

que prend cette variable est zéro. La figure 4.8 représente la distribution de l'impulsion transverse du lepton pour les jets avec un candidat lepton. On peut noter qu'outre le pouvoir discriminant de cette variable, l'échantillon de la figure est clairement enrichi en jets de  $b$  par rapport à ce qu'on peut observer sur les figures précédentes (par exemple figure 4.5) La fraction de jets de  $b$  est environ 50%. Ceci est dû à l'absence de leptons dans les jets de quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Ce sont essentiellement les leptons des désintégrations semi-leptoniques des jets de  $c$  qui constituent ici le bruit de fond.

#### 4.2.5 L'énergie fractionnelle du cœur du jet

Nous utilisons ici la masse des hadrons beaux qui influence la cinématique des traces du jet pour construire une première variable de forme. Après avoir défini le cœur ou noyau du jet comme l'ensemble des objets reconstruits, neutres ou chargés, les plus énergiques dont la masse effective n'excède pas  $2.1 \text{ GeV}/c^2$ , nous pouvons calculer la fraction d'énergie du jet emportée par ce cœur.

Dans un jet de  $b$ , les particules issues du  $b$  sont plus dures que les traces de fragmentation, mais leur masse est supérieure à la coupure de  $2.1 \text{ GeV}/c^2$ . Ainsi le cœur du jet est composé de quelques traces venant du  $b$  et son énergie est relativement faible. Dans le cas d'un jet de quark plus léger, le nombre de traces composant le cœur du jet est plus grand, si bien que la fraction d'énergie qu'il emporte est plus grande. On retrouve ces propriétés sur la figure 4.9 montrant la distribution de la fraction d'énergie  $X_E$  du noyau du jet.

Le  $X_E$  du noyau était utilisé dans ALEPH pour reconstruire de manière inclusive les mésons charmés de masses  $1.86$  à  $2.01 \text{ GeV}/c^2$ , ce qui justifiait le choix de la coupure à

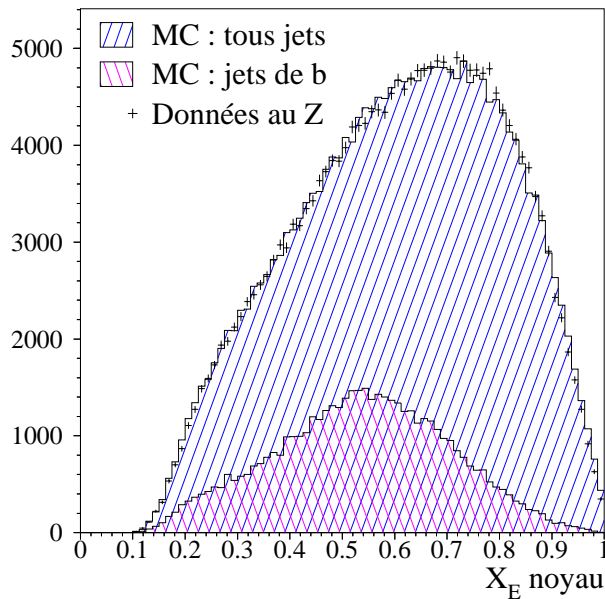


FIG. 4.9: Fraction d'énergie du cœur du jet

$2.1 \text{ GeV}/c^2$ . Pour s'assurer que cette valeur était encore pertinente pour l'étiquetage des  $b$ , nous avons testé des variables analogues, obtenues avec les coupures en masse de 1, 3 et  $4 \text{ GeV}/c^2$ . La coupure à  $2.1 \text{ GeV}/c^2$  s'est révélée optimale pour l'étiquetage que nous réalisons en 4.3.3.

#### 4.2.6 Autres variables de formes

On peut construire d'autres variables de forme dont le pouvoir discriminant vient de la masse plus importante des jets de  $b$ .

La sphéricité boostée et l'aplanarité du jet sont définies de la même façon qu'en 3.6.1, après avoir effectué un boost relativiste pour se placer dans son référentiel et calculer le tenseur des impulsions des objets qui le constituent. Les distributions de ces variables sont représentées sur la figure 4.10.

Deux autres variables caractérisent aussi la forme plus sphérique des jets de  $b$ . Ce sont la somme des quatre premiers moments de Fox-Wolfram (obtenus après un boost dans le référentiel du jet) et la somme des carrés des impulsions transverses des traces qui constituent le jet. Leurs distributions sont représentées sur la figure 4.11.

#### 4.2.7 Multiplicité

Pour tirer partie de la désintégration du  $b$  qui augmente la multiplicité du jet, on peut tout simplement compter le nombre total d'objets qui le constituent. En divisant ce nombre par le logarithme de l'énergie du jet :  $\frac{N}{\ln E}$ , on construit la variable appelée multiplicité échelonnée. Le dénominateur tient compte du fait que dans un jet léger, la multiplicité croît comme le logarithme de l'énergie. On peut noter que cette définition n'est pas invari-

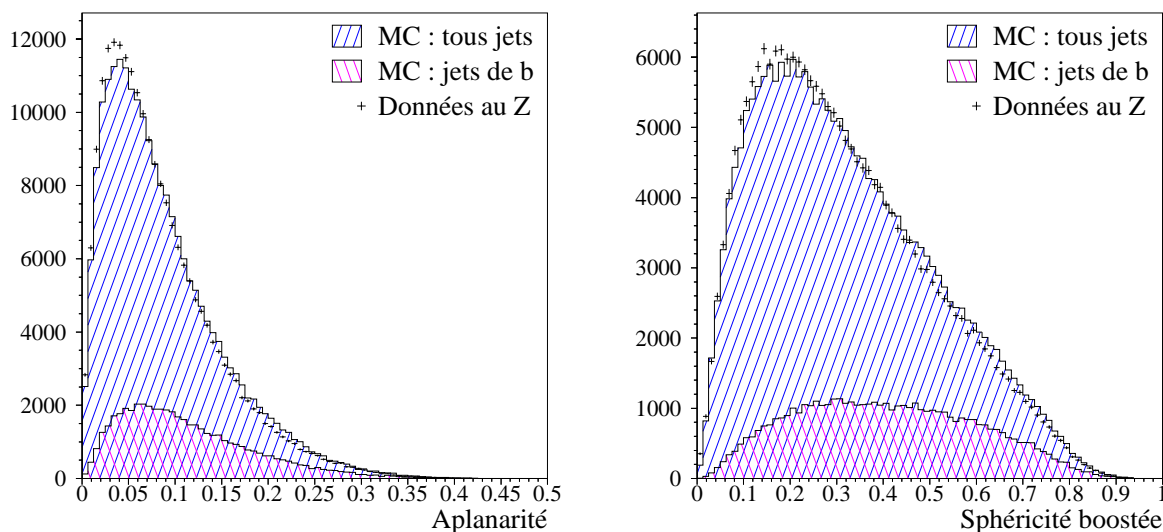


FIG. 4.10: Distribution de la sphéricité et de l'aplanarité boostée des jets

ante de Lorentz, ce qui pourrait diluer l'information qu'elle contient. En fait, on devrait utiliser  $\frac{N}{\ln M/2}$  où  $M$  est la masse invariante du boson (réel ou virtuel) dont est issu le jet considéré. Mais, il faudrait effectuer l'appariement des jets de l'événement, ce qui est sujet à erreur et n'est en tout cas pas fait à ce niveau de l'analyse. Comme la dépendance n'est que logarithmique, l'influence de cet effet est en fait faible. La distribution de cette variable est représentée sur la figure 4.12.

On peut aussi définir la multiplicité non pas du jet entier, mais d'un ensemble de traces qui s'apparentent aux produits de désintégration du  $b$ . On choisit de prendre la multiplicité des traces de rapidités supérieures à 1.6. Cette définition utilise le fait que les traces issues d'un  $b$  sont les plus rapides du jet. La distribution de cette variable est représentée sur la figure 4.12.

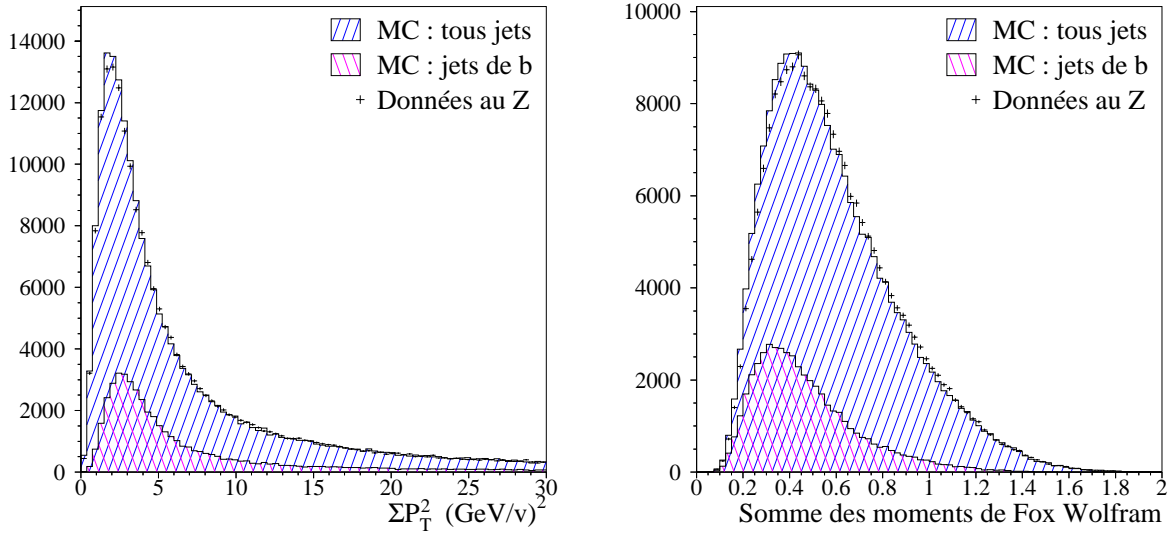


FIG. 4.11: Somme des carrés des impulsions transverses et somme des quatre premiers moments de Fox-Wolfram.

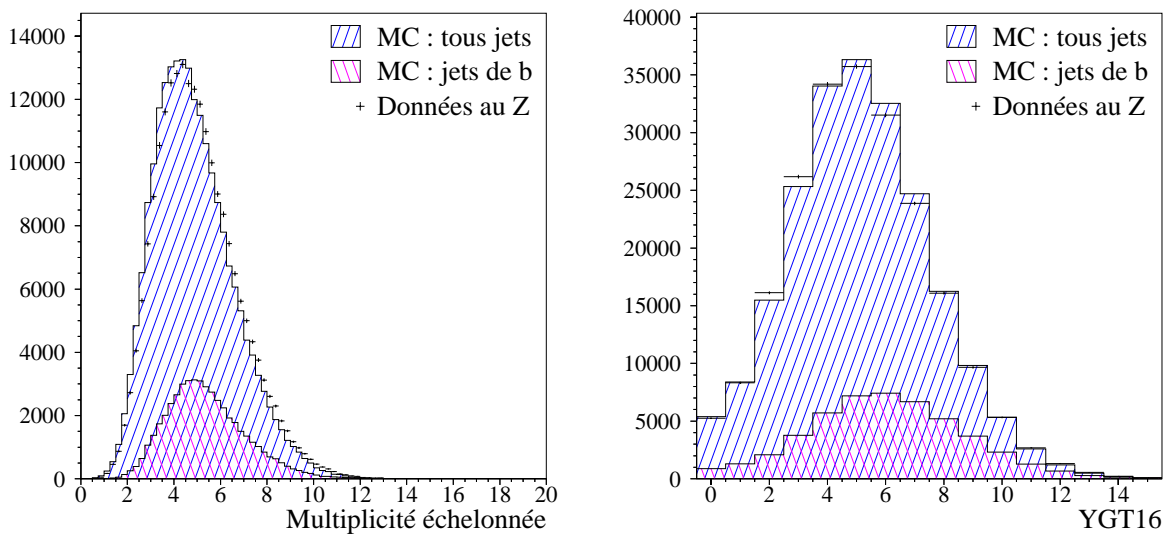


FIG. 4.12: distribution de la multiplicité échelonnée et de la multiplicité des objets de rapidité supérieure à 1.6.



## 4.3 Combinaison des variables d'étiquetage à l'aide d'un réseau de neurones

Dans la section précédente, nous avons défini un ensemble de variables permettant de caractériser la présence des quarks  $b$ . Pour combiner ces informations d'une manière optimale, nous allons utiliser la technique des réseaux de neurones.

### 4.3.1 Introduction aux réseaux de neurones

L'usage des réseaux de neurones est de plus en plus généralisé en physique des particules. Il s'agit d'un outil performant particulièrement adapté aux analyses multivariées qui sont réalisées dans ce domaine. De nombreux logiciels publics permettent de les utiliser sans entrer dans des détails techniques. Nous citons à ce titre le logiciel JETNET de Lund [79] et le plus récent MLPfit réalisé à Saclay [80].

Le propos de cette partie n'est pas de décrire de manière exhaustive les détails théoriques et les techniques des réseaux de neurones. Nous nous attachons seulement à mettre en avant certaines caractéristiques utiles pour notre propos.

#### Définitions

Les réseaux que nous utilisons sont appelés perceptrons multicouches. Leur description est la suivante. Chaque couche  $l$  est constituée d'un certain nombre,  $n_l$ , de neurones dont les états (valeurs numériques) sont les  $\{o_i^l, i = 1..n_l\}$ . L'activation des neurones de la première couche est égale au vecteur d'entrée  $\vec{X}$  :  $o_i^1 = X_i$ .

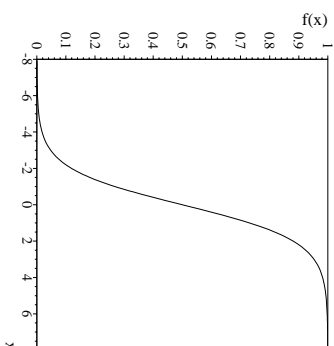
Dans les autres couches, appelées couches cachées, l'entrée de chaque neurone  $o_i^l$  est la somme pondérée par les  $w_{k,i}^l$  des états des neurones de la couche précédente à laquelle on retranche une constante,  $b_i^l$ , que l'on appelle biais :

$$\sum_{k=1}^{n_{l-1}} w_{k,i}^l o_k^{l-1} - b_i^l. \quad (4.11)$$

La sortie d'un tel neurone est donnée par l'action d'une fonction  $f$  :

$$o_i^l = f \left( \sum_{k=1}^{n_{l-1}} w_{k,i}^l o_k^{l-1} - b_i^l \right). \quad (4.12)$$

Pour résoudre les problèmes non linéaires, on choisit généralement pour les couches intermédiaires la fonction, appelée sigmoïde :



graphe de la fonction  $(1 + e^{-x})^{-1}$

et au choix la fonction identité ou la fonction sigmoïde pour la dernière couche du réseau qui est sa sortie,  $\mathcal{O}$ . Elle peut être un vecteur, mais dans le cas des problèmes de classification d'un signal par rapport à un bruit de fond, c'est en général un seul nombre qu'on voudrait égal à 1 pour le signal et 0 pour le bruit de fond. Ainsi le perceptron multicouche n'est rien d'autre qu'une fonction  $\vec{X} \xrightarrow{\text{perception}} \mathcal{O}$ , paramétrée par l'ensemble des poids et des biais  $\{w_{k,i}^l, b_k^l\}$ .

L'usage veut qu'on caractérise la structure du perceptron par le nombre de neurones de chaque couche. Ainsi, une structure dite 3-10-5-1 signifie 3 entrées, 10 neurones dans la première couche cachée, 5 neurones dans la seconde couche cachée, et 1 neurone de sortie. La réponse d'un tel réseau dépend de  $3 \times 10 + 10 \times 5 + 5 \times 1 = 85$  poids et  $10 + 5 + 1 = 16$  biais.

### L'entraînement (ou apprentissage)

Pour résoudre un problème particulier, on définit une fonction d'erreur, rendant compte de la différence entre la sortie désirée et la sortie du réseau. L'entraînement du réseau est une procédure de minimisation multidimensionnelle de l'erreur en fonction des  $\{w_{k,i}^l, b_j^l\}$ . La difficulté est alors de trouver un algorithme de minimisation performant et adapté à chaque cas particulier [78, 79, 80].

### Les propriétés

Un théorème mathématique [81] stipule que le perceptron à une couche cachée est capable d'approcher avec un degré de précision arbitraire n'importe quelle fonction d'un espace de dimension finie vers un autre espace de dimension finie, pourvu que le nombre de neurones ne soit pas limité.

Ce théorème est d'un intérêt pratique limité, mais il laisse à penser que les perceptrons sont capables d'approcher une fonction qui sépare de manière optimale un lot d'événements bruit de fond d'un lot d'événements signal connaissant une variable caractéristique  $\vec{X}$ .

### Fonction discriminant un signal d'un bruit de fond de manière optimale

Déterminons une telle fonction avant de poursuivre. Soit un critère qui classe les événements dans la catégorie signal suivant la valeur de  $\vec{X}$ . Ce critère définit un domaine  $R$  de l'espace des  $\vec{X}$ . Si  $S(\vec{X})$  et  $B(\vec{X})$  sont les densités de probabilité de la variable  $\vec{X}$  pour respectivement le signal et le bruit de fond, la fraction d'événements bien classés est  $\int_R S(\vec{X})d^n X$  pour le signal et  $1 - \int_R B(\vec{X})d^n X$  pour le bruit de fond. Au total, si la proportion attendue d'événements signal est  $\alpha$ , la fraction d'événements bien classés moyenne est

$$f = \alpha \left( \int_R S(\vec{X})d^n X \right) + (1 - \alpha) \left( 1 - \int_R B(\vec{X})d^n X \right). \quad (4.14)$$

Ainsi, un point de l'espace apporte une contribution nulle à  $f$  s'il n'est pas dans  $R$ , et proportionnelle à  $(\alpha S(\vec{X}) + (1 - \alpha)B(\vec{X}))$  dans le cas contraire. On peut donc voir que  $f$  est maximale si le domaine  $R$  est défini par  $(\alpha S(\vec{X}) + (1 - \alpha)B(\vec{X})) > 0$ . Ce critère se reformule en :

$$P(S|\vec{X}) = \frac{\alpha S(\vec{X})}{(1-\alpha)B(\vec{X})+\alpha S(\vec{X})} > \frac{1}{2}, \quad (4.15)$$

où intervient la probabilité, *a posteriori* au sens de Baye,  $P(S|\vec{X})$  qu'un événement donné soit du signal, connaissant la valeur de  $\vec{X}$ . On peut enfin réécrire cette inégalité en définissant une fonction  $\eta(\vec{X})$ , indépendante de la proportion  $\alpha$  :

$$\eta(\vec{X}) = \frac{S(\vec{X})}{B(\vec{X}) + S(\vec{X})} > 1 - \alpha. \quad (4.16)$$

Cette fonction permet de séparer de manière optimale le signal du bruit de fond.

Le problème concret qui se pose aux physiciens, vient du fait que les distributions multidimensionnelles  $S(\vec{X})$  et  $B(\vec{X})$  sont inconnues. A l'aide des simulations, on peut engendrer des lots d'événements signal et bruit de fond mais le nombre d'événements nécessaires pour connaître  $S(\vec{X})$  et  $B(\vec{X})$  avec une précision fixée, varie comme une constante à la puissance  $n$  où  $n$  est la dimension de  $\vec{X}$ <sup>1</sup>.

La seule solution est d'approcher  $\eta$ . Les réseaux de neurones ont la propriété d'être des approximateurs universels et peuvent donc être utilisés à cet effet.

### Les réseaux de neurones pour séparer un signal d'un bruit de fond

Examinons maintenant ce qui se passe si nous présentons à un réseau un lot d'entraînement contenant en proportion égale des événements signal et des événements bruit de fond, et si nous définissons l'erreur à minimiser par :

$$E = \frac{1}{N} \sum_{j \in \text{lot}} (\mathcal{O}(\vec{X}_j) - \mathcal{O}_{\text{voulu}}(\vec{X}_j))^2, \quad (4.17)$$

<sup>1</sup>Par exemple, imaginons qu'on veuille connaître la distribution de  $n$  variables qui sont en réalité non corrélées et de distribution uniforme entre 0 et 1. On réalise un pavage de l'espace par pas de 0.01 pour construire un histogramme de  $100^n$  canaux. Si on veut que le contenu de chaque canal soit connu avec une précision de 10%, il faut environ une centaine d'entrées par canal. Il faudra donc engendrer  $100^n \times 100$  événements Monte-Carlo, ce qui s'avère techniquement déjà difficile pour  $n = 3$ .

la sortie voulue étant 1 pour le signal et 0 pour le bruit de fond. L'espérance (au sens probabiliste) de cette erreur vers laquelle tend l'expression précédente lorsque la statistique tend vers l'infini est :

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} \int S(\vec{X})(\mathcal{O}(\vec{X}) - 1)^2 d^n X + \frac{1}{2} \int B(\vec{X})(\mathcal{O}(\vec{X}) - 0)^2 d^n X. \quad (4.18)$$

La minimisation de cette expression par rapport à  $\mathcal{O}$  donne :

$$S(\vec{X})(\mathcal{O}(\vec{X}) - 1) + B(\vec{X})\mathcal{O}(\vec{X}) = 0. \quad (4.19)$$

On retrouve alors la fonction de classement optimale

$$\mathcal{O}(\vec{X}) = \frac{S(\vec{X})}{B(\vec{X}) + S(\vec{X})} = \eta(\vec{X}). \quad (4.20)$$

Dans la réalité, le nombre de neurones est limité et le réseau ne peut qu'approcher l'expression ci-dessus. De plus, le lot d'apprentissage est fini, si bien que le minimum de l'erreur n'est pas tout à fait atteint pour la fonction de réponse  $\eta$ .

On conclut finalement que si l'erreur est définie par l'expression 4.17, la procédure d'entraînement est une procédure d'ajustement des poids et des biais telle que le réseau approche une fonction, qui elle-même est une approximation de la fonction optimale de classement.

### Exemple d'application

Pour illustrer l'utilisation des réseaux de neurones, nous allons tenter de résoudre un problème de classification s'apparentant au problème du XOR<sup>2</sup> qui est l'exemple classique d'un problème non linéairement séparable<sup>3</sup>. On suppose que le bruit de fond a une distribution uniforme dans les variables  $(x, y)$  dans l'intervalle  $([-1, 2] \times [-1, 2])$ . Le signal est distribué suivant la somme de deux gaussiennes centrées respectivement en  $(0,0)$  et  $(1,1)$  et de largeurs  $\sigma = \frac{1}{4}$

$$S(x, y) = \frac{1}{4\pi\sigma^2} \left( e^{-\frac{(x-1)^2+(y-1)^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \right).$$

Les distributions respectives du signal et du bruit de fond sont représentées sur la figure 4.13 pour la variable  $x$  ou  $y$ .

Pour nous familiariser un peu plus avec les réseaux de neurones, auxquels on reproche souvent d'être une *boîte noire* dont l'action est difficilement prévisible, nous allons tenter de construire nous même un réseau adapté au problème.

Pour cela, il suffit de remarquer que dans le cas général, à chaque neurone  $i$  de la première couche cachée, on peut associer un hyperplan dans l'espace des entrées, de

---

<sup>2</sup>La fonction XOR (ou exclusif) est un opérateur booléen défini par  $(0, 1) \rightarrow 1$ ,  $(1, 0) \rightarrow 1$ ,  $(0, 0) \rightarrow 0$  et  $(1, 1) \rightarrow 0$ .

<sup>3</sup>Un problème de classification est dit linéairement séparable s'il existe un hyperplan dans l'espace des entrées définissant une surface de décision permettant une classification correcte à 100%.

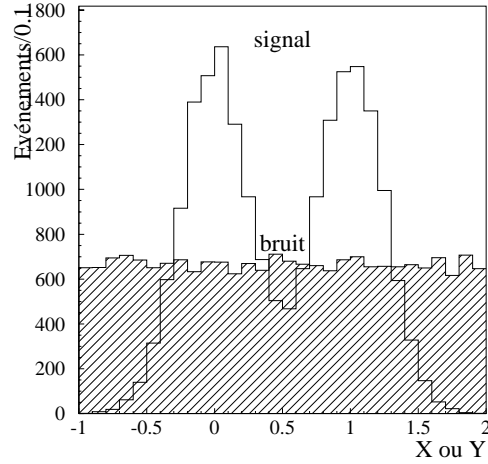


FIG. 4.13: Distribution de la variable  $x$  pour le signal (histogramme vide) et le bruit de fond (histogramme hachuré). La distribution de la variable  $y$  est identique.

dimension  $n$ , défini par

$$\mathcal{H}_i \equiv \sum_{k=1}^n w_{k,i}^1 x_k - b_i^1 = 0, \quad (4.21)$$

qu'on peut noter

$$\mathcal{H}_i \equiv \vec{N} \cdot \vec{X} - B = 0, \quad (4.22)$$

où  $\vec{N}$  est un vecteur unitaire normal à l'hyperplan. La sortie de ce neurone peut ainsi se réécrire :

$$o_i^1 = f\left(\frac{\vec{N} \cdot \vec{X} - B}{T}\right) \quad (4.23)$$

et vaut 0 loin de l'hyperplan dans un des demi-espaces défini par  $\mathcal{H}_i$ , 1 loin de  $\mathcal{H}_i$  dans l'autre demi-espace et 0.5 sur  $\mathcal{H}_i$ <sup>4</sup>. Le paramètre  $T$ , appelé température, contrôle la raideur de l'action de la sigmoïde. Dans la limite  $T \rightarrow 0$ , la sigmoïde se comporte comme un fonction de Heaviside : la sortie du neurone vaut 0 d'un côté de l'hyperplan et 1 de l'autre côté. C'est dans cette limite qu'on travaille d'abord pour résoudre notre problème à deux dimensions.

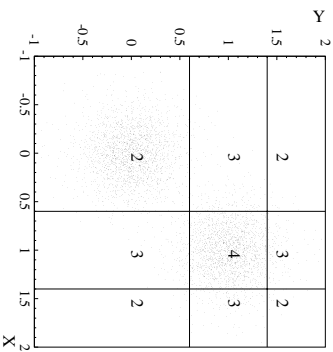
On définit 4 hyperplans, c'est-à-dire des droites, permettant d'encadrer un des pics de la distribution du signal. Par exemple le pic (1,1) peut être encadré par les droites

<sup>4</sup>On remarque par la même occasion qu'un réseau de neurones sans couche cachée réalise un analyse discriminante linéaire, c'est-à-dire sépare le signal du fond par une surface de décision hyperplanaire.

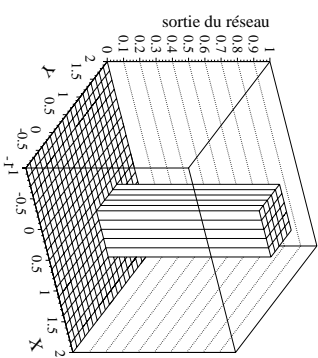
d'équations :

$$\begin{aligned}
 D_1 &\equiv x - (1 + \delta) = 0, \\
 D_2 &\equiv -x + (1 - \delta) = 0, \\
 D_3 &\equiv y - (1 + \delta) = 0, \\
 D_4 &\equiv -y + (1 - \delta) = 0.
 \end{aligned}
 \tag{4.24}$$

où  $\delta$  est initialement fixé à  $\delta = \sigma$ . La somme  $\Sigma$  des sorties de chaque neurone associé à une de ces droites, vaut 4 dans le carré contenant (1,1) et augmente ou diminue d'une unité à chaque fois qu'on franchit une des droites comme il est montré sur la figure 4.14. Si cette somme est l'entrée d'un neurone dont le seuil est fixé à 3.5, on obtient en sortie  $Z_1 = f((\Sigma - 3.5)/T)$ . Dans la limite  $T \rightarrow 0$ , elle vaut 1 dans le carré et 0 ailleurs. Par le même procédé, on construit une fonction  $Z_2$  qui vaut 1 dans un carré centré sur l'origine et 0 ailleurs. En sommant  $Z_1 + Z_2$ , on obtient une fonction qui vaut 1 sur deux carrés centrés sur les maxima de la distribution du signal. La figure 4.14 résume la démarche que nous venons d'effectuer.



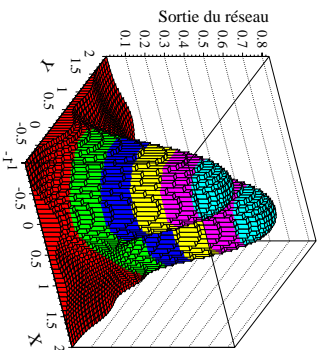
Action d'une sigmoïde dont le seuil est fixé à 3.5



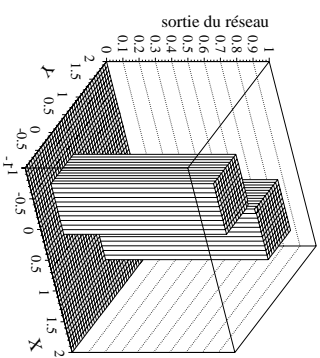
Distribution des événements signal dans le plan  $(x, y)$ . Aux quatre premiers neurones on associe les 4 droites dessinées. Dans la limite  $T \rightarrow 0$ , la somme des sorties des 4 neurones vaut entre 2 et 4 comme il est indiqué.

On obtient une fonction créneau valant 1 sur un carré centré sur  $(1,1)$ .

On fait de même pour le point  $(0,0)$  et on somme les deux fonctions



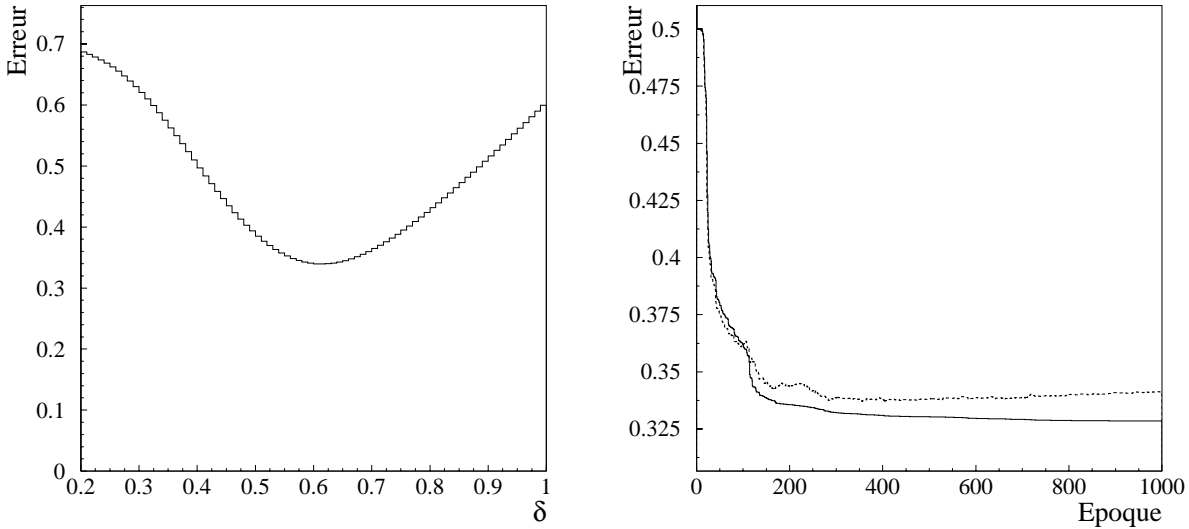
Pour T non nulle (0.2) On obtient une réponse du réseau acceptable



Sortie du réseau final

FIG. 4.14: Procédure de construction d'un réseau de neurones adapté au problème.

Bien que construit à la main, nous pouvons optimiser les paramètres de ce réseau à l'aide de la fonction d'erreur. Empiriquement on trouve que  $T = 0.2$  est meilleur que la limite  $T \rightarrow 0$ . On fixe  $T$  à cette valeur et on optimise l'erreur en fonction de  $\delta$ . On trouve que la meilleure réponse du réseau est obtenue pour  $\delta = 0.61$  (figure 15(a)).



(a) Optimisation du paramètre  $\delta$ , le maximum est atteint pour  $\delta = 0.61$ .

(b) Evolution de la fonction d'erreur au cours de l'apprentissage. Le trait plein est l'erreur sur le lot d'apprentissage, et le trait pointillé correspond à un lot de test indépendant.

FIG. 4.15: Phase d'apprentissage du réseau ne dépendant que du paramètre  $\delta$  (a) et du réseau entraîné par MLPfit (b).

Maintenant nous pouvons comparer les performances du réseau avec ceux d'un réseau de structure analogue 2-8-2-1 entraîné par le programme MLPfit à l'aide d'un échantillon de 1000+1000 événements signal et bruit de fond. L'évolution de la fonction d'erreur lors de la phase d'entraînement est représentée sur la figure 15(b). Les sorties des deux réseaux sont comparées sur la figure 4.16 et 4.17. Les pourcentages de bien classés obtenus sur un même lot de test avec une coupure à 0.5 sont respectivement 84.4% et 84.6% pour MLPfit et la construction personnelle, ce qui montre que notre façon de procéder donne des résultats tout-à-fait raisonnables.

### Le cas de l'ajustement (lissage) d'histogrammes

L'ajustement est un cas particulier d'approximation qui consiste à trouver une fonction continue décrivant le comportement des canaux d'un histogramme. Chaque canal  $i$  de l'histogramme repère un point  $\vec{X}_i$  dans un certain espace, le contenu de ce canal est  $h_i$



est son erreur est  $\sigma_i$ . On définit comme fonction d'erreur le  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = \sum_{canaux_i} \frac{(h_i - \mathcal{O}(\vec{X}_i))^2}{\sigma_i^2}. \quad (4.25)$$

Le réseau de neurones présente l'avantage d'être suffisamment universel pour réaliser cet ajustement sans supposer *a priori* une forme particulière du résultat, contrairement à ce qu'on fait lorsque par exemple on ajuste une gaussienne ou une fonction de Breit et Wigner sur une distribution de masse présentant un maximum piqué. Un tel exemple d'utilisation est détaillé dans l'annexe A de ce mémoire.

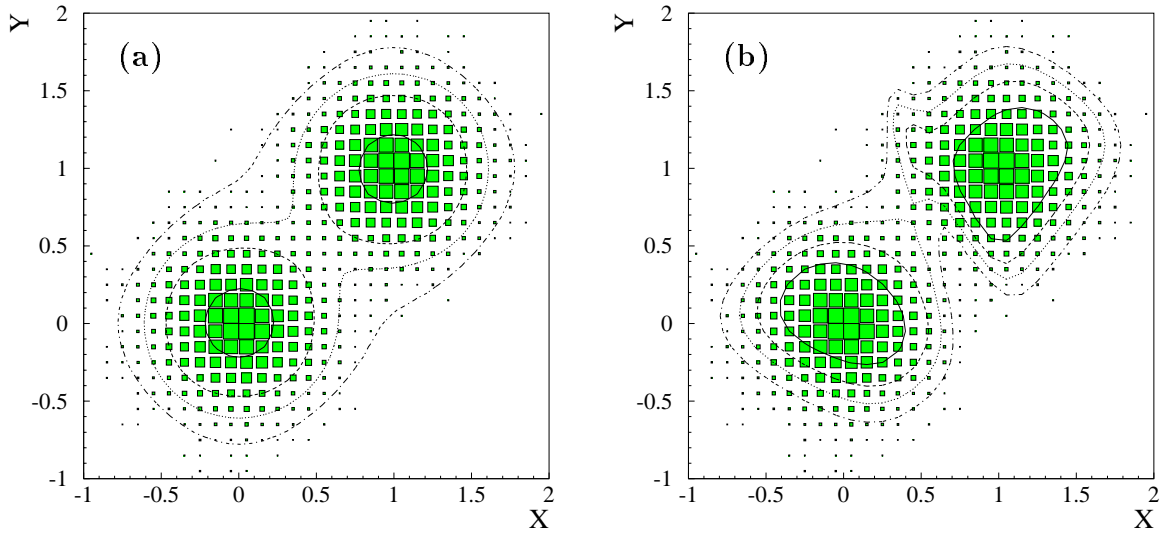


FIG. 4.16: Distribution dans le plan  $(x, y)$  des événements signal et ligne de niveau 0.8, 0.6, 0.4 et 0.2 de la sortie du réseau de neurones, pour celui résultant de la construction personnelle (a) et celui de l'apprentissage par MLPfit (b).

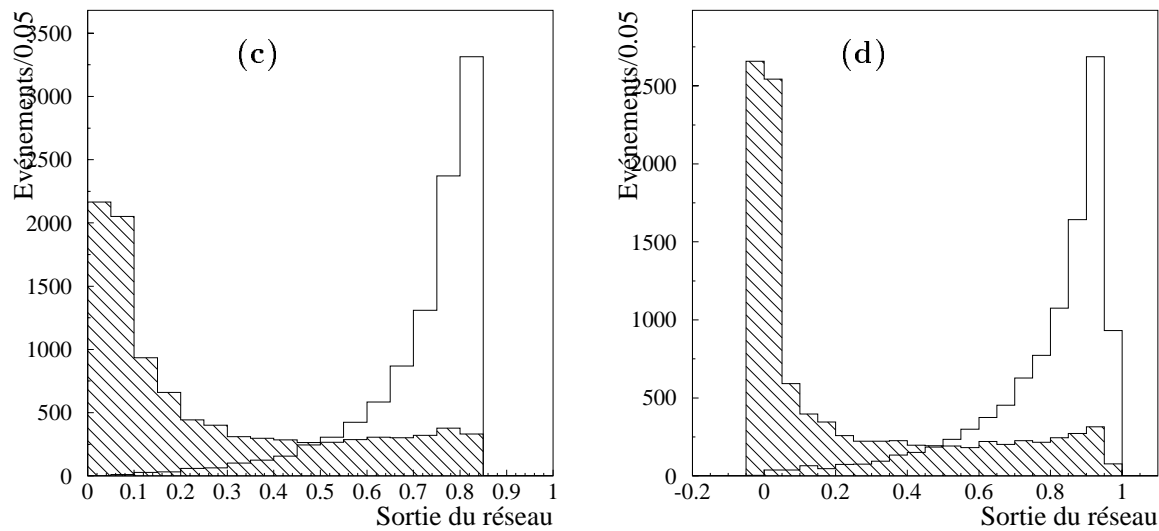


FIG. 4.17: Distribution de la sortie du réseau de neurones pour le signal (histogramme vide) et le bruit de fond (histogramme hachuré), pour le réseau construit *à la main* (c) et celui obtenu par le programme MLPfit (d)

### 4.3.2 Définition d'un algorithme de classement des variables

Il semble intuitif qu'en augmentant le nombre de variables d'entrée d'un réseau, on augmente la quantité d'information dont il dispose, ce qui amène à une meilleure discrimination entre signal et bruit de fond. Néanmoins deux arguments nous font conclure qu'il vaut mieux chercher à réduire le nombre d'entrées :

1. Il est difficile d'étudier et de contrôler les effets systématiques liés à chaque variable si leur nombre est trop important.
2. Techniquement, la convergence vers l'erreur minimale lors de la phase d'apprentissage est plus longue et peut échouer si le réseau comporte trop de variables. Cela se comprend aisément car augmenter le nombre d'entrées revient à augmenter le nombre de poids de la première couche cachée, et donc le nombre de paramètres entrant dans la minimisation de l'erreur.

Nous allons donc chercher à réduire le nombre d'entrées du réseau de neurones. On pourrait pour cela tester tous les choix de  $p$  variables parmi les  $n$  dont on dispose et voir quelles configurations donnent les meilleurs résultats. En fait, cela correspond à faire un nombre de tests de l'ordre de  $2^n$  ce qui est évidemment impossible dès que  $n$  est supérieur à 5 ou 6 à cause du temps de calcul nécessaire.

Pour sélectionner les bonnes variables, on définit donc l'algorithme suivant, il est analogue à l'algorithme par étapes décrit dans la référence [82].

1. A la  $p$ ème étape on dispose d'un réseau à  $p$  variables d'entrée.
2. Pour chacune des autres variables, on entraîne un réseau à  $p + 1$  entrées.
3. On détermine quelle variable est la meilleure en comparant les taux de réjection du bruit de fond correspondant à une efficacité sur le signal fixée. En fait, d'autres quantités pourraient être choisies, mais nous choisissons celle qui se rapproche le plus du but à poursuivre dans une analyse physique.
4. On itère le processus avec  $p + 1$  variables

Cette façon de procéder semble efficace car on teste l'ensemble des variables avec seulement  $\frac{n(n+1)}{2}$  étapes. Cependant la méthode est faillible pour les raisons suivantes.

L'architecture du réseau est fixée au départ, il se peut qu'en augmentant le nombre de variables, elle limite les performances et fausse le résultat. D'autre part, le nombre de cycles d'apprentissage est fixé à l'avance. On peut se trouver dans un cas de figure pour lequel l'apprentissage n'est pas suffisamment long, ce qui fausse également le résultat final. Enfin, l'exemple de 4.3.1, pour lequel on remplace la gaussienne par une distribution uniforme sur un intervalle de demi-largeur  $\sigma$ , est une illustration du cas pour lequel deux variables prises séparément semblent ne pas apporter d'information alors que, combinées, elles ont un pouvoir discriminant. Ces deux variables seraient rejetées aux deux dernières places par notre algorithme de classement qui les teste une par une.

Nous appliquons dans la suite cet algorithme en ayant conscience qu'il n'est pas parfait et peut donner une réponse sous-optimale.

### 4.3.3 Application de la méthode

La méthode décrite précédemment est appliquée pour trouver une combinaison de variables d'étiquetage des quarks  $b$ .

#### Lot d'entraînement

Cet étiquetage a été réalisé dans le but d'améliorer la sensibilité de l'analyse  $4b$  d'ALEPH. C'est pourquoi le lot d'entraînement de type bruit de fond est constitué d'un mélange des jets des simulations  $q\bar{q}$ ,  $ZZ$  et  $WW$  passant les présélections de l'analyse  $4b$  à 189 GeV (*cf.* 7.1). Ils sont présents dans les proportions correspondant aux nombres attendus dans les données à ce niveau de sélection (respectivement 5%, 28% et 67%). Les jets de la simulation  $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  à 189 GeV pour  $m_h = m_A = 75 \text{ GeV}/c^2$  fournissent le lot d'entraînement de type signal.

Cette façon de faire peut être mise en question car certains des jets du bruit de fond sont en fait des jets de quarks  $b$ . Obliger le réseau de neurones à les considérer comme du bruit de fond pourrait perturber la phase d'apprentissage. En fait, ils sont assez peu nombreux et on peut considérer que leur effet sera d'augmenter artificiellement la valeur de la fonction d'erreur.

Le lot d'apprentissage contient 5000 jets de signal et 5000 jets de fond.

#### Critère de classement

Pour évaluer les performances de chaque réseau, nous avons utilisé comme critère le taux de réjection de bruit de fond à une efficacité donnée. Sachant que le point de fonctionnement de la sélection  $4b$ , qui repose essentiellement sur l'étiquetage des  $b$ , se situe aux alentours de  $\epsilon_{b\bar{b}b\bar{b}} = 50\%$  (*cf.* 7.2), il faut définir l'efficacité d'étiquetage de chaque jet  $\epsilon_b$  qui lui correspond. Si on suppose que cette analyse revient à exiger un fort contenu en  $b$  pour chaque jet, on trouve que  $\epsilon_{b\bar{b}b\bar{b}} = (\epsilon_b)^4$  ce qui donne  $\epsilon_b = 84\%$ . Cependant, en 7.4.1, on montre que dans la plupart des événements signal, un des quatre jets est toujours mal étiqueté. C'est pourquoi un nombre plus réaliste se situe entre 60% et 80%. Dans la suite nous avons testé les critères  $\epsilon_b = 50\%$  et  $\epsilon_b = 80\%$ .

#### Variables testées

Le tableau 4.2 contient la liste des 13 variables testées. Ce sont les 13 variables d'un réseau proposé dans ALEPH [86]. En fait, les trois premières sont les entrées d'un réseau de neurones utilisé pour les analyses  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  à 172 [23] et 183 GeV [84]. Les six premières constituent les entrées du réseau utilisé dans les analyses de recherche du Higgs-strahlung à 183 GeV [83].

#### Architecture

La propriété d'approximateurs universels des perceptrons à une couche nous a conduit à utiliser l'architecture  $p - 10 - 1$ . D'autres architectures plus compliquées ont aussi été testées, mais elles n'amélioreraient pas le résultat. Au contraire, elles le dégradent parfois, signe d'une mauvaise convergence lors de l'apprentissage. Plus précisément, les

Nom de la variable	abréviation sur les figures
$P_{\text{jet}}$ venant de la combinaison des paramètres d'impact	PB1
$\Delta\chi^2$ : différence des $\chi^2$ entre l'hypothèse un vertex et l'hypothèse deux vertex	QV1
Impulsion transverse du lepton	PL1
Multiplicité échelonnée	SMUL
Sphéricité boostée	BSPH
Somme des $P_T^2$	PT2
Aplanarité du jet	APLANJ
Plus(2.45) : Combinaison des $P_{\text{uds}}$ des traces qui ont une rapidité par rapport au jet supérieure à 2.45	PLUS
Minus(2.45) : Combinaison des $P_{\text{uds}}$ des traces qui ont une rapidité par rapport au jet inférieure à 2.45	MINUS
Multiplicité des traces qui ont une rapidité supérieure à 1.6	YGT16
Rapidité qui maximise $[1-\text{Minus}(\text{rap})]/\text{Plus}(\text{rap})$	R0
Fraction d'énergie du cœur du jet, où le cœur est constitué des objets reconstruits les plus énergiques dont la masse effective est inférieure à 2.1 GeV/c <sup>2</sup>	SCXE
Somme des moments 1 à 4 de Fox Wolfram	FWSUM

TAB. 4.2: Liste des 13 premières variables testées.

architectures 4-15-1, 4-12-1, 4-10-10-1, 4-5-5-1 et 4-10-3-1 ont été comparées à notre réseau 4-10-1 final.

## Résultats

Les résultats du classement ( $\epsilon_b = 50\%$ ) sont représentés sur la figure 4.18(a). On observe une saturation rapide (plateau) de la réjection des non  $b$  dès que plus de quatre variables sont utilisées.

En fait, le classement des variables sur le plateau n'est pas significatif et varie si on change les conditions d'apprentissage telles que la taille du lot d'apprentissage ou la durée d'apprentissage. Ces fluctuations sont donc dues à la statistique limitée et la durée limitée de l'apprentissage.

Sur la figure 4.18(b), on montre les résultats obtenus en changeant le critère de performance ( $\epsilon_b = 80\%$ ). Les quatre premières variables du classement précédent sont encore en première position ici.

## Autres tests

Pour compléter notre étude, nous avons testé l'ensemble des trois variables du tableau 4.3 et des quatre premières variables du classement précédent. Les résultats représentés sur la figure 4.19 ne montrent ni d'amélioration, ni de changement dans les quatre premières

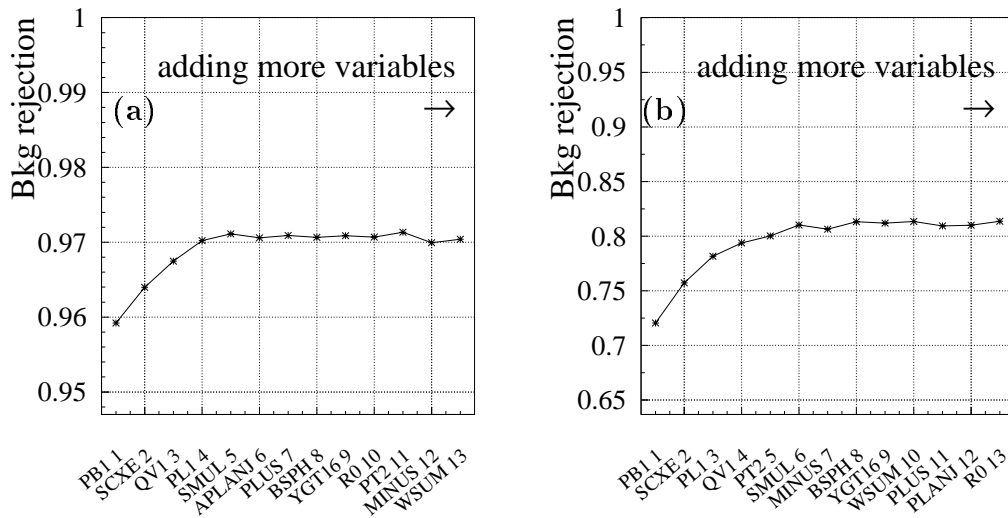


FIG. 4.18: Classement des variables d'étiquetage des  $b$ . Les figures représentent le critère de performance (réjection des non- $b$ ) obtenu en ajoutant successivement une variable (la "meilleure") en entrée du réseau de neurones. La réjection des non- $b$  est calculée pour une efficacité d'étiquetage des  $b$  de 50% (a) et 80% (b).

places.

Nom de la variable	abréviation sur les figures
Fraction d'énergie au vertex secondaire	XEV2
masse transverse au vertex secondaire	XMT
Significane de la longueur de vol	LS

TAB. 4.3: Liste des 3 variables testées dans un second temps

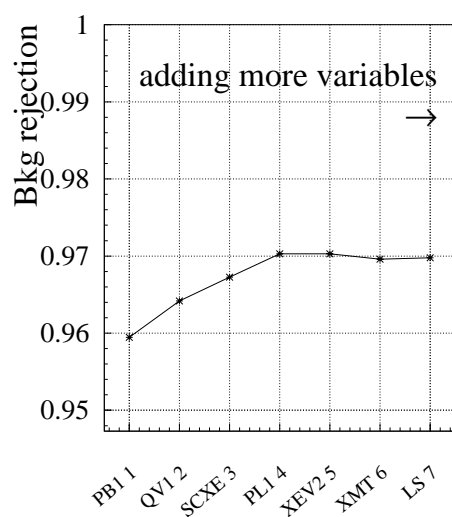


FIG. 4.19: Classement des variables d'étiquetage des  $b$ . La réjection des non- $b$  est calculée pour une efficacité d'étiquetage des  $b$  de 50%.

### 4.3.4 Etiquetage des quarks $b$ par un réseau de neurones à quatre entrées

La section précédente a mis en avant les variables suivantes pour réaliser un étiquetage des quarks beaux : l'information  $P_{\text{jet}}$  venant des paramètres d'impact, la différence  $\Delta\chi^2$  testant la présence d'un vertex secondaire, l'impulsion transverse du lepton et la fraction d'énergie du noyau du jet. Ces quatre variables sont combinées dans un réseau de neurones 4-10-1 dont nous montrons la distribution sur la figure 4.20(a). L'amélioration de la pureté de l'étiquetage est sensible si on se réfère à la figure 4.20(b) qui compare les performances du réseau avec ce qu'on attend de l'utilisation des paramètres d'impact seuls.

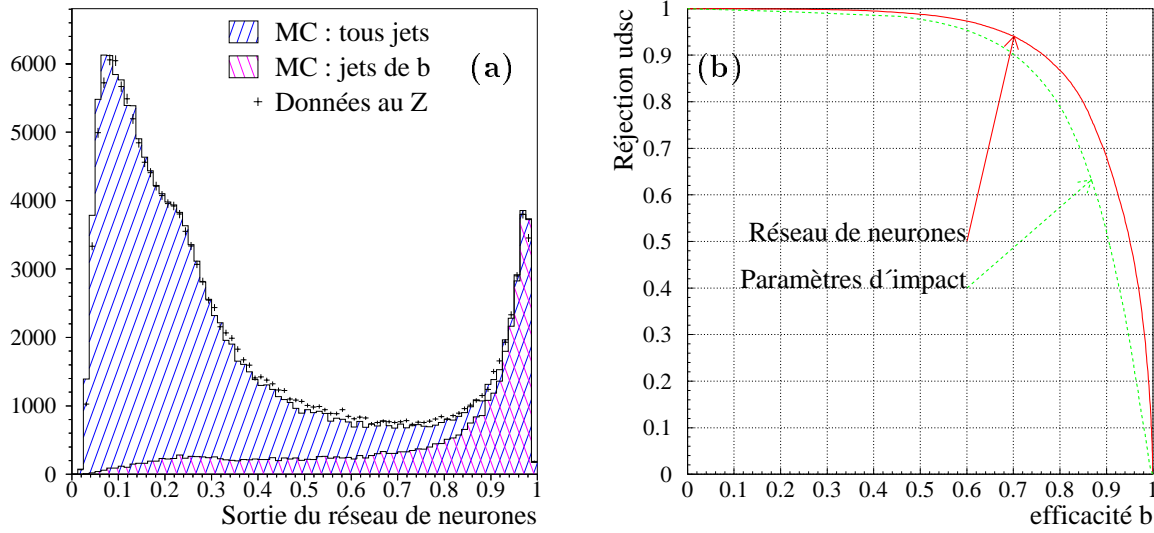


FIG. 4.20: Distribution de la sortie du réseau de neurones à quatre entrées (a). Comparaison (avec les simulations) des performances d'étiquetage de ce réseau et de celles obtenues en utilisant la variable  $P_{\text{jet}}$  seule (b).

Les performances de ce nouvel étiquetage peuvent aussi être étudiées à haute énergie à l'aide de l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ . Comme on le verra en 7.2, la variable de sélection finale est la combinaison linéaire de la somme des quatre sorties,  $\eta_i$ , du réseau de neurones d'étiquetage et de l'angle minimum entre les jets,  $\theta_{ij}^{\min}$ . En utilisant la méthode décrite en 7.2, on réoptimise les coefficients de cette combinaison linéaire pour le réseau à 4 entrées, le réseau à 3 entrées (utilisé dans [84]) et le réseau à 6 entrées (utilisé dans [83]). On trouve

$$\begin{aligned}\mathcal{F}^3 &= 175 \times (4 - \sum_{j=1}^4 \eta_j^3) - \theta_{ij}^{\min} \text{ pour 3 entrées,} \\ \mathcal{F}^4 &= 300 \times (4 - \sum_{j=1}^4 \eta_j^4) - \theta_{ij}^{\min} \text{ pour 4 entrées,} \\ \mathcal{F}^6 &= 250 \times (4 - \sum_{j=1}^4 \eta_j^6) - \theta_{ij}^{\min} \text{ pour 6 entrées.}\end{aligned}$$

Les trois analyses ainsi réalisées sont comparées sur la figure 4.21(a).

Nous avons aussi testé d'autres façons d'entraîner le réseau de neurones. Les résultats sont représentés sur la figure 4.21(b). Bien que notre réseau ait été entraîné dans un



environnement quatre jets, il présente le même comportement qu'un réseau entraîné à l'aide de simulations d'événements  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  engendrés à l'énergie du  $Z$ . De même, en changeant l'algorithme d'apprentissage, on obtient des performances identiques.

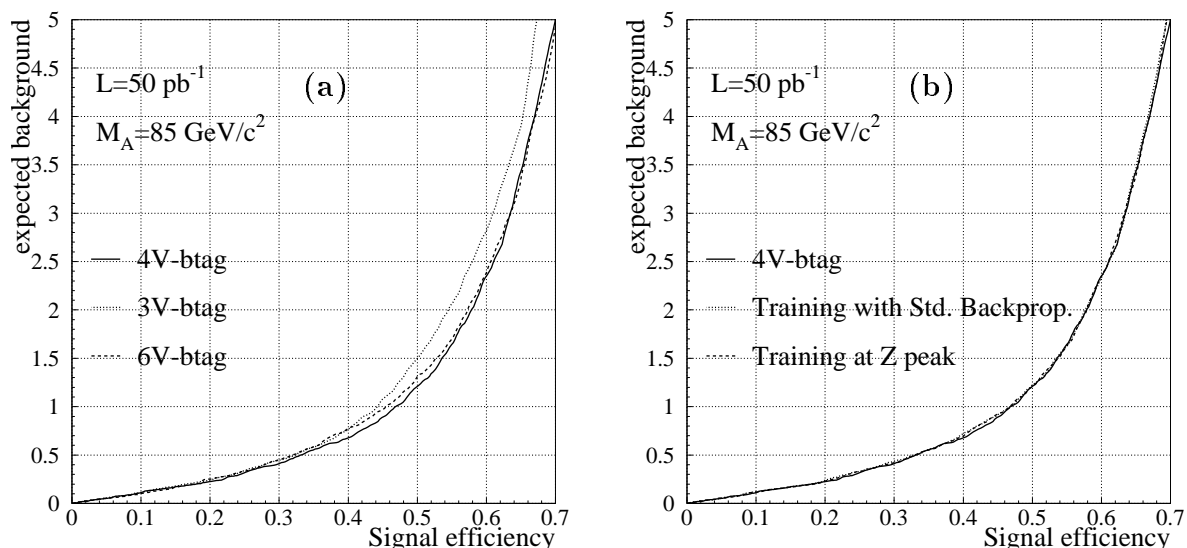


FIG. 4.21: Comparaison des trois analyses de sélection  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  basées sur trois réseaux de neurones d'étiquetage des  $b$  (a). Comparaison du réseau à 4 variables d'entrée et des réseaux entraînés différemment (b). Dans les deux cas on utilise les simulations à 189 GeV et le signal  $m_h = m_A = 85 \text{ GeV}/c^2$ .

La conclusion de ces études est la suivante. Si on utilise le réseau à 4 entrées, le taux de bruit de fond attendu baisse de 20%, à efficacité sur le signal constante (50%), par rapport à l'analyse reposant sur le même étiquetage que celui employé par ALEPH à 183 GeV. En outre, il présente des performances similaires à celles du réseau à 6 entrées utilisé pour la recherche du Higgs-strahlung dans ALEPH. Enfin ces performances sont stables et ne dépendent pas de l'environnement d'entraînement, ni de l'algorithme d'apprentissage. Nous utiliserons donc cet étiquetage pour réaliser les analyses de sélection  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  et  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ .

### 4.3.5 Corrections de l'étiquetage des $b$ .

#### Désaccord entre les données et les simulations

L'étiquetage des  $b$  est la composante essentielle des analyses de recherche des Higgs de cette thèse et peut constituer la source principale d'incertitude sur le résultat final. Dans les sections précédentes, nous avons présenté les variables d'étiquetage des  $b$ . En examinant les figures 4.4, 4.5 et 4.20(a), on constate un désaccord entre les données et les simulations.

Nous avons en outre constaté en 2.2.4 que la reconstruction des traces chargées pouvait être à l'origine d'un effet systématique. Ceci est confirmé sur les figures 4.22 qui montrent les moyennes de la signification du paramètre d'impact en fonction de l'angle polaire et de l'impulsion pour les traces à paramètre d'impact négatif.

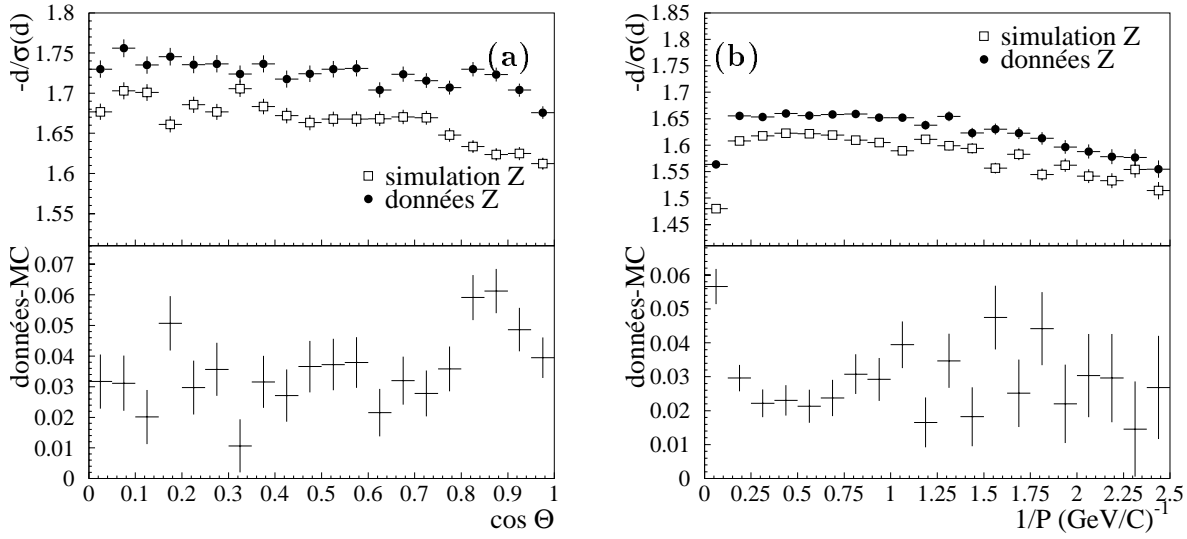


FIG. 4.22: Valeur moyenne de la signification du paramètre d'impact (négatif) en fonction de l'angle polaire (a) et de l'impulsion (b). Les traces utilisées viennent des événements hadroniques enregistrés à la résonance du  $Z$ .

Les figures 4.23 montrent les distributions du  $d_0$  et du  $z_0$  (en valeur absolue dans une fenêtre de 0 à 800  $\mu\text{m}$ ) pour les traces associées à deux impacts dans le VDET et les autres traces. On constate une différence entre données et simulations d'environ 3.5% pour les traces à deux impacts et d'environ 5% pour les autres. Les traces sont donc plus éloignées du vertex d'interaction dans les données que dans les simulations, ce qui signifie que l'étiquetage des  $b$  est moins pur dans la réalité que dans les simulations. En fait, ces différences varient notablement si on resserre la fenêtre de  $d_0$  ou de  $z_0$  que l'on examine. Les figures 4.24 montrent par exemple des différences de 0.2% et 1.5% pour respectivement les  $d_0$  (fenêtre de 0 à 150  $\mu\text{m}$ ) et les  $z_0$  (fenêtre de 0 à 200  $\mu\text{m}$ ) des traces à deux impacts dans le VDET. Ceci signifie que les désaccords sont surtout localisés au niveau des queues de distribution, qui correspondent à des valeurs de quelques centaines de microns. Or ce sont justement de telles valeurs qui sont attendues dans les jets de  $b$ . On va donc s'attacher à corriger le comportement de ces queues, même si le reste des distributions est "surcorrigé".

### Méthode de correction

Les corrections sont effectuées de la manière suivante. Dans les simulations on compare les  $d_0$  et les  $z_0$  de chaque particule chargée à ceux reconstruits. Les différences  $\Delta z_0$  et  $\Delta d_0$  sont ensuite rééchelonnées d'un facteur  $1 + \delta_c$  que nous allons déterminer. Après cette procédure le programme d'analyse et notamment les algorithmes d'étiquetage des  $b$  sont effectués.

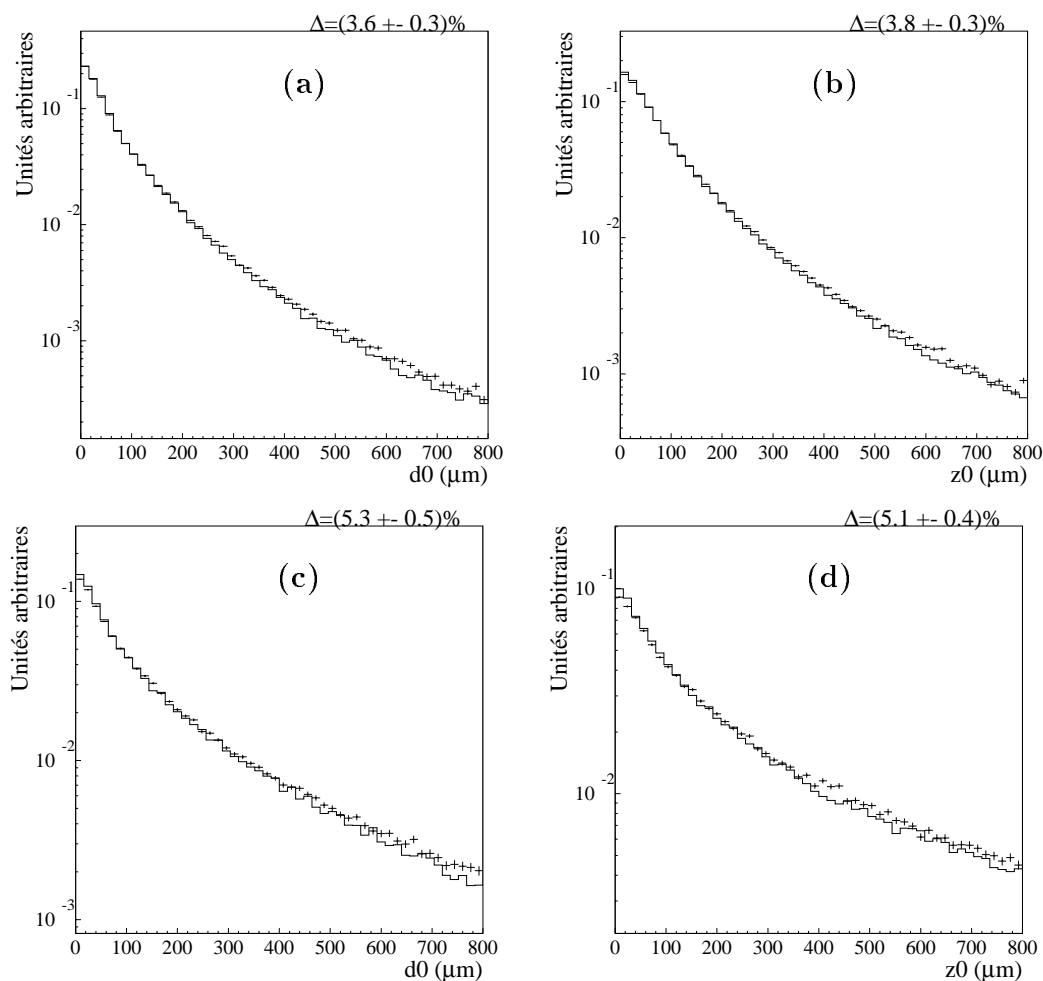


FIG. 4.23:  $d_0$  et  $z_0$  des traces de résolution, pour les traces à deux impacts dans le VDET (a) (b) et les autres (c) (d). Nous avons indiqué la valeur  $\Delta$  de la différence des moyennes de ces distributions entre les données et les simulations.

### Détermination des corrections

Pour déterminer l'amplitude des corrections nous partons des valeurs numériques tirées de la partie précédente : 3% pour les traces avec deux points d'impact dans le VDET et 6% pour les autres. On fait ensuite varier ces valeurs en les multipliant simultanément par un facteur  $k = (0, 1, 2, 3)$  ( $k=0$  est la situation de référence sans corrections).

On calcule ensuite le  $\chi^2$  par degré de liberté de la différence entre les données et les simulations corrigées pour l'ensemble des quatre distributions de la figure 4.23. Les résultats sont représentés sur la figure 4.25. Un minimum est atteint au voisinage de  $k = 1.6$ . Pour vérifier la cohérence de ce que nous obtenons, nous effectuons aussi un test de  $\chi^2$  en fonction du paramètre  $k$  pour les distributions des variables d'étiquetage des  $b$  :  $\Delta\chi^2$ ,  $P_{\text{jet}}$  et la sortie du réseau de neurones à quatre entrées. Ces tests sont représentés sur la figure 4.26 et donnent des valeurs de  $k$  de 1.5 à 2.3.

Nous adoptons dans la suite la valeur  $k=2$  pour corriger l'ensemble des simulations aux hautes énergies. L'effet de la correction  $k = 2$  est montrée sur les figures 4.27 et

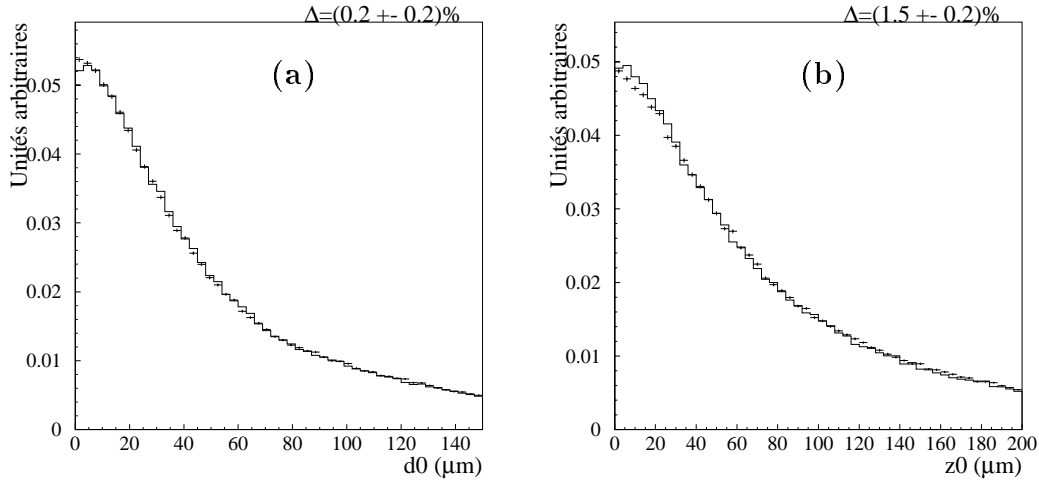


FIG. 4.24:  $d_0$  et  $z_0$  des traces de résolution, pour les traces à deux impacts dans le VDET.

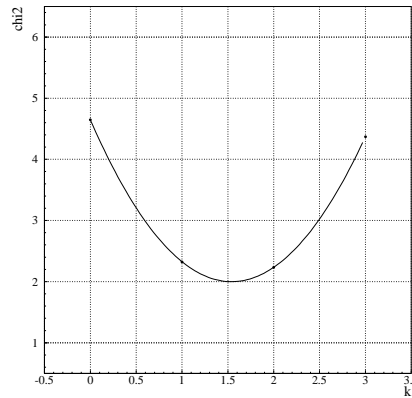


FIG. 4.25:  $\chi^2/d.l.$  de la différence entre données et Monte-Carlo des  $z_0$  et  $d_0$  en fonction du paramètre de correction  $k$ . Une parabole est ajustée sur les quatre points.

4.28. Cette correction est manifestement imparfaite puisqu'on constate que le cœur des distributions est surcorrigé. Mais comme on l'a précisé, l'important se situe au niveau des queues dont l'existence est la cause de l'étiquetage des jets de quarks légers en tant que jets de  $b$ .

Cette imperfection est tout à fait logique puisqu'on n'a fait varier qu'un seul paramètre pour corriger l'ensemble des problèmes de reconstruction. Une étude plus complète nécessiterait d'étudier et de corriger séparément les  $z_0$  et  $d_0$  en fonction du nombre d'impacts dans le VDET, de l'angle polaire et de l'impulsion des traces. Cette étude est pratiquement impossible à faire à cause de la statistique limitée des données de calibration. Nous nous satisfaisons de notre résultat en arguant qu'il permet au moins de borner les incertitudes liées à l'étiquetage des  $b$  et de constater qu'elles sont faibles. A cause de ces considérations et aussi de la dispersion des minima constatée sur la figure 4.26, nous adoptons une incertitude de  $\delta k = \pm 1$  sur le paramètre de correction.

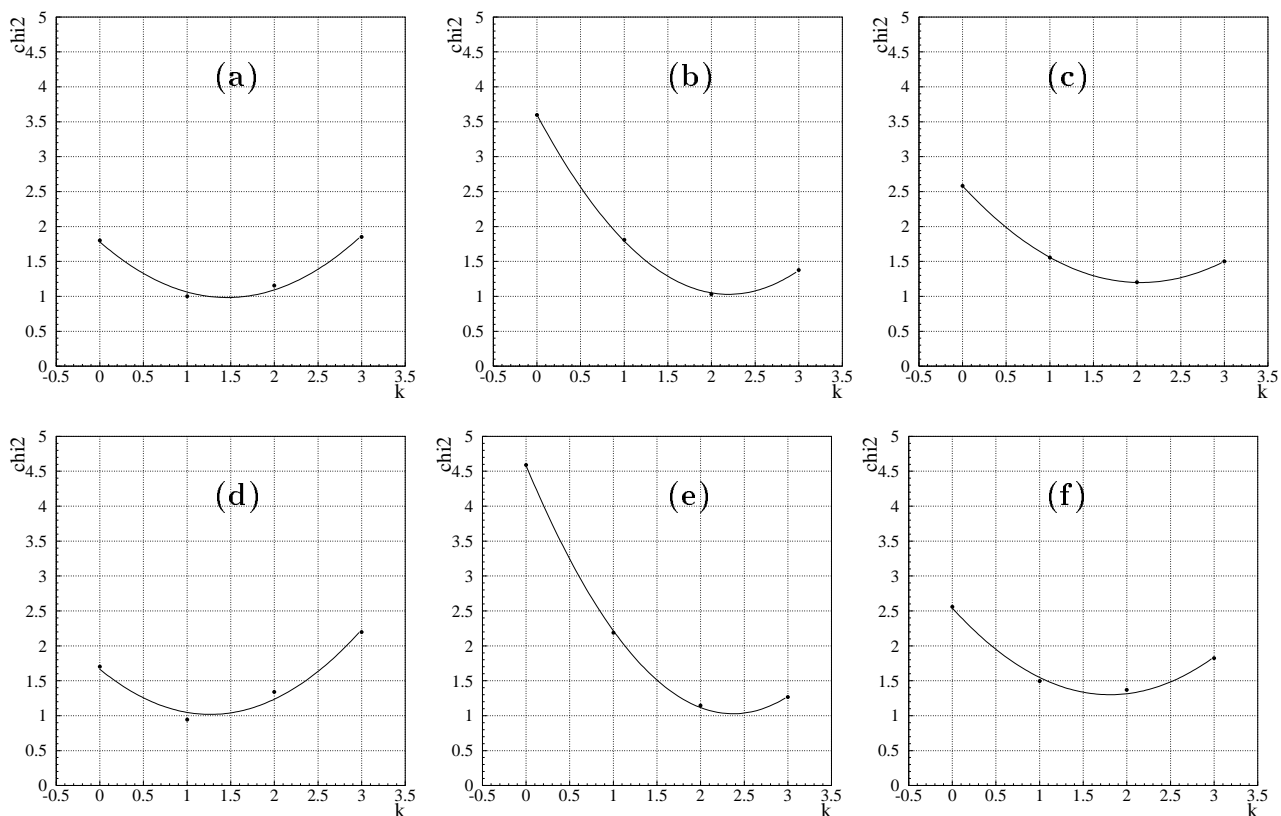


FIG. 4.26:  $\chi^2/d.l.$  de la différence entre données et Monte-Carlo pour  $P_{jet}$  (a et d),  $\Delta\chi^2$  sur (b et e), et la sortie du réseau de neurones (c et f). Le calcul est effectué pour les données de calibration de 1998 (a,b,c) et 1999 (d,e,f).

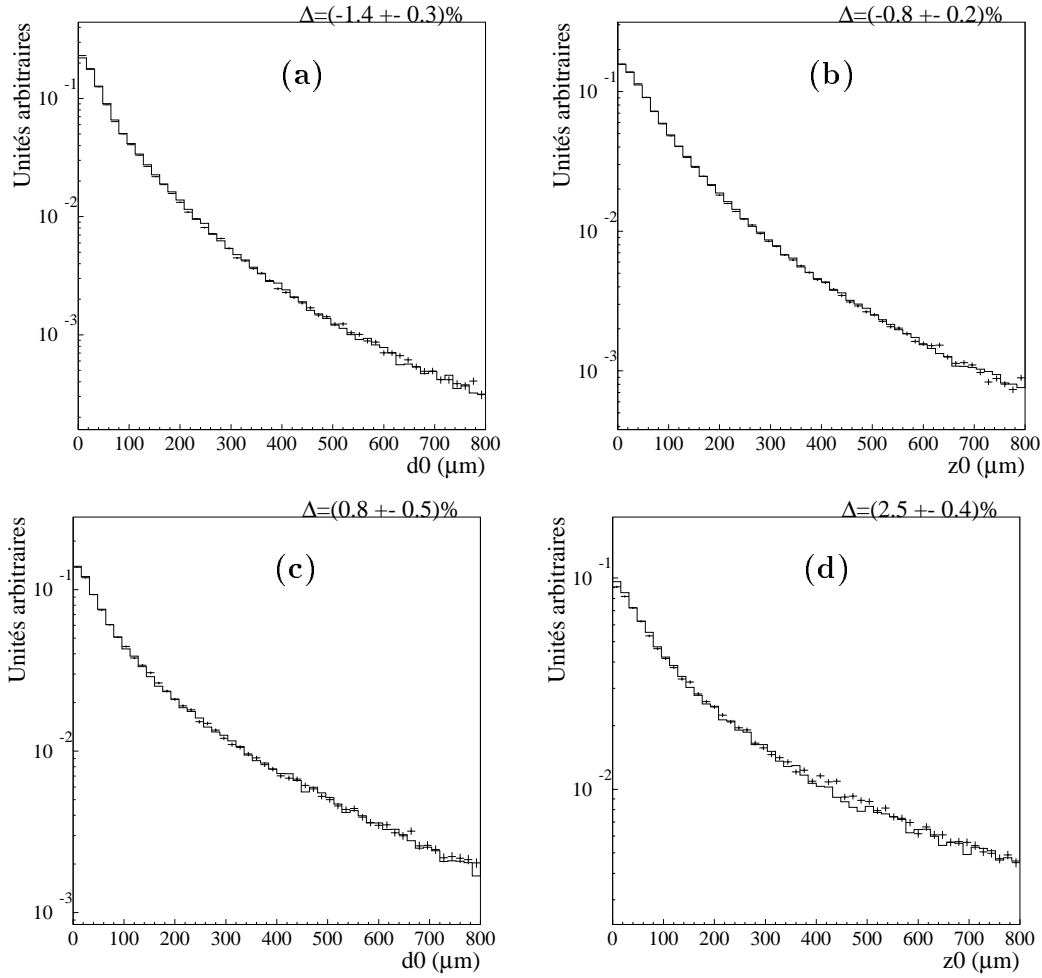


FIG. 4.27: Analogue de la figure 4.23, mais après la correction.

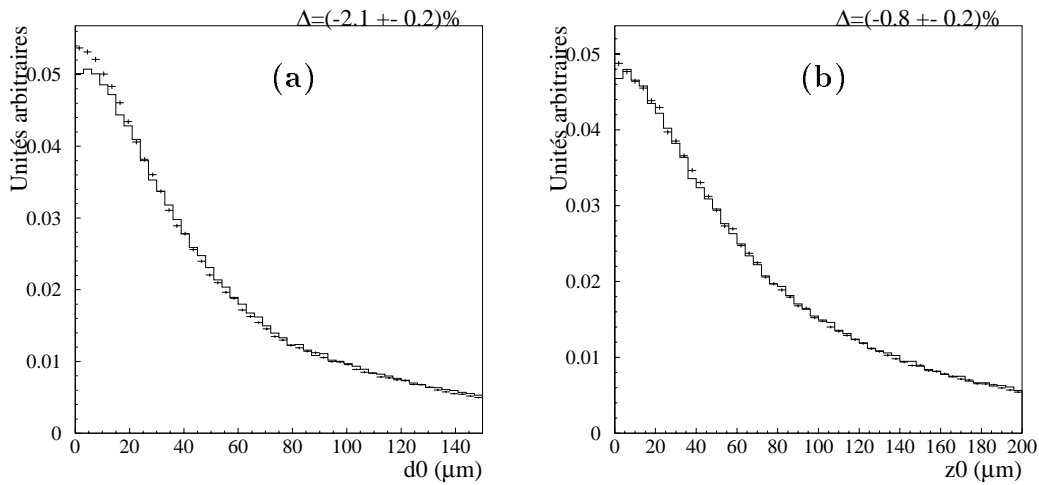


FIG. 4.28: Analogue de la figure 4.24, mais après la correction.

### Vérification de l'utilité des corrections avec la méthode de simple/double étiquetage

Cette méthode a pour but de déterminer l'efficacité d'étiquetage des quarks beaux et le rejet des quarks légers à partir des données. Elle est fondée sur le fait que les quarks sont produits par paires de même saveur dans les désintégrations du  $Z$ . Si on utilise des événements à deux jets pris à l'énergie du  $Z$ , on peut choisir une coupure sur la sortie du réseau de neurones et compter la fraction de jets étiquetés beaux,  $f^s$ , et la fraction d'événements où les deux jets sont étiquetés,  $f^d$ .

On pose ainsi :

$R_b$  rapport d'embranchement du  $Z$  en  $b\bar{b}$ , fixé par la valeur théorique,

$R_q$  rapport d'embranchement du  $Z$  en quarks légers  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$  et  $c\bar{c}$ , fixé par la valeur théorique,

$\epsilon_b$  efficacité inconnue de sélection d'un jet de  $b$  pour cette coupure,

$\epsilon_q$  efficacité inconnue de sélection d'un jet de quark léger pour cette coupure.

On écrit

$$\begin{aligned} f^s &= R_b \epsilon_b + R_q \epsilon_q, \\ f^d &= R_b \epsilon_b^2 + R_q \epsilon_q^2. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Les rapports d'embranchement du  $Z$  étant connus on a un système de deux équations à deux inconnues qui admet donc une solution.

Malheureusement ce système n'est qu'une première approximation de la réalité. En effet dans un événement, les deux jets ne sont pas totalement indépendants. Cela se traduit par l'introduction de coefficients de corrélation  $\rho_q$ ,  $\rho_b$  et par une modification des équations précédentes :

$$\begin{aligned} f^s &= R_b \epsilon_b + R_q \epsilon_q, \\ f^d &= R_b (1 + \rho_b) \epsilon_b^2 + R_q (1 + \rho_q) \epsilon_q^2. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Le coefficient  $\rho_q$  est formellement défini par  $\rho_q = f_q^d / (f_q^s)^2 - 1$ , où on a considéré les fractions de jets et d'événements étiquetés parmi l'ensemble des événements à jets légers. De même,  $\rho_b$  vaut  $\rho_b = f_b^d / (f_b^s)^2 - 1$  lorsque l'on considère les fractions de jets et d'événements étiquetés parmi l'ensemble des événements à jets de  $b$ . Si on a plus de chances d'étiqueter un jet léger quand l'autre jet de l'événement a déjà été étiqueté alors le coefficient  $\rho_q$  est positif. Plusieurs causes physiques déterminent la valeur de ce coefficient. L'une d'entre elles est le fait que les quarks  $c$  mis dans l'ensemble quarks légers ont en fait plus de chances d'être étiquetés. Pour bien comprendre cet effet, on suppose que c'est l'unique source de corrélation. On considère alors la fraction de quarks  $uds$ ,  $R_{uds}$  et la fraction de quark  $c$ ,  $R_c$  parmi les quarks légers. On peut écrire :

$$\begin{aligned} f_q^s &= \epsilon_c R_c + R_{uds} \epsilon_{uds}, \\ f_q^d &= \epsilon_c^2 R_c + R_{uds} \epsilon_{uds}^2. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Si la coupure choisie est telle que  $\epsilon_{uds} \ll \epsilon_c$ , on obtient :

$$\rho_q = f_q^d / (f_q^s)^2 - 1 \approx 1/R_c \left( 1 - 2 \frac{\epsilon_{uds}}{\epsilon_c} \frac{R_{uds}}{R_c} \right). \quad (4.29)$$

Dans la limite  $\epsilon_{uds} \rightarrow 0$  le coefficient  $\rho_q$  est donc assez grand et vaut  $\approx 4$ . Ainsi, contrairement à ce qui est souvent affirmé, le coefficient  $\rho$  n'est pas nécessairement petit et négligeable.

Les autres causes principales de la non nullité de  $\rho$  sont :

- les corrélations géométriques (particulièrement celle due à l'acceptance du VDET)
- l'émission de gluons initiaux qui peut faire augmenter simultanément la masse des jets et leur multiplicité en traces chargées,
- la mesure de la position du point d'interaction principal qui est commun aux deux jets.

L'équation 4.27 a donc quatre inconnues. Pour la résoudre en fonction de  $\epsilon_b$  et  $\epsilon_c$ , on choisit de déterminer les coefficients  $\rho$  avec le Monte-Carlo. La méthode est par conséquent imparfaite puisque les efficacités obtenues dépendent partiellement du Monte-Carlo.

On applique la méthode de simple/double étiquetage pour déterminer les efficacités de sélection des quarks beaux et des quarks légers et comparer les simulations non corrigées aux simulations corrigées. Les résultats sont représentés sur la figure 4.29. Ils montrent que les simulations non corrigées sont optimistes et rejettent jusqu'à 15% de quarks légers en plus que dans la réalité. Cette différence disparaît si on applique les corrections, ce qui montre leur utilité. La démarche que nous avons adoptée a donc permis de corriger de manière adéquate l'étiquetage des quarks beaux.



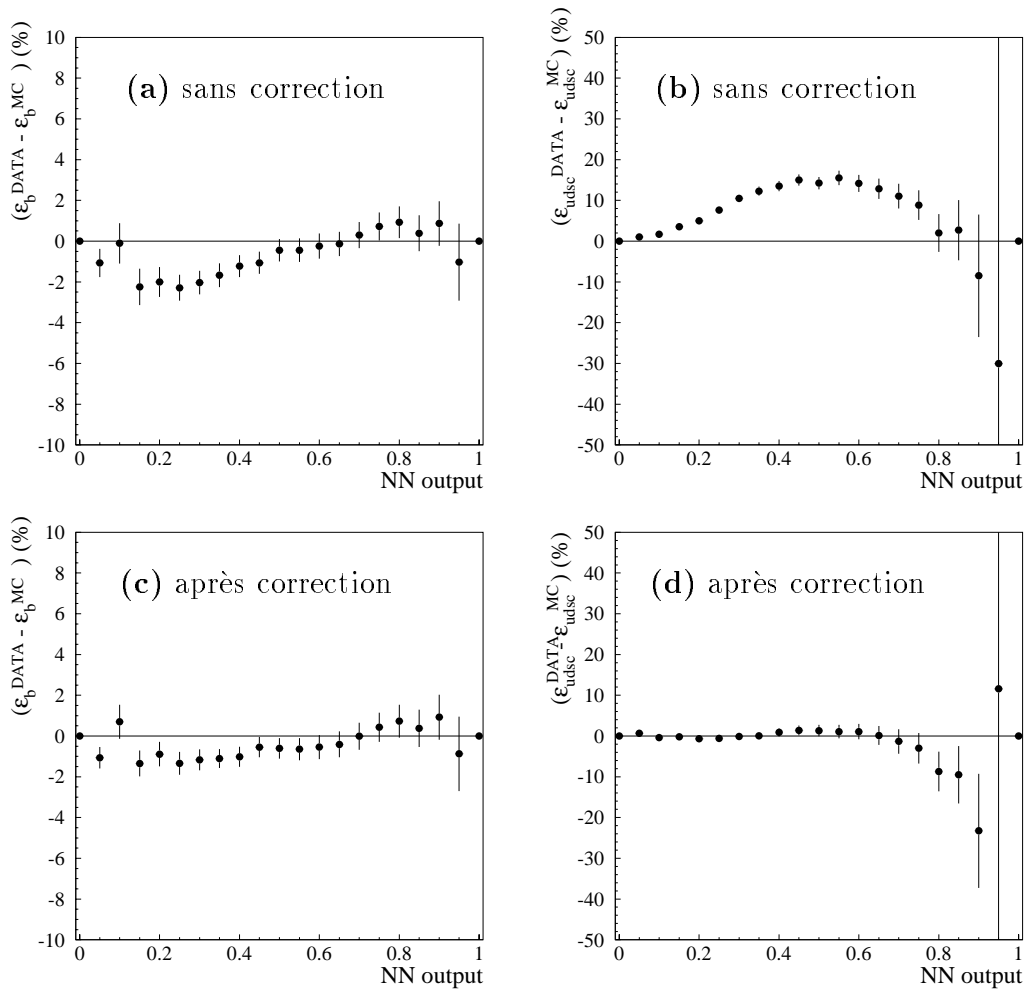


FIG. 4.29: Différence entre données et simulations pour les efficacités de sélection des  $b$  (a et c) et des quarks légers (b et d) en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones.



# Chapitre 5

## Reconstruction des masses d'un événement à quatre jets

Les bosons de Higgs ayant des largeurs négligeables, la reconstruction de leur masse est une étape décisive permettant de les distinguer du bruit de fond. D'autre part, les masses reconstruites permettraient évidemment d'effectuer une première mesure des masses réelles dans le cas d'une découverte.

La première difficulté consiste à combiner les quatre jets en deux systèmes de deux jets correspondant à la désintégration d'un boson et d'un autre. La question de l'appariement est discutée dans une première section.

La deuxième difficulté vient du fait que les événements ne sont pas parfaitement reconstruits cinématiquement. En effet, à cause de la résolution du détecteur, des éventuels neutrinos qui n'interagissent pas ou des particules qui peuvent s'échapper par les parties non instrumentées (notamment dans le tube à vide), les quadri-impulsions des jets ne sont pas parfaitement mesurées. La conséquence notable est que l'énergie et l'impulsion totale mesurées d'un événement ne sont pas  $\vec{P}_{\text{tot}} = \vec{0}$  et  $E_{\text{tot}} = \sqrt{s}$ . En utilisant ces contraintes, il est possible d'améliorer très sensiblement les résolutions sur les masses. Deux techniques de correction sont décrites dans la deuxième et troisième section : le rééchelonnement, et les ajustements cinématiques.

Dans ces sections, on étudie la reconstruction de la masse du signal  $hA$  pour lequel la largeur des bosons produits est négligeable, l'appariement étant réalisé grâce à la contrainte  $m_h \simeq m_A$ . Pour le signal  $hZ$ , la méthode d'appariement est différente et le boson  $Z$  peut être produit hors de sa couche de masse. Nous donnons les propriétés de la reconstruction de la masse du signal  $hZ$  dans la quatrième section.

### 5.1 Appariement des jets

#### 5.1.1 $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$

Dans le cas de l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$ , l'état final recherché contient quatre jets de  $b$  qui sont donc indiscernables. La seule information dont nous disposons vient de la contrainte du MSSM :  $m_h = m_A$  (cf. 1.4.6), à quelques  $\text{GeV}/c^2$  près. Cette contrainte est valide à grand  $\tan\beta$ , lorsque la production associée est dominante. On peut donc utiliser l'appariement

qui minimise la différence de masse  $|m_{ij} - m_{kl}|$  parmi les trois combinaisons possible :

$$(i, j, k, l) = \begin{cases} (1, 2, 3, 4), \\ (1, 3, 2, 4), \\ (1, 4, 2, 3). \end{cases} \quad (5.1)$$

Ce choix ne permet pas de décider quelle paire de jets correspond au boson  $A$ , ou au boson  $h$ . Mais c'est de toute façon peu important car, comme on le voit dans la suite, la résolution sur les masses individuelles est plus mauvaise que la résolution sur la somme des masses reconstruites, si bien que la variable cinématique qui nous intéresse au final est la somme des masses  $m_{ij} + m_{kl}$ .

### 5.1.2 $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$

Dans le cas de l'analyse  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ , on dispose de deux informations. L'un des systèmes de jets vient de la désintégration d'un  $Z$  réel et sa masse effective doit donc être compatible avec celle du  $Z$ <sup>1</sup>, et l'autre vient du Higgs qui se désintègre très probablement en quarks  $b$ .

L'appariement que nous choisissons est donc le suivant. On classe les jets par ordre d'étiquetage des  $b$ . Le jet 1 est le mieux étiqueté et le jet 4 est le moins bien étiqueté, c'est-à-dire :  $NN_1 > NN_2 > NN_3 > NN_4$ , où les  $NN_i$  sont les sorties du réseau de neurones d'étiquetage des  $b$ .

1. Si  $NN_3 < 0.5$ , le troisième et quatrième jet sont mal étiquetés et l'événement est considéré comme un  $q\bar{q}b\bar{b}$ , les quarks  $q$  étant légers ( $q = u, d, s, c$ ). Les jets 3 et 4 sont donc supposés venir du  $Z$ , tandis que les jets 1 et 2, mieux étiquetés, sont supposés venir du Higgs.
2. Si  $NN_3 > 0.5$ , le jet 3 est soit un jet de  $b$ , soit un jet de quark léger (probablement un  $c$ ) étiqueté accidentellement. L'événement est donc supposé être soit un  $q\bar{q}b\bar{b}$  ( $q$  léger), soit un  $b\bar{b}b\bar{b}$ . Comme on le verra en 7.4.1, un état final à quatre  $b$  donne très probablement trois jets bien étiquetés et un quatrième mal étiqueté, ce qui signifie qu'on ne peut utiliser l'information du jet 4 pour trancher entre les deux hypothèses précédentes. En tenant compte des rapports d'embranchement du  $Z$  en  $b\bar{b}$  et en paire de quarks léger, l'événement est finalement plus probablement un  $b\bar{b}b\bar{b}$ , si bien qu'on ne peut plus utiliser la saveur des jets comme critère d'appariement. L'autre critère étant la compatibilité avec la masse du  $Z$ , nous choisissons l'appariement qui minimise la différence  $|m_{ij} \text{ (GeV)} - 91.2|$ .

## 5.2 Rééchelonnement

### 5.2.1 Définition

Les quadri-impulsions mesurées des quatre jets sont les  $P_i^m = \begin{pmatrix} E_i^m \\ \vec{P}_i^m \end{pmatrix}$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ).

---

<sup>1</sup>La reconstruction de la masse du Higgs devient problématique au-delà du seuil cinématique, car le  $Z$  est produit hors couche de masse.

On suppose que les directions des jets et leurs vitesses,  $\beta_i = \frac{P_i^m}{E_i^m}$ , sont parfaitement mesurées et donc que leurs énergies et impulsions diffèrent des vraies valeurs par un simple facteur de proportion. On détermine ces facteurs grâce à la conservation<sup>2</sup> de l'énergie et de l'impulsion par la relation :

$$\begin{pmatrix} \sqrt{s} \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \alpha_1 P_1^m + \alpha_2 P_2^m + \alpha_3 P_3^m + \alpha_4 P_4^m. \quad (5.2)$$

C'est un système de quatre équations à quatre inconnues qui possède donc dans le cas général une solution unique  $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4)$ .

Les quadri-impulsions rééchelonnées que l'on considère ensuite sont les  $P_i^r = \alpha_i P_i^m$ . La masse reconstruite des deux systèmes de jets, avec par exemple l'appariement (1,2) et (3,4), est donc :

$$\begin{aligned} m_{12}^2 &= (P_1^r + P_2^r)^2 (= 2E_1^r E_2^r (1 - \cos \theta_{12}) \text{ si on néglige la masse des jets}), \\ m_{34}^2 &= (P_3^r + P_4^r)^2 (= 2E_3^r E_4^r (1 - \cos \theta_{34}) \text{ si on néglige la masse des jets}). \end{aligned}$$

### 5.2.2 Propriété

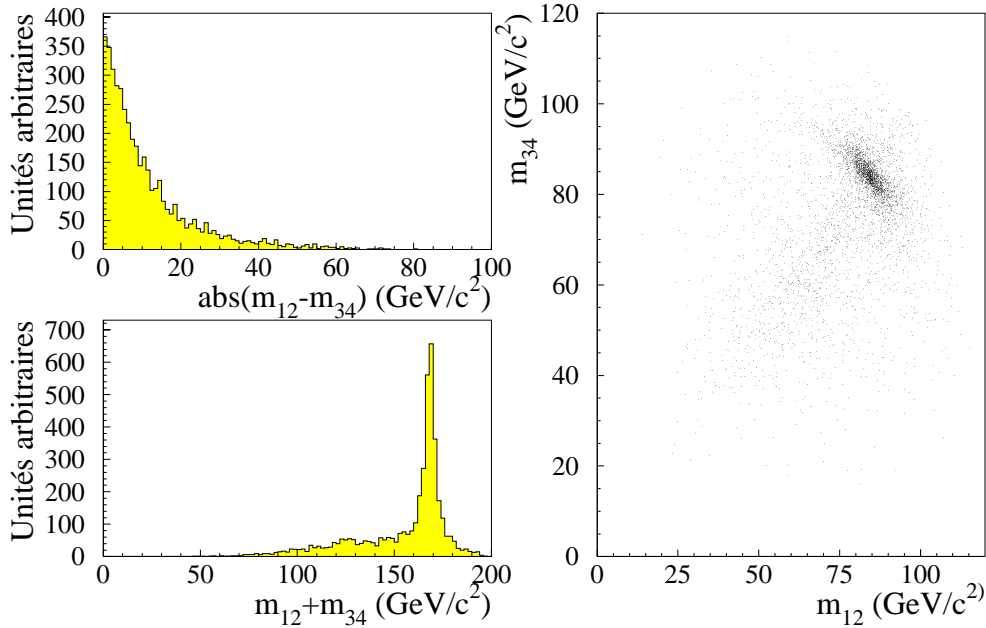


FIG. 5.1: Distribution des masses rééchelonnées  $m_{12}$  et  $m_{34}$  (Simulation  $m_h = m_A = 85 \text{ GeV}/c^2$  à  $\sqrt{s}=196 \text{ GeV}$ ). L'appariement choisi est celui qui donne la différence de masse la plus petite.

<sup>2</sup>Nous devons cependant remarquer que cette conservation est approximative, à cause des photons ISR dont nous n'avons pas tenu compte et qui emportent une énergie aléatoire non détectée le long du tube à vide et de moyenne environ 1 GeV. Cette valeur est cependant petite par rapport aux résolutions obtenues sur la masse non rééchelonnée.

On peut faire la remarque suivante. Imaginons que les énergies sont correctement mesurées, mais pas les directions, ce qui implique des coefficients  $\alpha_i$  non égaux à 1. La relation

$$\sqrt{s} = E_1^r + E_2^r + E_3^r + E_4^r \quad (5.3)$$

implique que le rééchelonnement augmente une des énergies, et doit nécessairement en diminuer une autre. Si les deux énergies sont dans deux systèmes de jets différents, une masse est diminuée au profit d'une autre. Ainsi cette incertitude due à la direction des jets se propage à la différence des masses  $m_{12} - m_{34}$ , mais pas à la somme  $m_{12} + m_{34}$ . Finalement, les variables  $m_{12}$  et  $m_{34}$  sont anti-corrélées et la résolution sur la somme de ces grandeurs est bien meilleure que la résolution sur la différence, comme on peut le voir sur la figure 5.1.

### 5.2.3 Défauts

Cette méthode a cependant plusieurs défauts. Le système 5.2 peut se réécrire en fonction des inconnues  $E_i = \alpha_i E_i^m$  :

$$\begin{pmatrix} \sqrt{s} \\ \vec{0} \end{pmatrix} = E_1 \begin{pmatrix} 1 \\ \vec{\beta}_1 \end{pmatrix} + E_2 \begin{pmatrix} 1 \\ \vec{\beta}_2 \end{pmatrix} + E_3 \begin{pmatrix} 1 \\ \vec{\beta}_3 \end{pmatrix} + E_4 \begin{pmatrix} 1 \\ \vec{\beta}_4 \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Ainsi, seules les vélocités des jets sont utilisées et la méthode ne tient pas compte des énergies mesurées des jets.

Cela s'avère en général peu gênant car la conservation de l'énergie et de l'impulsion ne permet pas aux  $\alpha_i$  d'être trop différents de un. Cependant, imaginons que les deux bosons soient produits exactement au seuil cinématique,  $\sqrt{s} = m_{12} + m_{34}$ . Les jets sont donc dos-à-dos et l'événement est plan. L'équation 5.2 est alors un système de trois équations à quatre inconnues qui possède donc une infinité de solutions. Cette considération signifie que près du seuil cinématique, la solution  $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4)$  est instable et dépend fortement des petites fluctuations de la reconstruction. Ainsi, la résolution en masse reconstruite est fortement dégradée. On peut constater cet effet sur la figure 5.2(a). Dans le cas de l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$ , l'appariement des jets se fait en minimisant la différence de masse. Si la résolution est dégradée, le taux de mauvais appariements sera plus grand.

C'est pourquoi, cette méthode initialement appliquée à l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  à 189 GeV dont la sensibilité se trouvait loin du seuil cinématique est abandonnée pour les analyses aux plus hautes énergies qui ont une sensibilité plus proche du seuil cinématique. De même, la recherche de Higgs-strahlung a une sensibilité proche du seuil cinématique et utilise la méthode suivante.

## 5.3 Ajustement cinématique

### 5.3.1 Définition

Les défauts de la méthode précédente sont apparus car elle ne tenait pas compte des énergies des jets et ne pouvait modifier leur direction. Si on se donne la liberté de

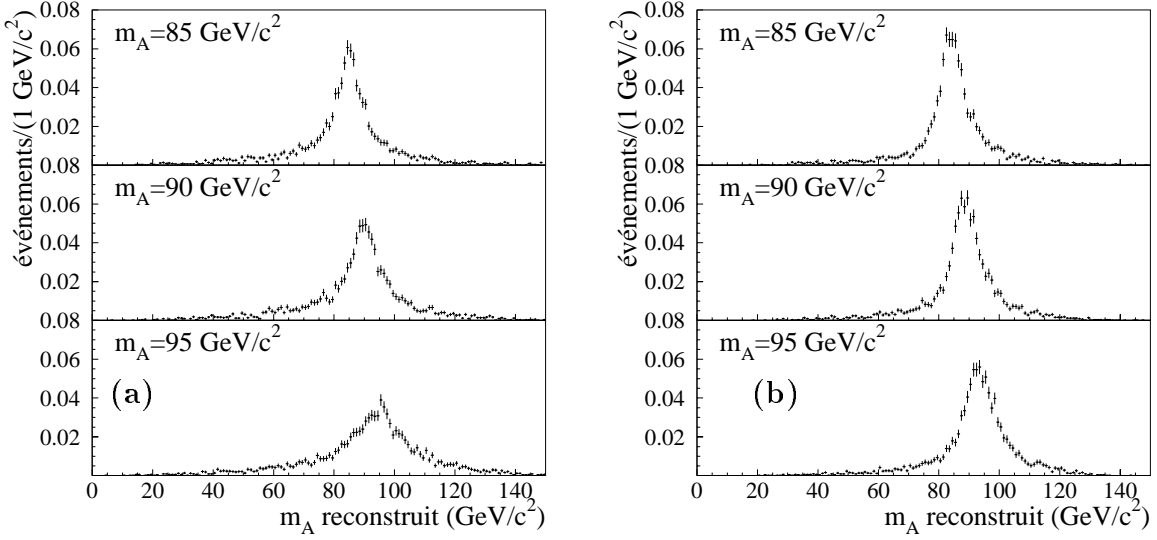


FIG. 5.2: Distribution de la masse reconstruite du boson  $A$  pour les simulations  $m_h = m_A$  à 196 GeV. On utilise le rééchantillonnage (a) et un ajustement à quatre contraintes (b). L'appariement est réalisé à l'aide de la vérité Monte-Carlo en prenant les jets qui sont le plus proches angulairement des quarks issus du  $A$ .

faire varier ces grandeurs, on doit corriger longitudinalement et transversalement chaque impulsion mesurée,  $P_i^m$ , pour obtenir l'impulsion corrigée  $P_i^c$  :

$$\vec{P}_i^c \equiv a_i P_i^m \vec{u}_{r_i} + b_i \vec{u}_{\theta_i} + c_i \vec{u}_{\phi_i} \quad (5.5)$$

où  $\vec{u}_{r_i}$ ,  $\vec{u}_{\theta_i}$ ,  $\vec{u}_{\phi_i}$  sont respectivement les vecteurs radial, polaire et azimutal relatifs à l'impulsion mesurée. L'énergie est corrigée suivant :

$$E_i^c = E_i^m \frac{P_i^r}{P_i^m}, \quad (5.6)$$

c'est-à-dire, en tenant compte du fait que les corrections transverses modifient peu la norme des vecteurs,

$$E_i^c \simeq a_i E_i^m. \quad (5.7)$$

La conservation de l'énergie et de l'impulsion ne contraint pas assez fortement le système pour déterminer une solution unique et on recourt à une méthode des moindres carrés pour calculer les coefficients de corrections  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$ . Cette méthode repose sur l'utilisation des multiplicateurs de Lagrange qui permettent d'imposer les contraintes.

L'ajustement cinématique est très largement utilisé dans ALEPH, il sert notamment à reconstruire la masse dans les événements  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . Une description plus technique et détaillée est faite dans la référence [89].

### Ajustement à quatre contraintes

Il s'agit tout simplement d'imposer la conservation de l'énergie et de l'impulsion comme dans le cas du rééchantillonnage.

### Ajustement à cinq contraintes

Il s'agit d'imposer la conservation de l'énergie et de l'impulsion à laquelle on ajoute une cinquième contrainte. Pour cela, il faut supposer qu'on connaît l'appariement correct, par exemple (1,2) correspond au  $h$  et (3,4) au  $A$  (dans le cas  $hA$ ) et au  $Z$  dans le cas ( $hZ$ ).

1. Dans le cas  $hA$ , la masse des deux bosons est presque égale et on impose donc  $E_1^c + E_2^c - E_3^c - E_4^c = 0$ , ce qui est équivalent à supposer l'égalité des masses. L'appariement correct est en réalité inconnu et on doit tester tous les appariements possibles. On choisit celui qui donne le plus petit  $\chi^2$ .
2. Dans le cas  $hZ$ , on utilise la masse du  $Z$ , c'est-à-dire  $m_{34} - 91.2 = 0$ . L'appariement correct est choisi comme dans la section 5.1.2. La compatibilité avec la masse du  $Z$  étant non pas donnée par  $|m_{34} - 91.2|$  minimum, mais par la combinaison pour laquelle le  $\chi^2$  de l'ajustement cinématique est le plus petit.

### 5.3.2 Propriétés

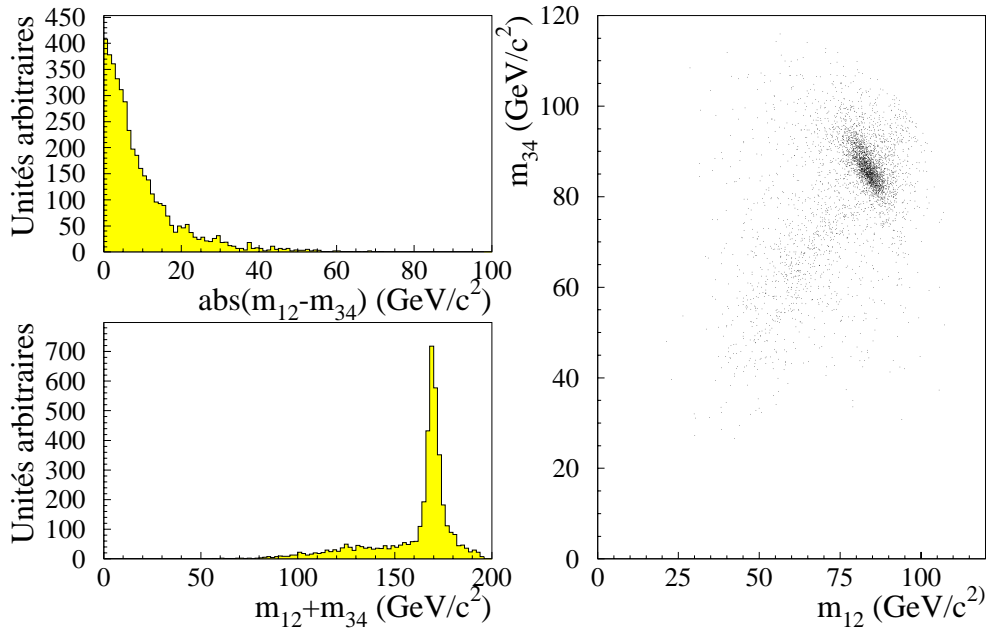


FIG. 5.3: Distribution des masses  $m_{12}$  et  $m_{34}$  calculées par un ajustement cinématique à 4 contraintes (Simulation  $m_h = m_A = 85 \text{ GeV}/c^2$  à  $\sqrt{s}=196 \text{ GeV}$ ). L'appariement choisi est celui qui donne la différence de masse la plus petite.

Comme pour la méthode de rééchelonnement, si l'algorithme augmente artificiellement une des énergies, il doit en diminuer une autre à cause de la contrainte de conservation de l'énergie. La résolution sur la somme des masses reconstruites est meilleure que la résolution sur la différence. Cet effet est montré sur la figure 5.3.



D'autre part, l'utilisation de l'information des énergies mesurées ne permet pas aux énergies reconstruites d'être trop différentes des énergies vraies. Ainsi, près du seuil cinématique, la résolution obtenue avec l'ajustement cinématique (figure 5.2(b)) est meilleure que la résolution obtenue avec la méthode du rééchelonnement (figure 5.2(a)).

### 5.3.3 Choix de la contrainte

Les sections précédentes montrent que les ajustements cinématiques donnent de meilleurs résultats que le rééchelonnement. Il nous faut maintenant choisir entre l'ajustement à quatre contraintes et l'ajustement à cinq contraintes. Ce dernier semble être meilleur en termes de résolution et de taux de bons appariements, comme on le voit sur la figure 5.4(a) sur laquelle sont représentées les distributions de la masse reconstruite en utilisant le rééchelonnement, l'ajustement à 4 contraintes et l'ajustement à 5 contraintes. Sur ces distributions sont ajustées la somme d'une fonction affine et d'une gaussienne et on a indiqué le pourcentage d'événements à  $\pm 3\sigma$  du maximum de la gaussienne, ce qui mesure le nombre d'événements dont la masse reconstruite est satisfaisante. On voit la nette amélioration que produit l'ajustement à quatre contraintes (60% d'événements dans le cœur de la distribution) par rapport au rééchelonnement (50%). L'amélioration qu'apporte la cinquième contrainte est moindre (65%).

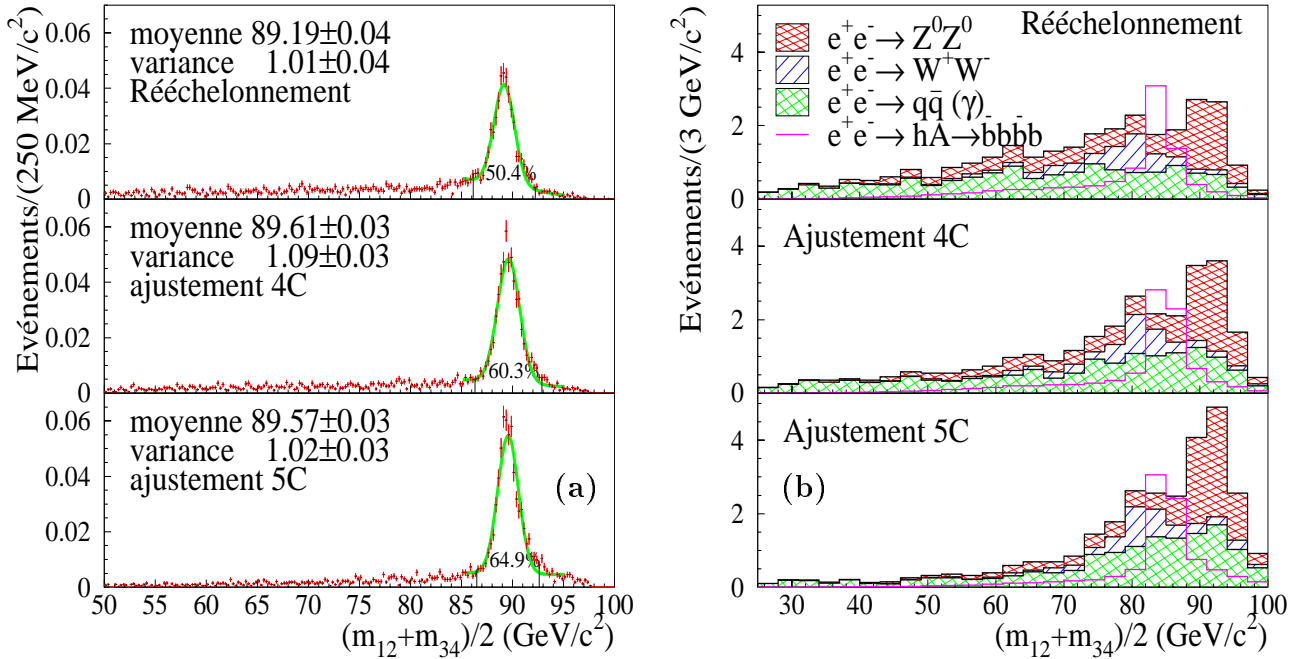


FIG. 5.4: (a) Distribution de la masse reconstruite du signal à  $\sqrt{s}=196$  GeV, pour  $m_A=90$  GeV/c<sup>2</sup> et  $\tan\beta=10$ , en appliquant la sélection  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  décrite en 7.2. Les distributions sont normalisées à l'unité. (b) Distribution de la masse reconstruite du signal attendu ( $m_h = m_A = 85$  GeV/c<sup>2</sup>) et des bruits de fond pour les énergies de 192 à 202 GeV. L'ensemble des coupures de 7.2 sont appliquées, sauf la coupure sur  $\mathcal{F}$  qui est un peu relâchée pour augmenter la statistique.

En fait, il faut aussi tenir compte du comportement des bruits de fond lorsque l'on choisit l'algorithme de reconstruction de la masse, puisqu'en réalité, c'est le rapport signal/bruit à une valeur de la masse reconstruite donnée qui détermine si une méthode est meilleure qu'une autre. On s'aperçoit sur la figure 5.4(b) qui montre les distributions de la masse reconstruite en utilisant successivement les trois méthodes, que les ajustements cinématiques ont tendance à biaiser les masses reconstruites du bruit  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  vers les grandes valeurs. Les ajustements cinématiques sont de ce point de vue moins bons. C'est pour cette raison que, ne soustrayant pas de bruit de fond, les analyses publiées par ALEPH à 183 GeV [84, 83] utilisaient le rééchelonnement. Comme nous opérons maintenant une soustraction du bruit de fond, il faut mener l'étude en terme de niveau de confiance. En supposant une luminosité intégrée de  $250 \text{ pb}^{-1}$  à  $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$  on calcule la sensibilité en terme d'exclusion. Elle se situe à  $m_A = 87.65, 88.01, 88.17 \text{ GeV}/c^2$  (grand  $\tan\beta$ ) si on utilise respectivement le rééchelonnement, l'ajustement à quatre contraintes et l'ajustement à cinq contraintes. Le gain apporté par l'utilisation des ajustements est manifeste, mais le gain supplémentaire qu'apporte la contrainte d'égalité des masses est faible.

En outre, on doit rappeler que l'interprétation de l'analyse  $hA$  doit aussi être effectuée pour les  $\tan\beta$  intermédiaires, pour lesquels les différences entre la masse du boson  $A$  et du boson  $h$  peuvent être de plus d'une vingtaine de  $\text{GeV}/c^2$ . La figure 5.5 montre que dans ces conditions, l'ajustement à cinq contraintes détériore la résolution en masse. Nous choisissons donc l'ajustement à quatre contraintes pour l'analyse  $hA$ . Nous utiliserons également un ajustement à quatre contraintes pour l'analyse  $hZ$ .

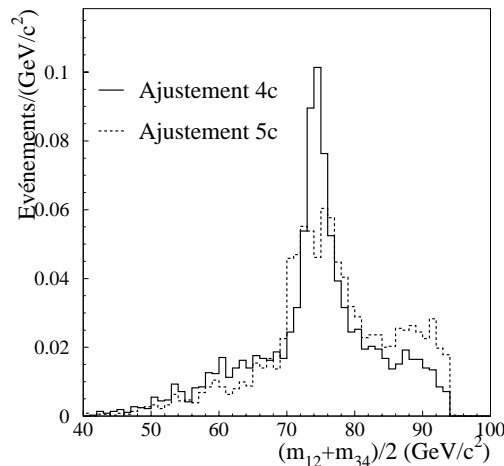


FIG. 5.5: Distribution de la masse reconstruite du signal à  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$ , pour  $m_A=85 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_h = 62.5 \text{ GeV}/c^2$ , en appliquant la sélection  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  décrite en 7.2 et en utilisant les ajustements à quatre et à cinq contraintes. Les distributions sont normalisées à l'unité.

## 5.4 Masse reconstruite du signal $hZ$

Comme on l'a précisé dans les sections précédentes, on utilise un ajustement à quatre contraintes pour corriger les énergies-impulsions des jets. L'appariement des jets est

ensuite réalisé comme il est décrit dans la section 5.1.2.

On a vu dans les sections précédentes que la résolution sur la somme des masses est meilleure que la résolution sur les masses individuelles qui est d'une vingtaine de  $\text{GeV}/c^2$  (cf. figure 5.2). D'autre part, pour le signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ , un des systèmes de jets vient d'un  $Z$  dont la masse est  $91.2 \text{ GeV}/c^2$ . Pour obtenir une bonne résolution sur la masse reconstruite,  $m_{\text{reco}}$ , on utilise donc la somme des masses des dijets et la contrainte  $m_Z = 91.2 \text{ GeV}/c^2$ , ce qui donne  $m_{\text{reco}} \equiv m_{12} + m_{34} - 91.2$ .

On montre, sur la figure 5.6, les spectres en masse obtenus après la sélection décrite en 8.2 pour le signal à  $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$ . On ajuste la somme d'une fonction affine et d'une gaussienne sur les distributions de cette figure pour évaluer les résolutions sur la masse. Elles varient de 1.5 à 2.5  $\text{GeV}/c^2$ . Ces valeurs sont dues à la résolution de détecteur sur les grandeurs cinématiques, mais aussi à l'effet de la largeur,  $\Gamma_Z = 2.49 \text{ GeV}/c^2$ , du boson  $Z$ .

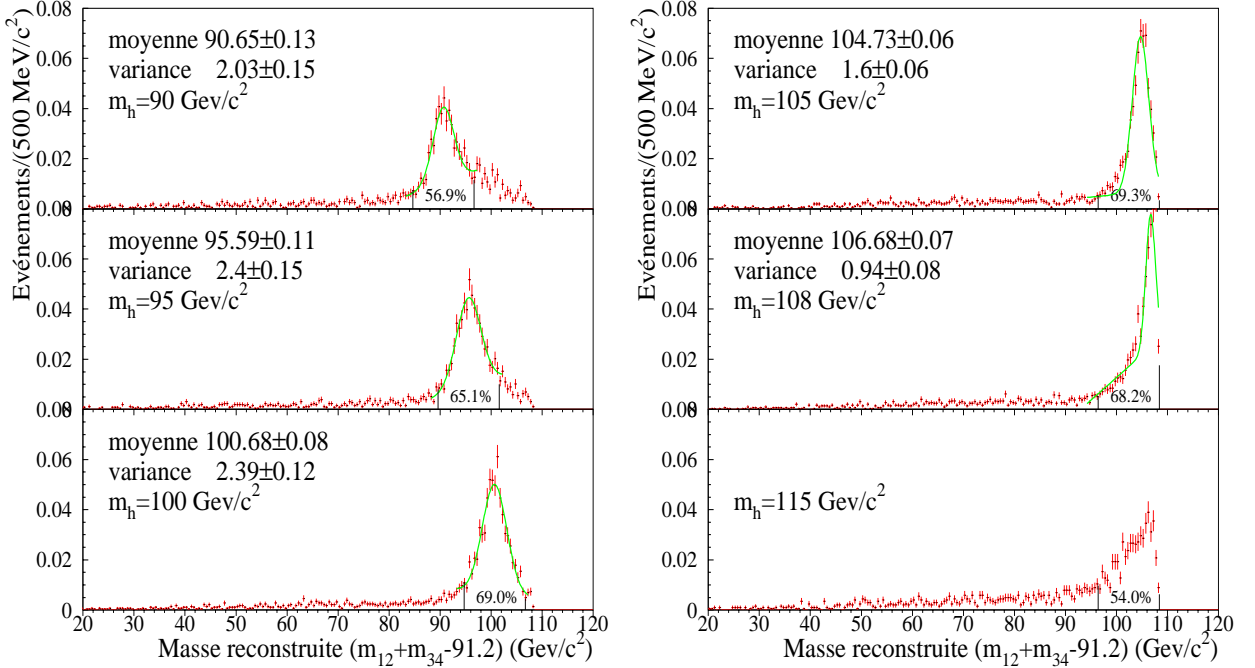


FIG. 5.6: Distribution de la masse reconstruite du signal à  $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$ , pour différentes valeurs de la masse  $m_h$ . Les distributions sont normalisées à l'unité.

L'énergie exacte dans le centre de masse étant de  $199.6 \text{ GeV}$ , lorsque la masse du boson de Higgs est proche ou supérieure au seuil cinématique,  $199.6 - 91.2 = 108.4 \text{ GeV}/c^2$ , le boson  $Z$  est produit hors de sa couche de masse à une masse inférieure à  $91.2 \text{ GeV}/c^2$ . Ainsi, comme on peut le voir sur les distributions  $m_h = 108$  et  $115 \text{ GeV}/c^2$ , le maximum du spectre de masse reconstruite est inférieur à la valeur vraie de  $m_h$ .

Pour un boson de Higgs de  $105 \text{ GeV}/c^2$ , le  $Z$  est encore sur couche de masse, mais à tendance à être produit à une masse inférieure à  $91.2 \text{ GeV}/c^2$ . La largeur effective de sa masse a tendance à diminuer et la résolution sur  $m_{\text{reco}}$  est meilleure ( $1.6 \text{ GeV}/c^2$ ) que

pour  $m_h = 100 \text{ GeV}/c^2$ . Par contre, pour  $m_h = 115 \text{ GeV}/c^2$ , le  $Z$  est complètement en dehors de sa couche de masse et la résolution est fortement dégradée, comme on peut le constater sur la dernière distribution de la figure, pour laquelle l'ajustement à l'aide d'une gaussienne n'est pas effectué car il n'a plus de sens.

Pour évaluer le taux de reconstruction satisfaisante de la masse et comparer les distributions de la figure, on calcule aussi la fraction d'événements qui se trouvent dans un intervalle de  $12 \text{ GeV}/c^2$  (ce qui correspond à  $\pm 3\sigma$  pour  $\sigma = 2 \text{ GeV}/c^2$ ). Si sa borne supérieure ne dépasse pas le seuil cinématique, cet intervalle est centré sur la valeur moyenne de la gaussienne. Dans le cas contraire, on fixe sa borne supérieure au seuil cinématique. Les taux indiqués sur la figure varient de 55 à 70 %.

### Conclusion

Comme pour l'ensemble des canaux de recherche du Higgs-strahlung au LEP, sauf le canal  $h\ell\ell^3$ , on utilise le fait qu'un  $Z$  de masse  $91.2 \text{ GeV}/c^2$  a été produit pour obtenir une bonne résolution sur la masse reconstruite du boson de Higgs. Ceci n'est plus vrai au-delà du seuil cinématique, si bien que le maximum de la distribution de masse reconstruite est différent de la masse vraie  $m_h$  et que la résolution est fortement dégradée.

Les recherches de Higgs-strahlung au LEP utilisent la masse reconstruite qui est une quantité importante pour affiner la discrimination entre le signal et le bruit de fond, comme on le verra dans la suite. Ainsi, le seuil cinématique limite la sensibilité de recherche pour une autre raison que la faiblesse de la section efficace de production.

---

<sup>3</sup>Dans le canal  $h\ell\ell$ , la masse reconstruite du Higgs est la masse du système qui recule contre les leptons et qui a donc pour quadri-impulsion  $\begin{pmatrix} \sqrt{s} - E_{\ell\ell} \\ \vec{0} - \vec{P}_{\ell\ell} \end{pmatrix}$ . Cette détermination de la masse n'utilise pas la contrainte  $m_{\ell\ell} = m_Z$ .

# Chapitre 6

## Méthode statistique

L'objet de cette thèse étant la recherche de bosons de Higgs, l'interprétation des résultats de nos sélections doit répondre à deux questions : les résultats sont-ils compatibles avec l'observation d'un signal et, le cas échéant, quelle information peut-on tirer de la non observation d'un signal ? La réponse à ces questions est fournie par trois quantités : les niveaux de confiance  $CL_B$ ,  $CL_{S+B}$  et  $C_L$ . Ils sont définis dans les trois premières sections. Les valeurs moyennes des niveaux de confiance permettent d'évaluer la sensibilité des analyses et de les optimiser. Il est question de cette optimisation dans la quatrième section. Dans la section suivante, on définit le rapport de vraisemblance à partir duquel on calcule les niveaux de confiance dans cette thèse. Enfin, dans le but d'extraire les résultats finals, il est nécessaire de prendre en compte les erreurs systématiques et de traiter convenablement le recouvrement des sélections. Ces deux problèmes sont abordés dans les deux dernières sections

### 6.1 Définition du niveau de confiance

La première étape consiste à construire un estimateur numérique  $\varepsilon$ , fonction des observables (nombre d'événements observés, masses reconstruites des candidats, contenu en  $b$  des candidats) qui est d'autant plus élevé que l'expérience est compatible avec la présence d'un signal. L'exemple le plus simple d'un tel estimateur est le nombre  $n$  de candidats observés dans les données après une sélection.

Le niveau de confiance se définit, de manière fréquentiste, comme la probabilité, sous une hypothèse  $\mathcal{H}$ , que l'estimateur soit plus petit que la valeur observée,  $\varepsilon_{obs}$  :

$$C_{\mathcal{H}} = \mathcal{P}_{\mathcal{H}}(\varepsilon \leq \varepsilon_{obs}). \quad (6.1)$$

Autrement dit, c'est la fraction des expériences qui ont un résultat ressemblant moins à un signal apparent que ce qu'on a observé. Les deux hypothèses  $\mathcal{H}$  que nous testons sont la présence de signal accompagnant le bruit de fond et la présence de bruit de fond seul.

#### 6.1.1 Le niveau de confiance de découverte $CL_B$

L'hypothèse est  $\mathcal{H} \equiv B$ , ce qui signifie qu'on suppose qu'il n'y a pas de présence de signal et que, par conséquent, seul le bruit de fond  $B$ , pour lequel on attend  $b$  candidats en

moyenne, contribue à nos observations. La valeur minimum de  $CL_B$  est  $e^{-b}$ , c'est-à-dire la probabilité de n'observer aucun candidat. Sa valeur maximum est 1.

Dans le cas où l'hypothèse "B seul" est réalisée, et si la variable  $\varepsilon$  est continue, la distribution de  $CL_B$  est la somme d'une distribution uniforme entre  $e^{-b}$  et 1 et d'une distribution de Dirac en  $e^{-b}$  correspondant à l'observation d'aucun candidat. Sa valeur moyenne est ainsi

$$\langle CL_B \rangle_{B=} = e^{-b} \times e^{-b} + (1 - e^{-b}) \times \frac{1 + e^{-b}}{2} = \frac{1 + e^{-2b}}{2}. \quad (6.2)$$

Elle est donc proche de  $\frac{1}{2}$  pour les valeurs de  $b$  usuelles avec lesquelles nous travaillons.

Dans le cas où un signal  $S$  s'ajoute au bruit de fond, les valeurs de l'estimateur  $\varepsilon$  seront plus élevées et  $CL_B$  sera plus proche de 1, comme on peut le constater sur la figure 6.1.

En conclusion, le niveau de confiance  $CL_B$  teste la compatibilité entre les observations et l'hypothèse bruit de fond seul. Une valeur de  $CL_B$  élevée (proche de 1) signifie que soit l'observation correspond à une fluctuation du bruit de fond ressemblant à du signal, soit que l'hypothèse "B seul" est fautive et qu'il y a un signal en plus du bruit de fond. Pour trancher entre ces deux hypothèses, l'usage veut qu'on utilise la condition

$$CL_B \geq 1 - 5.6 \times 10^{-7}. \quad (6.3)$$

On dira alors qu'on a fait une découverte à plus de  $5\sigma$ . Cette terminologie vient de l'égalité

$$1 - 5.6 \times 10^{-7} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-5}^{+5} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) du \quad (6.4)$$

qui donne la probabilité qu'une variable aléatoire gaussienne se trouve à plus de  $5\sigma$  de sa valeur moyenne. Dans le cas contraire, on exclut la présence d'un signal et on doit calculer un autre niveau de confiance pour quantifier cette exclusion.

### 6.1.2 Le niveau de confiance d'exclusion $CL_{S+B}$

L'hypothèse est  $\mathcal{H} \equiv S + B$ , ce qui signifie que les données contiennent le bruit de fond  $B$  qui doit fournir en moyenne  $b$  candidats et un signal  $S$  correspondant à  $s$  candidats en moyenne. Dans le cas de la recherche du boson de Higgs standard,  $s$  dépend de sa masse supposée qui détermine notamment la section efficace de production et l'efficacité de sélection. Le fait de tenir compte du bruit de fond pour tester la présence du signal est appelé soustraction du bruit de fond.

Si l'hypothèse  $S + B$  est vraie, la valeur moyenne de  $CL_{S+B}$  est environ  $\frac{1}{2}$  de la même manière qu'en 6.1.1. Par contre, s'il n'y a pas de signal dans les données, l'estimateur  $\varepsilon$  est en moyenne plus petit que dans l'hypothèse  $S + B$  et le niveau de confiance  $C_{S+B}$  est petit. Ces deux possibilités sont illustrées sur la figure 6.1.

En conclusion, le niveau de confiance  $C_{S+B}$  teste la compatibilité entre les observations et la présence d'un signal. Une valeur de  $C_{S+B}$  faible signifie que l'expérience semble être incompatible avec celle d'un signal. Si  $C_{S+B} \leq 5\%$ , on dit qu'on exclut, au sens

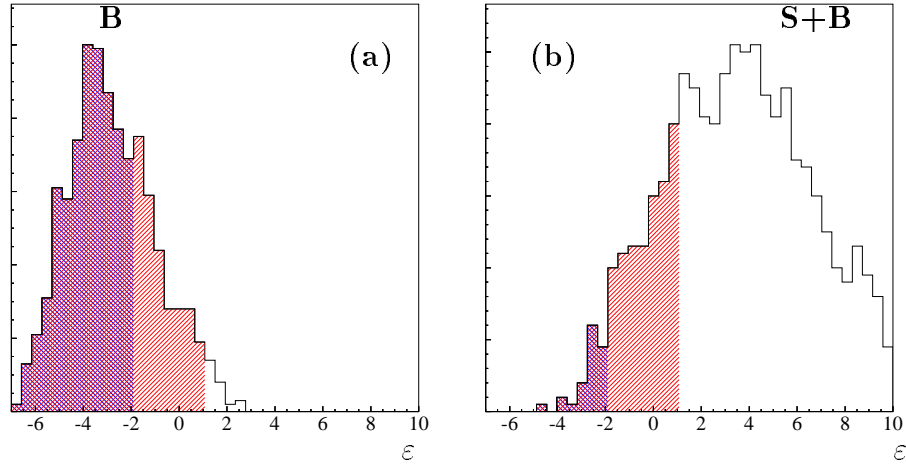


FIG. 6.1: Distribution d'un estimateur  $\varepsilon$  dans l'hypothèse  $B$  (a) et  $S+B$  (b). Nous avons supposé deux valeurs de l'estimateur  $\varepsilon$  :  $\varepsilon_1 = -2$  est une valeur caractéristique d'une expérience avec bruit de fond seul, et  $\varepsilon_1 = 1$  qui est une valeur caractéristique dans le cas où un signal est présent. Les niveaux de confiance  $C_B$  ( $C_{S+B}$ ) obtenus avec ces valeurs correspond aux fractions de la surface totale qui sont hachurées de la figure a (b). Une expérience sans signal donnera en moyenne un  $C_B$  de l'ordre de  $\frac{1}{2}$ , et une valeur de  $C_{S+B}$  faible permettant d'exclure le signal. Une expérience avec signal donnera en moyenne un niveau de confiance de découverte,  $C_B$ , proche de 1 et un niveau de confiance d'exclusion,  $C_{S+B}$ , de l'ordre de  $\frac{1}{2}$ .

fréquentiste, l'existence d'un signal à 95% de niveau de confiance. Cela signifie que la probabilité qu'un signal réel soit présent et donne une valeur de  $\varepsilon$  aussi faible que celle observée est inférieure à 5%. Autrement dit, moins de 5% des expériences prétendront avoir exclu un signal alors qu'il est en réalité présent (taux de fausses exclusions).

Cependant, la définition fréquentiste du niveau de confiance d'exclusion ne peut être appliquée pour obtenir nos résultats finals comme on le voit dans la section 6.1.3.

Nous notons ici qu'il est possible de réaliser ce qu'on appelle une soustraction partielle du bruit de fond. Cela consiste à supposer que seule une partie du bruit de fond  $B_{sub}$  contribue aux observations et à calculer  $C_{S+B_{sub}}$ . Cela donne des niveaux de confiance  $C_{S+B_{sub}}$  plus élevés, c'est-à-dire plus conservatifs, que si tout le bruit de fond est soustrait. On peut même ne soustraire aucun bruit de fond en calculant le niveau de confiance  $C_S$ . ALEPH interprète les résultats à 183 GeV [84] avec le niveau de confiance  $C_S$  qui consiste à considérer que tous les candidats observés viennent du signal. L'avantage d'une telle démarche est qu'elle ne nécessite pas d'étudier les incertitudes systématiques des taux de bruit de fond attendus. Son inconvénient est une perte en sensibilité. Celle-ci devient trop importante à plus haute énergie. En effet, à une énergie dans le centre de masse plus élevée que  $\sqrt{s}=183$  GeV, le bruit de fond  $ZZ$  est produit largement au dessus de son seuil cinématique. Il a donc une section efficace plus importante et fournit de nombreux candidats ayant des caractéristiques similaires à ce qu'on attend d'un Higgs. Les recherches d'ALEPH effectuées à partir de  $\sqrt{s}=189$  GeV soustraient l'ensemble des bruits de fond et c'est ce que nous faisons dans la suite.

### 6.1.3 Le niveau de confiance d'exclusion $CL$

Le niveau de confiance d'exclusion défini dans la section précédente souffre d'un défaut empêchant son utilisation. Si on imagine qu'on attend trois événements du bruit de fond et que l'on n'observe aucun événement dans les données, le niveau de confiance vaut :  $CL_{S+B} = e^{-(3+s)}$ . Dans ce cas,  $CL_{S+B} \leq 0.05$  quelque soit  $s$ . Ainsi toutes les valeurs de  $s$ , même les plus infimes, sont semble-t-il exclues, ce qui est absurde. Dans le cas du Higgs, cela signifierait que l'existence du boson de Higgs est exclue à 95% de niveau de confiance, quelque soit sa masse.

Le problème de  $CL_{S+B}$  est donc qu'une fluctuation négative du bruit de fond améliore les résultats en terme d'exclusion. Pour éviter ce problème, l'usage veut qu'on utilise un niveau de confiance modifié,  $CL$ , respectant les deux critères suivants :

1. le taux de fausses exclusions résultants d'une limite à 95% de niveau de confiance doit être inférieur à 5% ;
2. une fluctuation du bruit de fond vers le bas ne doit pas conduire à un résultat trop agressif ; en particulier, la valeur du niveau de confiance doit être bornée inférieurement par  $e^{-s}$ , ce qui signifie qu'on ne peut jamais exclure moins de trois événements signal à 95% de niveau de confiance.

Deux possibilités sont employées par les collaborations LEP. La première est :

$$CL = \frac{C_{S+B}}{C_B}. \quad (6.5)$$

Dans ALEPH et dans cette thèse, on utilise "l'estimateur signal" [93] défini par :

$$CL = C_{S+B} + e^{-s}(1 - C_B). \quad (6.6)$$

## 6.2 Optimisation du jeu de coupures

Pour déterminer le jeu de coupures optimisant la sensibilité de nos analyses, on calcule le niveau de confiance d'exclusion moyen obtenu s'il n'y a pas de signal :  $\langle CL_{S+B} \rangle_B$ . Plus ce niveau est faible, meilleure est l'analyse en terme d'exclusion. Les analyses présentées dans cette thèse reposent, après la présélection, sur une coupure sur une seule variable discriminante. Il s'agit donc de faire varier cette coupure et de choisir la valeur en laquelle le minimum est atteint.

On peut se demander s'il est raisonnable d'optimiser une analyse en terme d'exclusion alors qu'on aimerait avant tout découvrir le (les) Higgs. La réponse à cette question est donnée en écrivant mathématiquement la définition du niveau de confiance moyen d'exclusion. En effet, on a :

$$\begin{aligned} \langle CL_{S+B} \rangle_B &= \int \rho_B(x) C_{S+B}(x) dx \\ &= \int \rho_B(x) \int_0^x \rho_{S+B}(y) dy dx \\ &= \int \int \rho_B(x) \rho_{S+B}(y) \theta(y-x) dy dx, \end{aligned} \quad (6.7)$$



où  $\rho_{\mathcal{H}}$  désigne la densité de probabilité de l'estimateur  $\varepsilon$  sous l'hypothèse  $\mathcal{H}$  et  $\theta$  est la fonction de Heaviside valant 1 si son argument est positif et 0 ailleurs. En utilisant l'égalité  $\theta(y - x) = 1 - \theta(x - y)$  qui permet d'échanger les rôles de  $x$  et  $y$ , c'est-à-dire les rôles des hypothèses  $B$  et  $S + B$ , dans les relation précédentes, on obtient :

$$\langle CL_{S+B} \rangle_B = 1 - \langle CL_B \rangle_{S+B} . \quad (6.8)$$

Autrement dit, l'optimisation de l'analyse en terme d'exclusion est aussi une optimisation en terme de découverte puisque  $\langle CL_B \rangle_{S+B}$  est la valeur moyenne du niveau de confiance de découverte lorsque le signal est présent.

## 6.3 Estimateurs utilisés

### 6.3.1 Définition

Dans ALEPH, l'estimateur choisi pour tenir compte des résultats de l'ensemble des canaux de recherche est le rapport de vraisemblance entre l'hypothèse que l'observation soit celle d'un signal et du bruit de fond et celle que seul le bruit de fond soit présent. Il tient compte du nombre de candidats observés dans chaque canal, mais aussi des valeurs associées de quantités discriminantes. Ces variables discriminantes peuvent être unidimensionnelles ou multidimensionnelles. Le rapport de vraisemblance s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{P}_{S+B}(X)}{\mathcal{P}_B(X)} = \frac{\prod_i \text{canaux} e^{-(s_i+b_i)} \frac{(s_i+b_i)^{n_i}}{n_i!} \prod_{j_i=1}^{n_i} \frac{s_i S_i(X_{j_i}) + b_i B_i(X_{j_i})}{s_i + b_i}}{\prod_i \text{canaux} e^{-b_i} \frac{b_i^{n_i}}{n_i!} \prod_{j_i=1}^{n_i} B_i(X_{j_i})}, \quad (6.9)$$

où  $s_i$  ( $b_i$ ) désigne le nombre de candidats signal (bruit de fond) attendus dans le canal de recherche  $i$ ,  $n_i$  est le nombre de candidats observés dans ce canal,  $S_i(X_{j_i})$  ( $B_i(X_{j_i})$ ) est la densité de probabilité de la  $i$ ème variable discriminante pour le signal (bruit de fond) évaluée en  $X_{j_i}$  qui est la valeur observée pour le  $j_i$ ème candidat du canal  $i$ . Si  $s_{tot} = \sum_i s_i$ , le logarithme de cet estimateur s'écrit :

$$\log \mathcal{L} = -s_{tot} + \sum_i \sum_{j_i} \log \left( 1 + \frac{s_i S_i(X_{j_i})}{b_i B_i(X_{j_i})} \right). \quad (6.10)$$

On voit ainsi que cet estimateur réalise un comptage du nombre de candidats, en pondérant les contributions de chacun d'entre eux par  $\log \left( 1 + \frac{s_i S_i(X_{j_i})}{b_i B_i(X_{j_i})} \right)$ .

### 6.3.2 Propriétés

Le choix de cet estimateur repose sur trois de ses propriétés.

La première est donnée dans la référence [90]. Il y est démontré que le rapport de vraisemblance est le meilleur estimateur permettant de découvrir ou d'exclure un signal.

D'autre part, la définition du rapport de vraisemblance permet aisément de combiner différents canaux de recherche, différentes énergies et les résultats des différentes collaborations du LEP. L'estimateur utilisé dans ALEPH pour analyser les données à 183 GeV [83, 84] nécessitait une étape supplémentaire pour effectuer une telle combinaison [91].

Enfin, le logarithme du rapport de vraisemblance est la somme des contributions de chaque canal :

$$\varepsilon = \log(\mathcal{L}) = \sum_i \log(\mathcal{L}_i). \quad (6.11)$$

La densité de probabilité,  $\rho_{\mathcal{H}}(\varepsilon)$ , de cet estimateur est donc donnée par le produit de convolution des densités de probabilité  $\rho_{\mathcal{H}}(\log(\mathcal{L}_i))$ . La transformée de Fourier de cette densité est donc le produit des transformées de Fourier des  $\rho_{\mathcal{H}}(\log(\mathcal{L}_i))$ . De même les  $\log(\mathcal{L}_i)$  sont la somme des contributions de chaque candidat du canal  $i$ , et la transformée de Fourier de la densité  $\rho_{\mathcal{H}}(\log(\mathcal{L}_i))$  s'écrit facilement en fonction de la transformée de Fourier de la densité de probabilité de la variable  $\left(1 + \frac{s_i S_i(X)}{b_i B_i(X)}\right)$  [92]. Le calcul des niveaux de confiance,

$$CL_{\mathcal{H}}(\varepsilon_{obs}) = \int_0^{\varepsilon_{obs}} \rho_{\mathcal{H}}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.12)$$

peut donc être effectué à l'aide d'un programme utilisant la technique des transformées de Fourier rapides. Cette méthode utilisée dans ALEPH [92] présente un avantage très important en termes de temps et de précision de calcul par rapport à une méthode de Monte Carlo qui doit simuler des millions d'expériences de pensée comme c'est le cas pour l'estimateur de [91].

### 6.3.3 Choix des variables discriminantes

Pour un canal de recherche, le rapport de vraisemblance utilise non seulement le nombre de candidats sélectionnés mais aussi une variable discriminante qui peut être un vecteur multidimensionnel. En y incorporant un grand nombre de quantités, le pouvoir discriminant de ce vecteur augmente. En conséquence, la séparation du signal et du bruit qu'opère le rapport de vraisemblance en pondérant les candidats est meilleure.

En fait, à cause de la statistique limitée des simulations, on est obligé de n'utiliser que des variables non corrélées pour calculer les densités de probabilité  $S(X)$  et  $B(X)$  qui entrent dans la définition du rapport de vraisemblance. En effet, pour des variables non corrélées, ces densités se factorisent en produits de densités de variables unidimensionnelles que la statistique des simulations permet de déterminer. Par exemple  $S(X_1, X_2) = S(X_1)S(X_2)$  et  $B(X_1, X_2) = B(X_1)B(X_2)$  pour le cas de deux variables. Ceci limite, dans la pratique, le nombre de variables qu'on utilise.

Dans notre cas, la première variable qui va entrer dans le calcul de ce rapport est la masse reconstruite des candidats ( $hZ$  et  $hA$ ) car, comme on le verra dans la suite, on n'effectue aucune coupure sur cette quantité qui reste donc discriminante après les sélections.

La variable de sélection de l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ , définie en 7.2, évalue le contenu en  $b$  des événements et n'est donc pas corrélée à la masse reconstruite. Cette quantité peut

donc être utilisée comme deuxième variable discriminante. Par contre, la variable de sélection des événements  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  décrite dans le chapitre 8 combine des informations cinématiques. Elle est donc corrélée à la masse reconstruite et nous ne l'incorporerons pas dans le rapport de vraisemblance.

## 6.4 Combinaisons des deux analyses

La formule 6.9 suppose que les différents canaux entrant en jeu sont indépendants. De même, le calcul du niveau de confiance tel qu'il est décrit en 6.3.2 suppose que les  $\log(\mathcal{L}_i)$  sont des variables aléatoires indépendantes. Si on applique strictement ces calculs dans le cas où deux canaux se recouvrent on obtient un niveau de confiance d'exclusion qui effectue deux fois la soustraction du bruit de fond commun aux deux sélections, ce qui est de toute évidence non conservatif.

Ces problèmes ont lieu lorsque deux sélections  $A$  et  $B$  ont un certain recouvrement, ce qui est clairement le cas pour les deux états finals que nous recherchons dans cette thèse. La solution est de travailler avec des sélections indépendantes. La relation

$$A \cup B = A \cup (B \cap \bar{A}) = (A \cap \bar{B}) \cup B \quad (6.13)$$

montre qu'on peut séparer de deux façons deux sélections en sélections indépendantes. Comme l'illustre la figure 6.2, ces deux façons correspondent à deux traitements du recouvrement : on considère soit que les événements communs doivent être traités comme des événements de type  $A$ , soit qu'il doivent être traités comme des événements de type  $B$ .

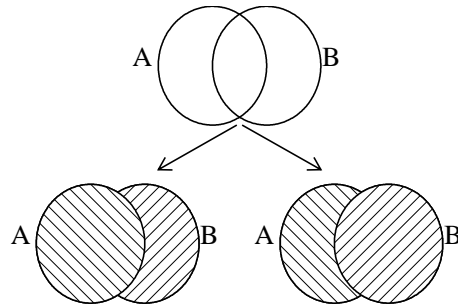


FIG. 6.2: Représentation de deux analyses  $A$  et  $B$  qui ont un recouvrement  $A \cap B$ . Pour effectuer une partition en deux analyses indépendantes, on peut soit considérer  $A$  et  $B \cap \bar{A}$  (à gauche), soit considérer  $B$  et  $A \cap \bar{B}$  (à droite).

Dans notre cas de figure, nous aurons deux analyses,  $b\bar{b}b\bar{b}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  et deux manières de traiter le problème de recouvrement. Il est naturel de considérer un événement commun aux deux sélections en tant que candidat  $hZ$  lorsque l'on teste une hypothèse pour laquelle la section efficace  $hA$  est négligeable. De même, lorsque la section efficace  $hZ$  est négligeable, on doit considérer un candidat du recouvrement comme candidat  $hA$ . Ce choix entre les deux façons de traiter le recouvrement se fait numériquement en considérant la manière qui donne la meilleure sensibilité en terme d'exclusion, c'est-à-dire un niveau de confiance d'exclusion moyen le plus bas.

## 6.5 Prise en compte des effets systématiques

Les résultats finals, aussi bien pour une découverte que pour une exclusion, doivent prendre en compte les incertitudes systématiques. Le problème est donc de propager les incertitudes,  $\sigma_b$  et  $\sigma_s$  sur le nombre d'événements attendus du bruit de fond et du signal,  $b$  et  $s$ , jusqu'aux niveaux de confiance.

### Diminution des taux de bruit de fond et de signal attendus

Deux méthodes sont possibles. La plus simple consiste à diminuer le bruit de fond attendu de un écart standard,  $\sigma_b$ , et à diminuer de un écart standard,  $\sigma_s$ , le signal. Ces deux modifications vont dans le sens d'une augmentation du niveau de confiance d'exclusion puisqu'on soustrait moins de bruit de fond et qu'on attend moins de signal. On peut se demander pourquoi on a choisi un écart standard et non pas deux ou trois ou autre chose encore. Cette question légitime montre que cette méthode n'est pas vraiment fondée mathématiquement. Ce défaut est résolu par la méthode suivante.

### Convolution des taux de bruit de fond et de signal attendus

La deuxième méthode utilisée par ALEPH et plus récemment par le LEP Higgs Working group [95] repose sur la prescription de Cousins et Highland [94]. On l'explique en prenant le point de vue fréquentiste : le niveau de confiance d'exclusion associé à une observation est la fraction d'expériences qui ont un résultat moins compatible avec la présence d'un signal. On peut considérer que le mot "expériences" dans cette phrase signifie le nombre de candidats et leurs caractéristiques observées, mais aussi les efficacités de sélection du signal et les taux de bruit de fond attendus. La méthode consiste donc à considérer que les nombres d'événements attendus du bruit de fond et du signal entrant dans les hypothèses  $\mathcal{H} = S + B$  ou  $\mathcal{H} = B$  sont des variables aléatoires gaussiennes centrées sur les valeurs  $b$  et  $s$  et de largeur les incertitudes  $\sigma_b$  et  $\sigma_s$ .

### Comparaison entre les deux méthodes

Lorsqu'on applique la deuxième méthode, on observe des variations du niveau de confiance plus faibles que dans le premier cas. Par exemple, pour la recherche du Higgsstrahlung effectuée dans cette thèse, une baisse de la sensibilité en exclusion d'environ 1.5 GeV/c<sup>2</sup> est constatée avec la première méthode. Elle n'est que d'une centaine de MeV/c<sup>2</sup> avec la deuxième méthode. Pour comprendre pourquoi, on se place dans un cas d'école avec un seul bruit de fond  $b$  connu avec une incertitude  $\sigma_b$  et un signal sans incertitude. On développe ensuite le niveau de confiance au voisinage de la valeur estimée  $b$  :

$$CL_{S+B}(b + \delta b) = CL_{S+B}(b) + \frac{\partial CL_{S+B}}{\partial b} \delta b + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 CL_{S+B}}{\partial b^2} \delta b^2 + o(\delta b^2). \quad (6.14)$$

$CL_{S+B}$  réalise une soustraction du bruit de fond et est donc une fonction décroissante du taux de bruit de fond attendu. La dérivée  $\frac{\partial CL_{S+B}}{\partial b}$  est donc négative. Dans le cas où on soustrait un sigma de moins de bruit de fond, on obtient à l'ordre le plus bas :

$$\Delta_1(CL_{S+B}) = -\frac{\partial CL_{S+B}}{\partial b} \sigma_b. \quad (6.15)$$

Maintenant si on utilise la deuxième méthode, on effectue une moyenne pour laquelle  $\delta_b$  est une variable aléatoire gaussienne centrée sur 0 et de variance  $\sigma_b$  on obtient :

$$\Delta_2(CL_{S+B}) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 CL_{S+B}}{\partial b^2} \sigma_b^2, \quad (6.16)$$

ce qui signifie que la dépendance en  $\sigma_b$  est du deuxième ordre. Ceci explique pourquoi la première méthode donne des résultats beaucoup plus conservatifs.

C'est cependant la deuxième méthode qui est retenue par le LEP Higgs Working group car elle se justifie mieux d'un point de vue mathématique. Nous l'emploierons dans la suite.



# Chapitre 7

## Sélection des événements $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$

L'état final de ce canal se caractérise par quatre jets de quark  $b$ . L'analyse procède donc naturellement en deux étapes : une sélection d'événements à quatre jets, puis une sélection reposant principalement sur l'étiquetage des  $b$ . On donne dans la première section les résultats de la présélection de l'état final à quatre jets. Dans la deuxième section, la variable de sélection finale de ce canal est définie ainsi que les coupures effectuées. En fait la présélection à quatre jets diffère suivant les énergies et on justifie dans la troisième section ces différences. Dans la quatrième section, on montre qu'on peut difficilement améliorer la sensibilité. Enfin, dans la cinquième section, on évalue les erreurs systématiques qui seront propagées aux résultats finals du chapitre 9.

### 7.1 Présélection d'événements à quatre jets

Les variables de sélection 4 jets sont données par le jeu de présélection commun aux analyses  $q\bar{q}b\bar{b}$  et  $b\bar{b}b\bar{b}$  comme il a été défini en 3.5. Les coupures sont un peu plus strictes pour éliminer principalement du bruit de fond  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . Elles sont indiquées ainsi que leur effet sur les données et les simulations dans le tableau 7.1. La figure 7.1 montre les distributions des variables 4 jets de ce tableau au niveau de la présélection définie en 3.5. Au total, on attend 4736 événements, majoritairement des  $WW$ , et on n'en observe que 4538, ce qui représente un déficit de  $3\sigma$ . Ce déficit d'événements est observé dans d'autres analyses d'ALEPH. Ainsi la mesure de la section efficace du processus  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  à 189 GeV [96], est 5.5% en dessous de la prévision théorique donnée par le programme GENTLE [97]. De nouveaux calculs théoriques diminuent de 1.9% [98] et 2.4% [99] les résultats de GENTLE. Si nous appliquons une correction de 2.5% sur le nombre de  $WW$  attendus du tableau 7.1, le déficit passe de  $3\sigma$  à  $1.7\sigma$ , ce qui peut s'interpréter comme une fluctuation statistique, d'autant plus que les sections efficaces mesurées par ALEPH sont les plus faibles des quatre collaborations LEP.

Les coupures de présélection modifiées avec l'énergie dans le centre de masse sont celles effectuées sur la poussée et sur la variable  $\Delta\theta_3$ . Ces modifications seront justifiées dans les sections suivantes (7.3.1 et 7.3.2).

On rappelle ici que la reconstruction de la somme des masses  $m_A + m_h$  est réalisée grâce à un ajustement à quatre contraintes pour les données de 192 à 202 GeV. Il a en effet été montré dans le chapitre 5 que cette dernière méthode améliorerait la sensibilité de

année de prise de données	1998	1999
$\sqrt{s}$	189 GeV	192 à 202 GeV
présélection hadronique	$N_{ch} > 8$ $E_{ch} > 10\% \sqrt{s}$	
coupure contre le retour radiatif au $Z$	$X_{\text{électromagnétique}} < 0.8$ $ p_z  < 1.5 \times (M_{vis} - 9)$	
Topologie quatre jets	$y_{34} > 10^{-3}$	
	$\theta_{min}^{ij} > 20^\circ$	
	poussée $< 0.9$	$\Delta\theta_3 > 50^\circ$

	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$
$\sqrt{s} = 189$ GeV	105	619	1466	$2191 \pm 6$	2107	6.21
$\sqrt{s} = 192$ GeV	17	72	225	$316 \pm 0.8$	336	1.13
$\sqrt{s} = 196$ GeV	49	187	629	$866 \pm 2.2$	847	3.55
$\sqrt{s} = 200$ GeV	56	185	677	$919 \pm 2.3$	844	4.29
$\sqrt{s} = 202$ GeV	27	88	327	$443 \pm 1.3$	404	2.19
total	255	1154	3326	$4736 \pm 6.9$	4538	17.4

TAB. 7.1: Coupures de sélection 4 jets de l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse et nombre d'événements attendus et observés à chaque énergie après ces présélections. Le signal correspond à  $m_A = 85$  GeV/ $c^2$  à  $\tan \beta = 10$

l'analyse par rapport au rééchelonnement. Nous utilisons cependant le rééchelonnement pour  $\sqrt{s} = 189$  GeV car, historiquement, il est employé par l'analyse ALEPH des données à cette énergie [100]. Les distributions de masse reconstruite à  $\sqrt{s} = 189$  GeV et de 192 à 202 GeV sont représentées sur les figures 7.2(a) et 7.2(b).

A cause d'une reconstruction de la masse différente et d'un jeu de coupures de présélection différent, on considère dans la suite deux analyses  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  : l'une est effectuée sur les données à 189 GeV, et l'autre sur les données de 192 à 202 GeV.



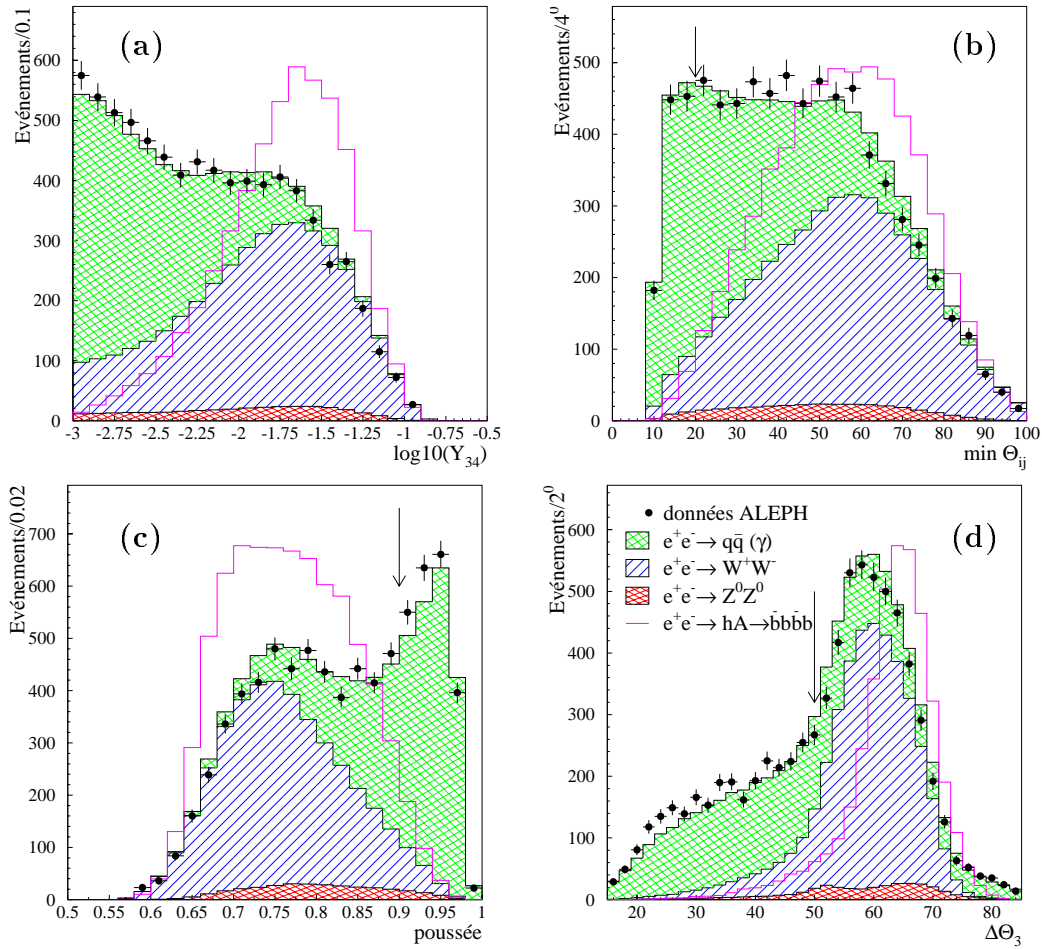


FIG. 7.1: Comparaison entre l'ensemble des données de 189 à 202 GeV et les simulations pour les quatre variables 4 jets du tableau 7.1. Les flèches indiquent les valeurs des coupures de ce tableau. La normalisation du signal  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  pour  $m_h = m_A = 90 \text{ GeV}/c^2$  est arbitraire.

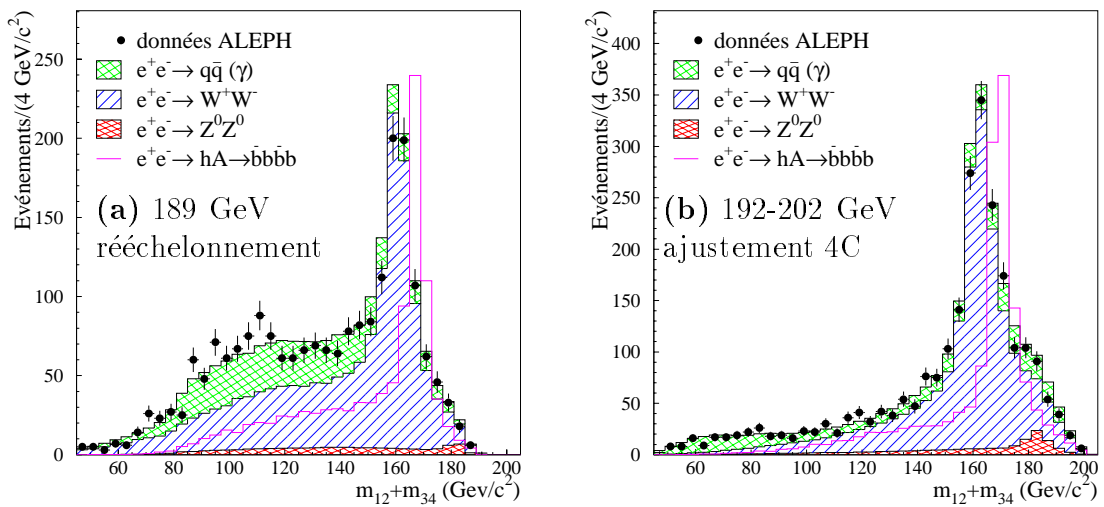


FIG. 7.2: Distribution de la masse reconstruite  $m_A + m_h$  pour les présélections à 189 GeV (a) et à 202 GeV (b). Le signal, normalisé arbitrairement, est engendré à  $m_h = m_A = 85 \text{ GeV}/c^2$ .

## 7.2 Sélection finale

### 7.2.1 Variable de sélection

La sélection finale repose sur le contenu en quarks  $b$  de l'événement et sur son caractère quatre jets. On caractérise le contenu en  $b$  par la somme des quatre sorties de réseau de neurones d'étiquetage :  $\sum_{j=1}^4 \eta_j$ , tandis que la variable mesurant le caractère quatre jets est l'angle minimum entre deux jets :  $\theta_{ij}^{\min}$ . Pour optimiser les coefficients de la combinaison linéaire, on entraîne un réseau de neurones sans couche cachée (opérant donc comme une analyse discriminante linéaire) ayant pour entrées les deux variables précédentes. Les poids du réseau entraîné avec un lot de simulation à 189 GeV constituent les coefficients de la combinaison linéaire que nous utilisons ensuite. Le résultat de cette optimisation est représenté sur la figure 7.3.

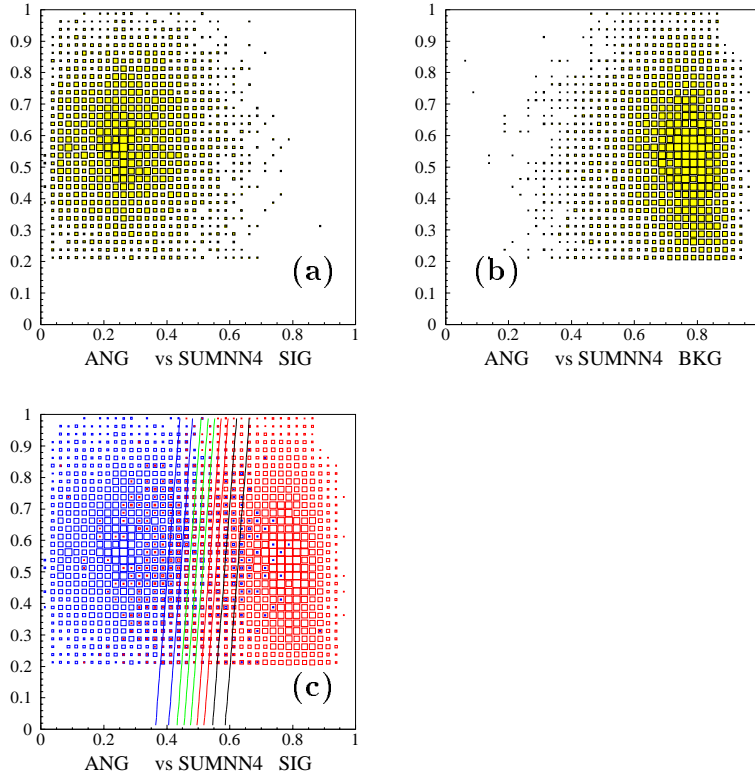


FIG. 7.3: Distributions bidimensionnelles des variables  $\frac{1}{4} \sum_1^4 (1 - \eta_j^3)$  et  $\theta_{min}^{ij}/100$  pour le signal ( $m_h = m_A = 80 \text{ GeV}/c^2$ ) (a) et le bruit de fond (b), après la présélection de l'analyse à 189 GeV. Les lignes de (c) représentent les lignes de niveau de la sortie du réseau de neurones sans couche cachée réalisant une analyse discriminante linéaire. Elles correspondent à différentes coupures sur la variable  $\mathcal{F} = 300 \times \sum_1^4 (1 - \eta_j) - \theta_{min}^{ij}$ .

La combinaison obtenue par cette procédure est

$$\mathcal{F} = 300 \times \sum_1^4 (1 - \eta_j) - \theta_{min}^{ij}. \quad (7.1)$$

Une étude réalisée avec les simulations à 200 GeV montre que ce coefficient n'a pas

besoin d'être modifié pour les données de 1999 et cette variable est finalement utilisée pour l'ensemble des données analysées.

La figure 7.4 montre la distribution de la variable  $\mathcal{F} = 300 \times \sum_1^4 (1 - \eta_j) - \theta_{min}^{ij}$  pour les deux ensembles de présélections, ainsi que les nombres d'événements attendus après une coupure sur cette variable. Ces courbes mettent en évidence le caractère irréductible

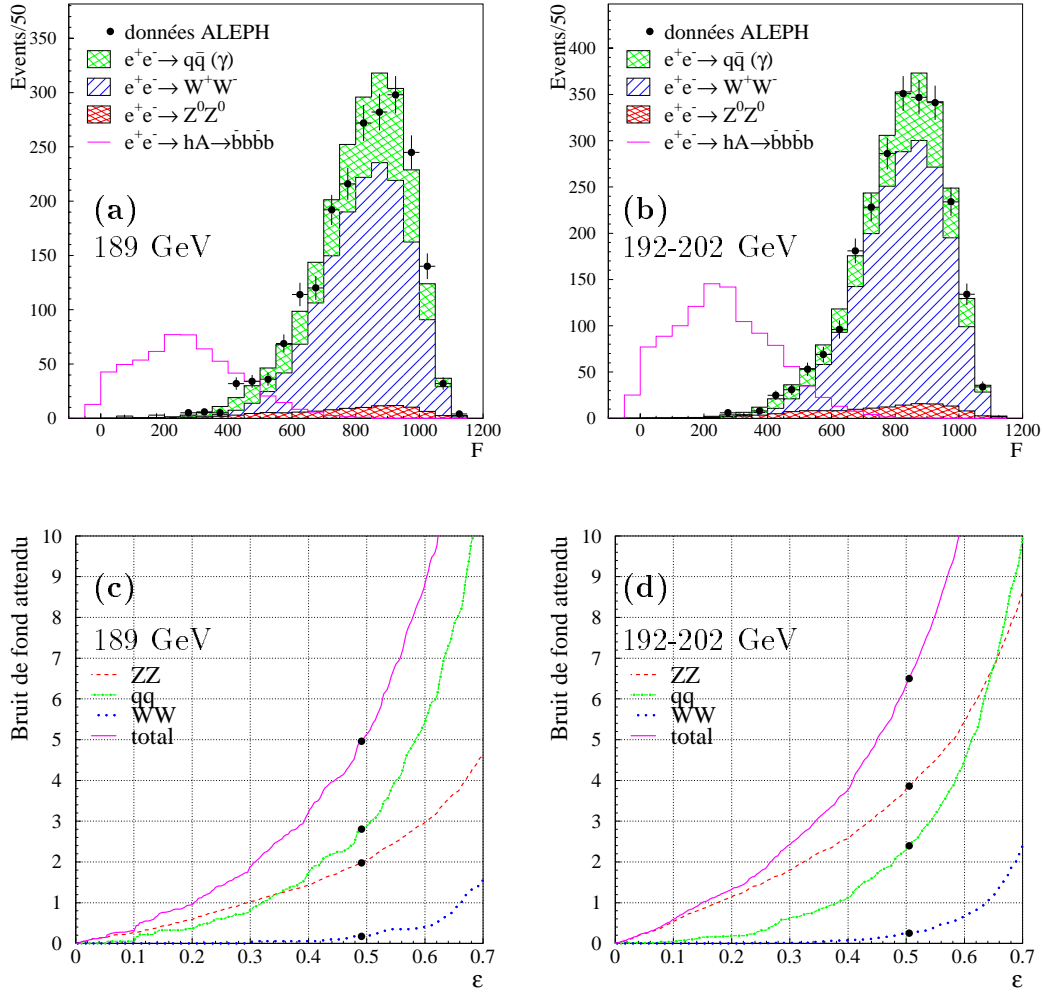


FIG. 7.4: Distribution de la variable discriminante  $\mathcal{F}$  au niveau des présélection pour  $\sqrt{s}=189$  GeV (a) et de  $\sqrt{s}=192$  à  $202$  GeV (b). Nombre d'événements bruit de fond attendu pour  $\sqrt{s}=189$  GeV (c) et de  $\sqrt{s}=192$  à  $202$  GeV (d) en fonction de l'efficacité sur le signal  $m_h = m_A = 85$  GeV/ $c^2$ . Les points des figures (c) et (d) correspondent aux points de fonctionnement déterminés en 7.2.2. On rappelle ici que les sélections diffèrent par la coupure sur la poussée et sur la variables  $\Delta\theta_3$ .

du bruit de fond  $ZZ$  qui engendre des événements à quatre  $b$  ayant des caractéristiques similaires au signal. En effet, une coupure sur la variable discriminante a la même efficacité sur un tel bruit de fond que sur le signal, ce qui se traduit par une portion de courbe à pente constante.

## 7.2.2 Coupure sur la variable discriminante

La variable de sélection finale  $\mathcal{F}$  étant définie, on doit déterminer la coupure sur cette variable pour opérer la sélection finale. Pour cela, la méthode décrite en 6.2 est appliquée : on calcule le niveau de confiance d'exclusion moyen obtenu en incluant comme variables discriminantes la masse reconstruite et la valeur de  $\mathcal{F}$  des événements et on minimise ensuite la valeur du niveau de confiance en fonction de la coupure. Cette optimisation a été réalisée en 1998 pour déterminer la sélection de l'analyse ALEPH [100]. Elle repose donc sur les présélections et la luminosité des données à  $\sqrt{s}=189$  GeV.

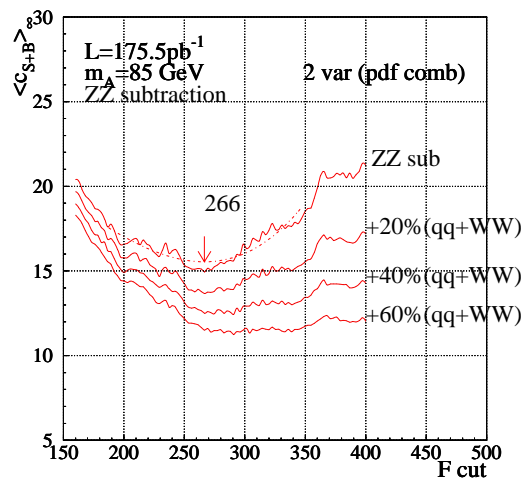


FIG. 7.5: Optimisation de l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$  à 189 GeV. Les différentes courbes de niveau de confiance moyen (en %) correspondent à la soustraction du bruit de fond  $ZZ$  et successivement de 20%, 40% et 60% des autres bruits de fond.

Les niveaux de confiance en fonction de la coupure en soustrayant successivement outre le bruit de fond  $ZZ$ , 20%, 40% et 60% des autres bruits de fond sont représentés sur la figure 7.5. On remarque ainsi que si l'on effectue une soustraction totale du bruit de fond, la courbe ne présente pas de minimum. Ceci s'explique par la prise en compte de la variable  $\mathcal{F}$  dans le calcul. A mesure que la coupure sur cette variable est relâchée, le taux de bruit de fond accepté est plus grand, et le niveau de confiance moyen augmente. En même temps, les événements acceptés ont un poids faible dans le calcul du niveau de confiance, car le rapport  $S(\mathcal{F})/B(\mathcal{F})$  est faible (*cf.* figure 7.4). Ces deux effets se compensent exactement lorsque l'on soustrait tous les bruits de fond.

Afin d'obtenir un minimum clair, le choix est fait de ne soustraire que le bruit de fond dominant et irréductible  $ZZ$ . L'optimum obtenu pour la soustraction du bruit de fond  $ZZ$  seul est atteint pour  $\mathcal{F} < 266$ . Pour l'analyse des données enregistrées en 1999, la coupure utilisée est  $\mathcal{F} < 272$ . Cette valeur, très proche de la précédente, est obtenue lorsque l'on effectue la coupure  $\Delta\theta_3 > 50^\circ$  en conservant une efficacité constante sur le signal pour  $m_A = m_h = 85$  GeV/ $c^2$ .

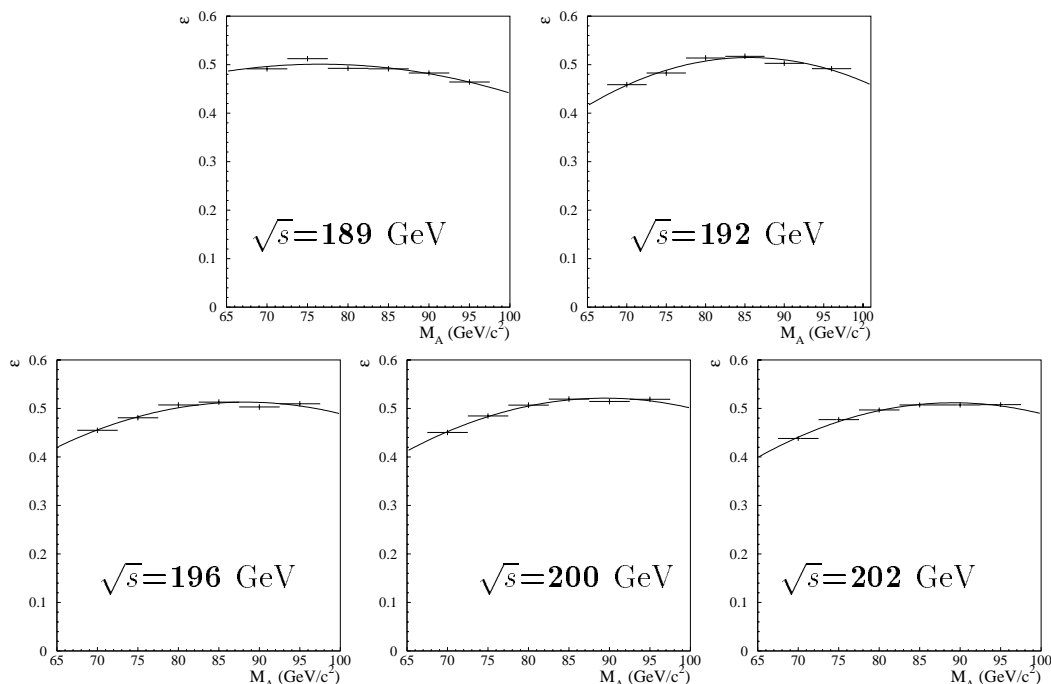


FIG. 7.6: Efficacité de sélection de l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$  en fonction de  $\sqrt{s}$  et de la masse de  $A$  ( $\tan \beta = 10$ ).

### 7.2.3 Résultats de la sélection

Les coupures définies dans les sections précédentes sont appliquées aux simulations et aux données.

La figure 7.6 montre les efficacités de sélection du signal en fonction de  $m_A$  pour chaque énergie dans le centre de masse. Les résultats d'ajustements par des polynômes du second degré y sont également représentés : ils permettent d'extrapoler la valeur des efficacités aux masses non simulées. Ces efficacités varient peu avec la masse du boson  $A$  pour  $\tan \beta = 10$ , ce qui correspond à  $m_A - m_h \approx 1 \text{ GeV}/c^2$ .

Les nombres d'événements du bruit de fond attendus et le nombre de candidats observés après cette sélection sont indiqués dans le tableau 7.2. Au total, on sélectionne 10 événements dans l'ensemble des données, alors que l'on en attend 11.5.

La figure 7.7 montre la distribution de la variable  $\mathcal{F}$  et de la masse reconstruite de ces candidats. Les valeurs numériques correspondantes sont données dans le tableau 7.3. Elles servent d'entrées au calcul du rapport de vraisemblance et à l'interprétation statistique des résultats.

	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$
$\sqrt{s} = 189$ GeV	2	2.8	0.2	5	7	3.2
$\sqrt{s} = 192$ GeV	0.4	0.3	0.03	0.8	0	0.6
$\sqrt{s} = 196$ GeV	1.3	0.9	0.1	2.2	1	2
$\sqrt{s} = 200$ GeV	1.5	0.8	0.08	2.3	2	2.4
$\sqrt{s} = 202$ GeV	0.8	0.5	0.04	1.3	0	1.2
total	5.9	5.3	0.4	11.6	10	9.5

TAB. 7.2: Nombre d'événements attendus et observés aux différentes énergies dans le centre de masse. Le signal indiqué correspond à  $m_A = 85$  GeV/ $c^2$  et  $\tan \beta = 10$ . Les incertitudes sur ces nombres sont calculées dans la dernière section de ce chapitre.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{F}$	$m_A + m_h$ (GeV/ $c^2$ )	$\eta_1$	$\eta_2$	$\eta_3$	$\eta_4$
189	186.3	101.9	0.94	0.93	0.66	0.66
189	171.6	176.1	0.98	0.98	0.78	0.47
189	50.2	93.9	0.97	0.96	0.91	0.78
189	160.2	179.7	0.95	0.91	0.83	0.59
189	264.1	165.1	0.97	0.94	0.90	0.11
189	263.4	95.9	0.96	0.87	0.84	0.36
189	82.6	169.6	0.98	0.89	0.87	0.87
196	269.1	171.9	0.97	0.84	0.83	0.31
200	267.2	169.3	0.98	0.89	0.76	0.34
200	216.2	158.3	0.96	0.95	0.92	0.25

TAB. 7.3: Caractéristiques des événements sélectionnés par l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$ .

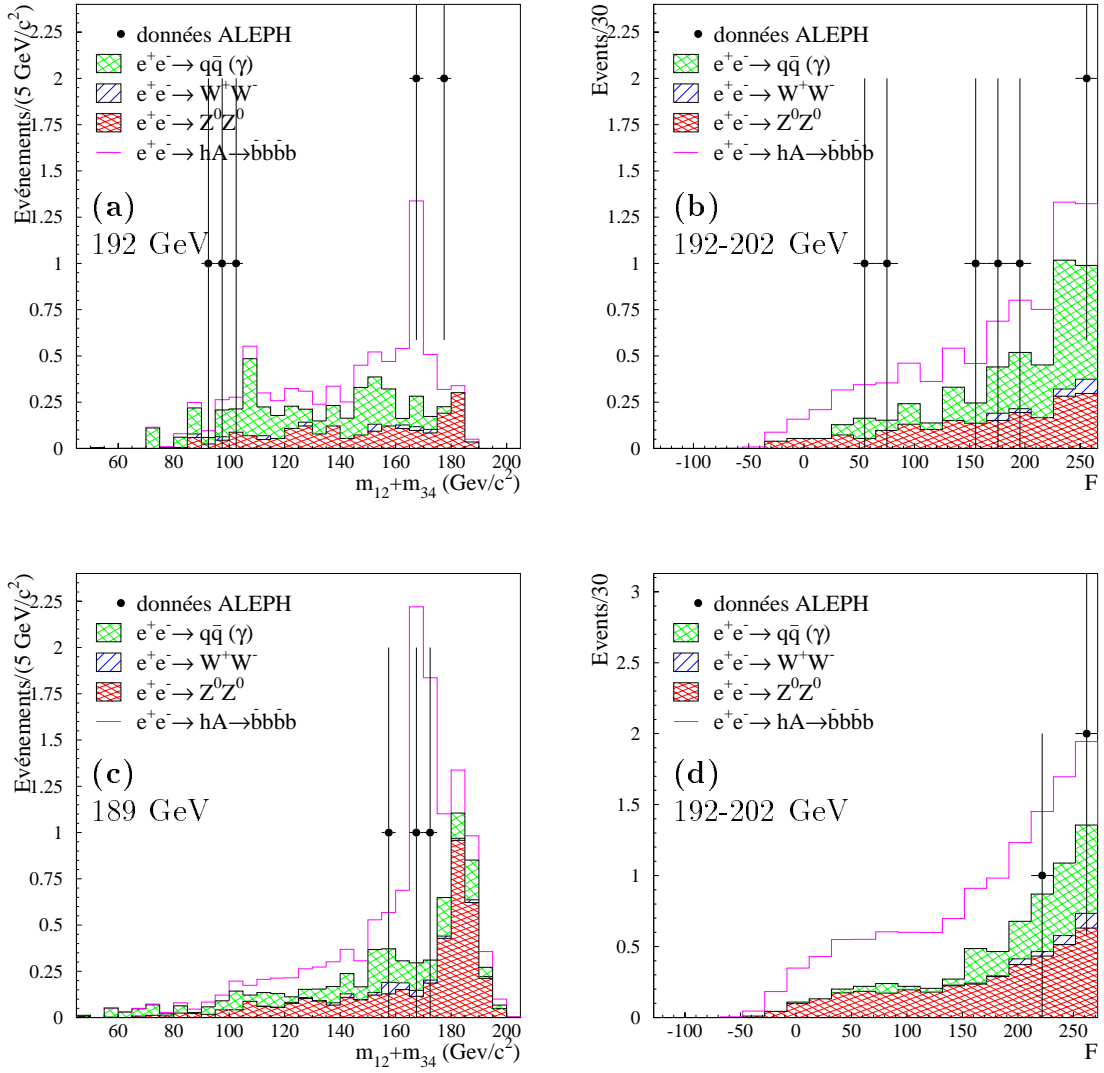


FIG. 7.7: Distribution de la masse reconstruite après la sélection à 189 GeV (a) et la sélection de 192 à 202 GeV (c). Distribution de la variable discriminante  $\mathcal{F}$  après la sélection à 189 GeV (b) et de la présélection de 192 à 202 GeV (d). Le signal attendu pour  $m_A = 85$  GeV/c<sup>2</sup> et  $\tan \beta = 10$  est représenté au-dessus de ce qu'on attend des bruits de fond.

## 7.3 Justification des modifications de la présélection

### 7.3.1 Coupure sur la poussée

La luminosité totale collectée en 1999 (de 192 à 202 GeV) s'élève à  $250 \text{ pb}^{-1}$  et est combinée pour la recherche de la production associée aux données de 1998 qui représente  $176 \text{ pb}^{-1}$ . La sensibilité en masse de Higgs des analyses combinées est, pour chaque énergie dans le centre de masse, plus proche du seuil cinématique qu'elle ne l'était pour les données à 189 GeV seules. Comme on l'a vu sur la figure 3.14 la poussée est en moyenne plus élevée pour un signal plus proche du seuil cinématique, si bien que la coupure "poussée  $< 0.9$ " rejette plus de signal dans le contexte de l'ensemble des analyses combinées. Le tableau 7.4 indique les efficacités de sélection finales du signal avec ou sans la coupure sur la poussée.

$\sqrt{s}$ (GeV)	189	192	196	200	202
efficacité de sélection $b\bar{b}b\bar{b}$ sans la coupure "poussée $< 0.9$ "	50.5%	50.3%	50.3%	51.4%	50.7%
efficacité de sélection $b\bar{b}b\bar{b}$ avec la coupure "poussée $< 0.9$ "	48.1%	48.3%	48.5%	50.2%	49.5%

TAB. 7.4: Efficacité de sélection avec ou sans la coupure sur la poussée pour le signal  $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  pour  $m_h = m_A = 90 \text{ GeV}/c^2$ .

En outre, le bruit de fond éliminé par la coupure "poussée  $< 0.9$ " correspond à des événements dont la masse reconstruite est petite. Ils influencent donc peu la sensibilité de l'analyse en termes de niveau de confiance. Ceci se retrouve sur la figure 7.8 qui présente les corrélations entre la masse reconstruite et la poussée. Celles-ci s'interprètent grâce à la topologie du schéma 3.13 pour laquelle l'énergie  $\sqrt{s}$  est équirépartie entre les jets. Si les jets dont les directions font un angle  $\theta$  sont appariés, la somme des masses reconstruites est :

$$\begin{aligned}
 m_{12} + m_{34} &= \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta)} + \sqrt{2E_3E_4(1 - \cos \theta)} \\
 &= 2\sqrt{2\frac{\sqrt{s}}{4}\frac{\sqrt{s}}{4}(1 - \cos \theta)} \\
 &= \sqrt{\frac{s}{2}(1 - \cos \theta)}. \tag{7.2}
 \end{aligned}$$

Or la poussée est donnée sur le schéma 3.13 par :

$$\text{poussée} = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right), \tag{7.3}$$

si bien que finalement :

$$m_{12} + m_{34} = \sqrt{s}\sqrt{1 - \text{poussée}^2}. \tag{7.4}$$



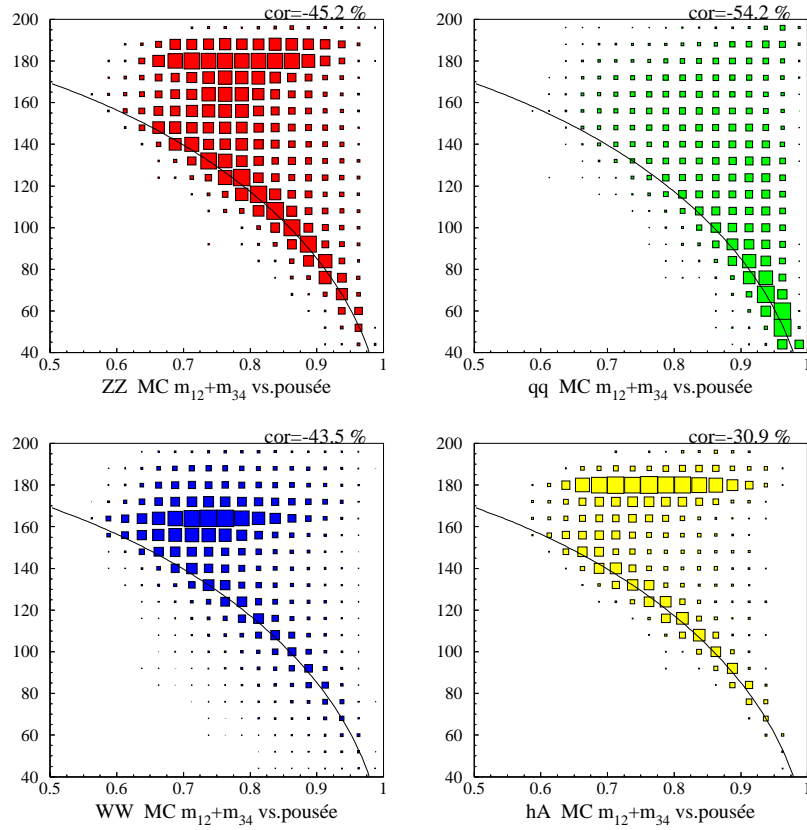


FIG. 7.8: Distributions bidimensionnelles dans le plan (masse reconstruite, poussée) pour les trois sources de bruit de fond et le signal  $b\bar{b}b\bar{b}$  pour  $m_A = m_h = 90 \text{ GeV}/c^2$  et  $\sqrt{s}=196 \text{ GeV}$ . Les courbes d'équation  $m_{12} + m_{34} = \sqrt{s}\sqrt{1 - \text{poussée}^2}$  sont également dessinées.

La courbe définie par cette équation est tracée sur les quatre histogrammes de la figure 7.8. L'accumulation des événements autour de cette courbe montre que malgré le modèle simpliste de deux systèmes de jets dos à dos avec équirépartition de l'énergie, on a déterminé l'origine de la corrélation.

Nous avons donc éliminé cette coupure qui réduisait l'acceptance du signal tout en rejetant du bruit de fond ayant un faible impact sur le résultat final.

### 7.3.2 Coupure sur $\Delta\theta_3$

La variable  $\Delta\theta_3$  a été créée après deux constats. D'une part, une étude Monte Carlo montre qu'une grande fraction du bruit de fond  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  a pour origine des fissions de gluon. D'autre part, un examen des événements sélectionnés par l'analyse en 1998 montre qu'il présente une topologie à trois jets reculant contre un autre.

#### Nature des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ sélectionnés

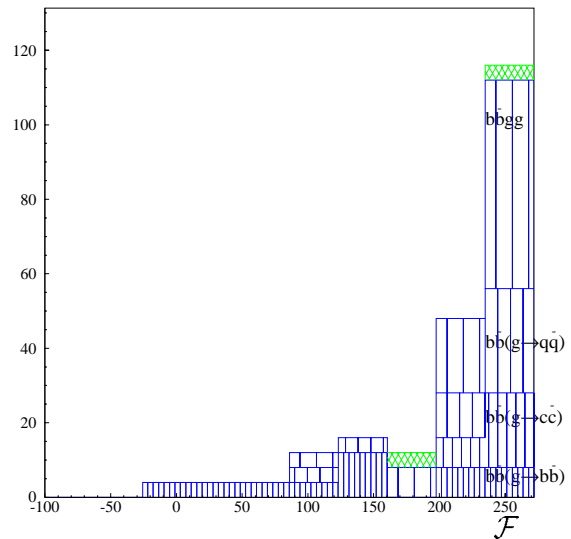
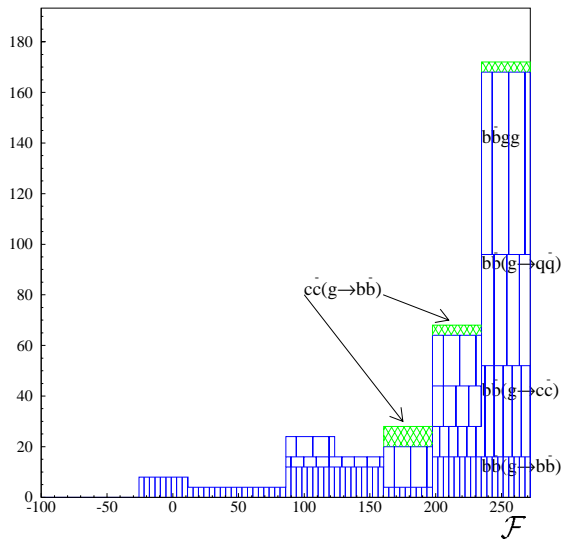
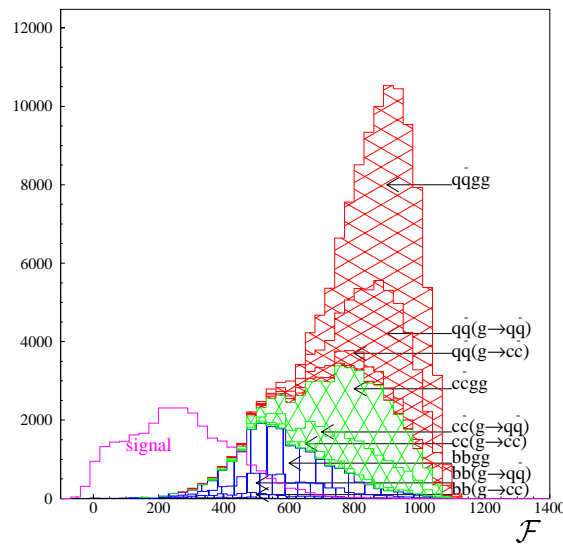


FIG. 7.9: Distribution de la variable de sélection  $\mathcal{F}$  pour les simulations du bruit de fond  $q\bar{q}$  au niveau de la présélection 4 jets. La vérité Monte-Carlo est utilisée pour déterminer la nature des événements. En bas à gauche, on a détaillée la région sélectionnée par l'analyse  $hA$ . On constate l'importance du fond  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(g \rightarrow b\bar{b})$ . En bas à droite, le même agrandissement est effectué, mais après la coupure sur la variable  $\Delta\theta_3$  qui réduit la fission de gluon.

La figure 7.9 représente la distribution de la variable finale de sélection  $\mathcal{F}$ , décrite en 7.2, pour le bruit de fond  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . Elle détaille notamment le comportement de cette variable en fonction de la saveur des quarks engendrés. On s'aperçoit ainsi qu'une composante importante du fond  $q\bar{q}$  sélectionné par l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  provient d'événements avec quatre quarks beaux dans l'état final, ce qui correspond à des fissions de gluon :  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(g \rightarrow b\bar{b})$ . On note aussi une forte présence des événements avec fission d'un gluon en quarks charmés  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(g \rightarrow c\bar{c})$ .

Le taux de fissions de gluon en paire  $b\bar{b}$  (respectivement  $c\bar{c}$ ) se définit comme le rapport entre le nombre d'événements  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g \rightarrow b\bar{b})$  (respectivement  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g \rightarrow c\bar{c})$ ) et le nombre d'événements hadroniques,  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ . Les mesures effectuées par ALEPH [66, 107], DELPHI [108] et OPAL [109] indiquent que la fission de gluon tant en  $b\bar{b}$  qu'en  $c\bar{c}$  est sous-estimée par le programme JETSET utilisé dans les simulations. Ces mesures sont rapportées dans le tableau 7.5.

	fission en $c\bar{c}$	fission en $b\bar{b}$
taux relevé (%) avec 100 000 événements hadroniques simulés à l'aide de JETSET, à $\sqrt{s}=91.2$ GeV	$1.75 \pm 0.04$	$0.16 \pm 0.01$
taux relevé (%) dans la référence [104] sur des simulations à $\sqrt{s}=91.2$ engendrées avec JETSET	‡ $1.70 \pm 0.01$	‡ $0.160 \pm 0.004$
taux théorique calculé dans [110]	2.007	0.175
taux expérimental (%) rapporté par le groupe de travail électrofaible du LEP	$3.19 \pm 0.46$ [105]	† $0.251 \pm 0.063$ [105]
taux expérimental (%) mesuré par OPAL	† $3.20 \pm 0.43$ [109]	
taux expérimental (%) mesuré par DELPHI		$0.21 \pm 0.14$ [108]
taux expérimental (%) mesuré par ALEPH	$3.23 \pm 0.72$ [66]	$0.277 \pm 0.071$ [107]
facteur de pondération à apporter à nos simulations (obtenu par le rapport †/‡)	$1.88 \pm 0.24$	$1.57 \pm 0.39$

TAB. 7.5: Taux théoriques et expérimentaux de fissions de gluon et facteurs correctifs appliqués aux simulations  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . Tous les chiffres de ce tableau font référence à une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s} = 91.2$  GeV.

Pour corriger ce problème, nous effectuons une pondération des événements avec fission de gluon ( $g \rightarrow b\bar{b}$  et  $g \rightarrow c\bar{c}$ ) selon les facteurs indiqués dans le tableau. Cette pondération est affectée d'une erreur due aux incertitudes expérimentales de mesure des taux de fissions qui sera incluse dans les systématiques finales. Il faut préciser que les taux de fissions de gluon varient avec l'énergie dans le centre de masse, si bien qu'appliquer un facteur correctif mesuré à  $\sqrt{s}=92$  GeV sur des simulations de  $\sqrt{s}=189$  à 202 GeV peu être mis en question. En fait, d'après la référence [104], les écarts relatifs entre les taux de fissions de gluon obtenus par différents modèles de fragmentation ne dépendent pas de  $\sqrt{s}$ , si bien que nous pouvons faire cette approximation.

Une coupure sur la variable  $\Delta\theta_3$ ,  $\Delta\theta_3 > 50^\circ$ , rejette les topologies trois jets contre un

et permet donc de réduire ce bruit de fond ainsi que la grande incertitude systématique qui lui est associée. Par exemple si cette coupure est ajoutée à l'analyse à 189 GeV, le nombre d'événements avec fission de gluon  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(g \rightarrow b\bar{b})$  attendus corrigé passe de 1.41 à 0.76. Ces deux nombre représentent environ 55% de bruit de fond  $q\bar{q}$  avant et après la coupure sur  $\Delta\theta_3$ .

### Nature des candidats à 189 GeV.

Trois des sept candidats sélectionnés à 189 GeV présentent une topologie trois jets contre un ressemblant à ce qu'on attend d'une fission de gluon, comme on peut le voir sur la figure 7.10. La topologie de ces candidats a suggéré la nécessité d'utiliser une variable rejetant les topologies trois jets contre un. Les valeurs de  $\Delta\theta_3$  pour ces trois candidats sont  $36.6^\circ$ ,  $38.62^\circ$  et  $41^\circ$  et ils seraient éliminés si on appliquait la coupure du tableau 7.1. Mais on ne peut effectuer cette coupure *a posteriori*, après avoir observé les candidats, car cela empêcherait l'interprétation du résultat final en termes de niveau de confiance. C'est pourquoi elle n'est pas appliquée sur les données à 189 GeV.

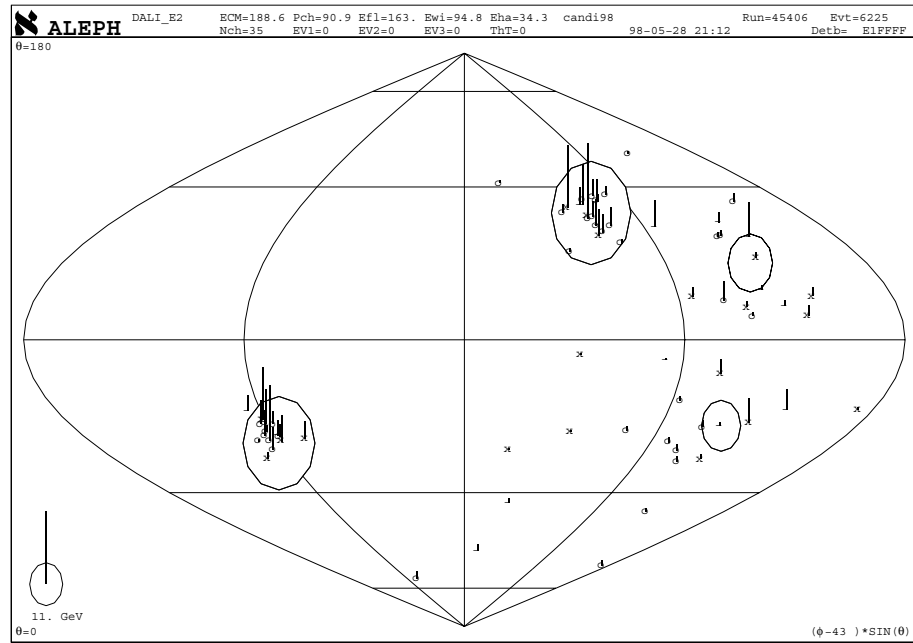


FIG. 7.10: Événement candidat  $hA$  sélectionné dans les données à 189 GeV . Deux jets mous sont angulairement très proches d'un troisième, ce qui laisse à penser qu'il peut s'agir d'un événement avec fission de gluon,  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g \rightarrow q\bar{q})$ . Les énergies mesurées des jets sont respectivement 70.5, 57.2, 17.4 et 17.4 GeV.

## 7.4 Peut-on faire mieux ?

Les résultats des analyses  $b\bar{b}b\bar{b}$  ont été exposés dans les sections précédentes. On résume dans la suite les résultats d'études effectuées pour conférer à l'analyse une meilleure sensibilité. Dans une première partie, on montre que la pureté de sélection est davantage limitée par la pureté de l'étiquetage des  $b$  que ce à quoi on aurait pu s'attendre. Dans la deuxième partie, il est question de l'amélioration que pourrait apporter une modification de la variable de sélection finale.

### 7.4.1 Facteur limitant la pureté

En laissant de côté le bruit de fond  $WW$  qui est extrêmement faible, une étude réalisée sur les simulations montre que les événements  $ZZ$  et  $q\bar{q}$  sélectionnés contiennent à 95% au moins deux quarks  $b$ . On peut donc dire que le bruit de fond effectif de l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$  est constitué d'événements  $bbX$ , où par définition  $X$  correspond aux deux jets les moins bien étiquetés. Cela signifie que la discrimination entre le signal et le bruit de fond se fait sur la composante  $X$  de l'événement. Notons que pour près de 50% des événements  $ZZ$  sélectionnés, on a  $X = bb$  et donc un composante irréductible du bruit fond.

Maintenant on examine la figure 7.11 qui montre la distribution des variables d'étiquetage des  $b$  pour les quatre jets d'un événement  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ , classées dans l'ordre décroissant. On constate que le quatrième jet est systématiquement mal étiqueté. Nous trouvons trois raisons à cette constatation.

1. La raison la plus simple est que le jet le plus mal étiqueté correspond à un quark beau dont la longueur de vol a été courte, ce qui rend impossible l'étiquetage par la reconstruction des paramètres d'impact ou du vertex détaché. la distribution de la longueur de vol (générée dans la simulation) pour ce jet et le jet le mieux étiqueté est représentée sur la figure 7.12(c). Dans 16% des cas la longueur de vol est inférieure à  $250 \mu\text{m}$ .
2. La deuxième possibilité vient de l'acceptance limitée du détecteur de vertex nécessaire à la reconstruction précise des trajectoires des particules chargées. Sur la figure 7.12(a), on a représenté la distribution de l'angle polaire du jet le plus mal étiqueté. Dans près de 25% des cas, une partie des traces chargées qui le constituent sont en dehors de l'acceptance du détecteur de vertex.
3. L'émission de gluons dans l'état final augmente la sphéricité (et donc le mélange) des jets et peut même impliquer l'existence d'un cinquième jet distinct. Agréger les objets d'un événement en quatre jets ne signifie pas nécessairement que chaque jet contient les produits de désintégration d'un hadron beau. Si aucun hadron beau n'est associé à un jet, celui ci ne peut être étiqueté. C'est ce qu'on observe sur la figure 7.12(b) pour laquelle on a représenté la distribution de l'angle entre l'axe du jet le plus mal étiqueté et la direction du hadron beau le plus proche angulairement. Dans près de 16% des cas, cet angle est supérieur à  $30^\circ$ . En fait, dans plus de 20% des cas, le hadron beau le plus proche angulairement est aussi plus proche d'une autre jet.

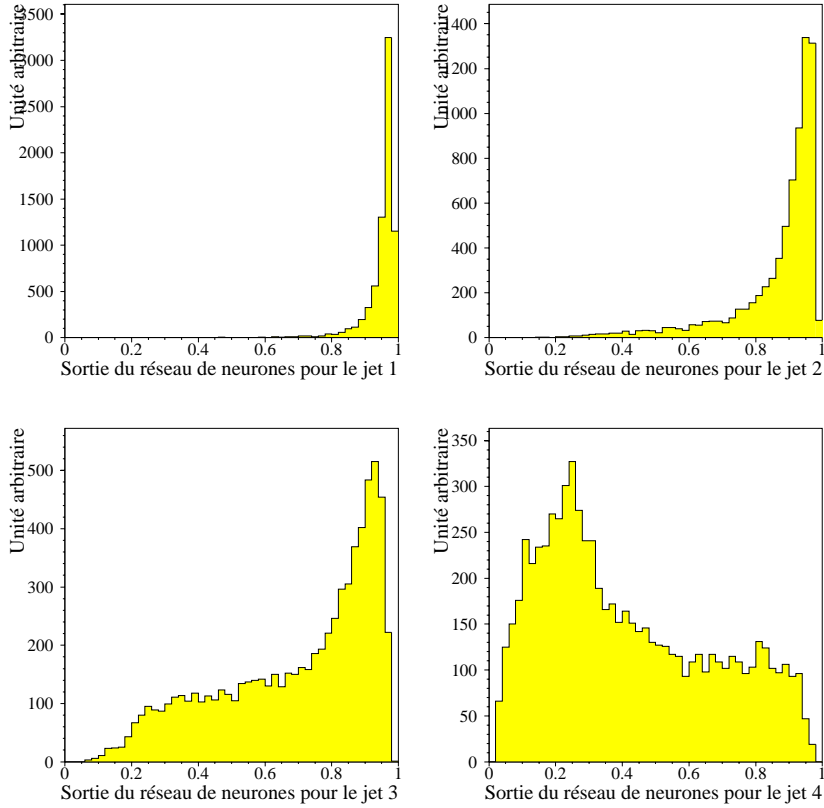


FIG. 7.11: Distributions des 4 sorties des réseaux de neurones d'étiquetage de  $b$  classées par ordre décroissant pour chaque événement. Il y a systématiquement un jet non étiqueté. La simulation utilisée ici est celle du signal pour  $m_h = m_A = 90 \text{ GeV}/c^2$  à  $196 \text{ GeV}$ .

On voit donc que, dans les faits, l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$  ne peut sélectionner que des événements pour lesquels trois jets sont bien étiquetés. En adoptant également la notation  $bbX$  pour le signal, on peut dire que la discrimination entre le bruit de fond  $bbX$  et le signal  $X = b\bar{b}$  se fait seulement sur le jet le mieux étiqueté de la composante  $X$ . La pureté de l'étiquetage étant limitée, ceci limite la pureté de la sélection  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  d'avantage que si la discrimination se faisait réellement sur les deux jets de  $X$ .

Plusieurs tentatives ont été effectuées pour remédier au fait que la quatrième jet ne portait pas d'information et était inutile. Elles se sont révélées infructueuses.

Dans la combinaison linéaire  $\mathcal{F} = 300 \times \sum_1^4 (1 - \eta_j) - \theta_{min}^{ij}$  les quatre variables d'étiquetages  $\eta_i$  ont le même poids. En laissant libres les poids relatifs  $\alpha_j$  des  $\eta_j$  ( $\eta_1 > \eta_2 > \eta_3 > \eta_4$ ), et en optimisant la combinaison linéaire  $\sum_1^4 \alpha_j (1 - \eta_j) - \theta_{min}^{ij}$ , on n'obtient pas d'amélioration de la pureté de l'analyse.

De même, on a songé à ajouter au réseau de neurones d'étiquetage une variable d'entrée lui indiquant si le jet était hors de l'acceptance du VDET (par exemple l'angle polaire  $\theta$  du jet), afin qu'il augmente l'importance relative de l'impulsion du lepton et de la variable de forme  $X_E^{\text{noyau}}$  lorsque la résolution sur la reconstruction des traces chargées est plus

faible. Cette tentative de donne pas non plus de résultat.

Enfin pour le cas où l'un des jets ne contient pas de hadron beau, on pourrait essayer de forcer l'événement en cinq jets et considérer seulement les quatre jets les mieux étiquetés. Cette dernière tentative s'est aussi révélée infructueuse.

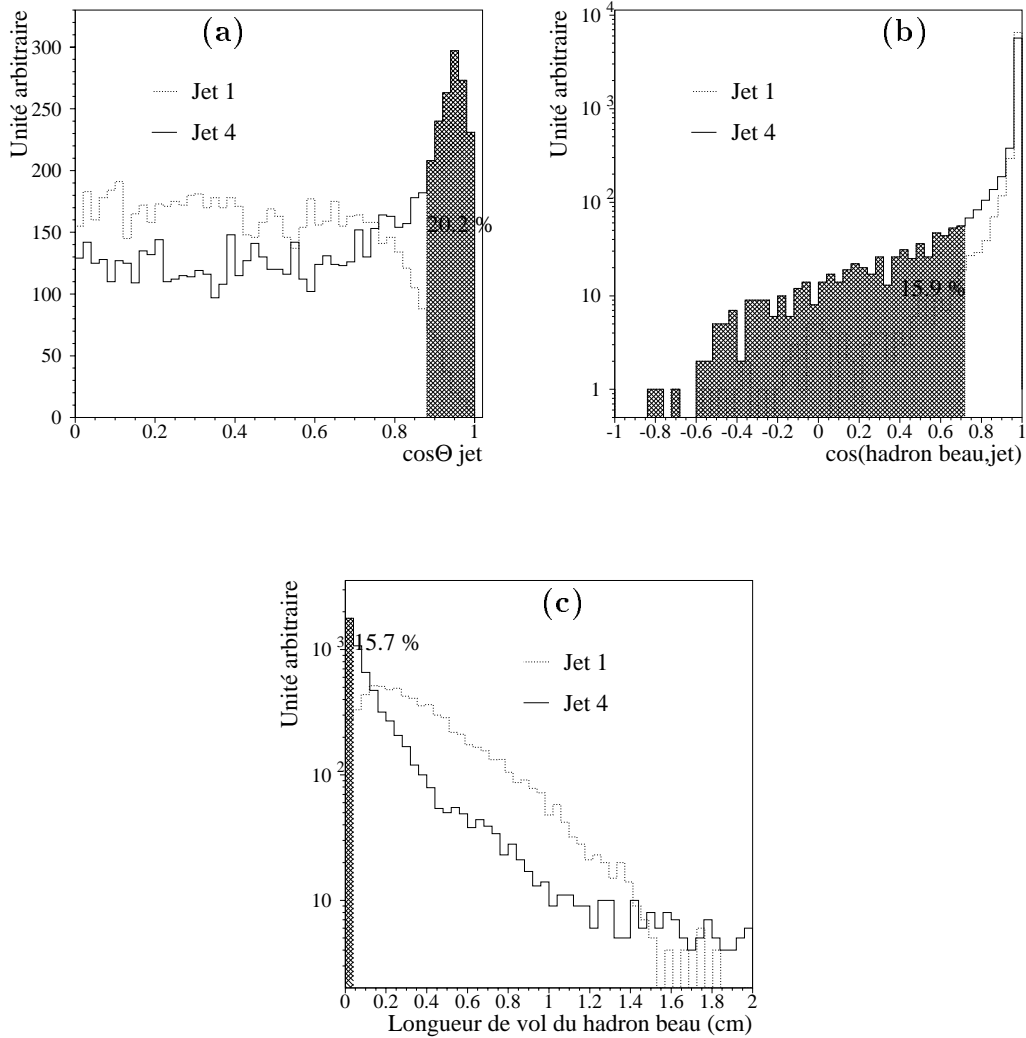


FIG. 7.12: Distribution, pour le jet le moins bien étiqueté (jet 4) et le jet le mieux étiqueté (jet 1), de l'angle polaire, de l'angle entre le jet et le hadron beau le plus proche et de la longueur de désintégration du hadron beau. On utilise ici la simulation  $m_h = m_A = 90 \text{ GeV}/c^2$  à  $\sqrt{s}=196 \text{ GeV}$ . 20% des jets 4 (portion grisée de la figure (a)) vérifient  $|\cos\theta| > 0.88$  (limite d'acceptance du VDET pour une trace chargée). 15% des jets 4 ont leur direction qui fait un angle avec le hadron le plus proche supérieur à  $30^\circ$  (portion grisée de la figure (b)). Pour 16% des jets 4, la longueur de vol du hadron beau est inférieure à  $250 \mu\text{m}$  (portion grisée de la figure (c)).



### 7.4.2 Autres combinaisons de variables

Nous avons tenté de modifier la variable de sélection finale afin d'améliorer les performances de l'analyse  $hA$ . Un réseau de neurones à nombre non nul de couches cachées n'améliore pas plus la pureté de sélection que sans couche cachée, c'est-à-dire lorsqu'il fonctionne en analyse discriminante linéaire.

La figure 7.13(a) montre le résultat d'un classement de variable réalisé par un réseau sans couche cachée à l'aide de l'algorithme décrit en 4.3.2. Ce classement met en avant

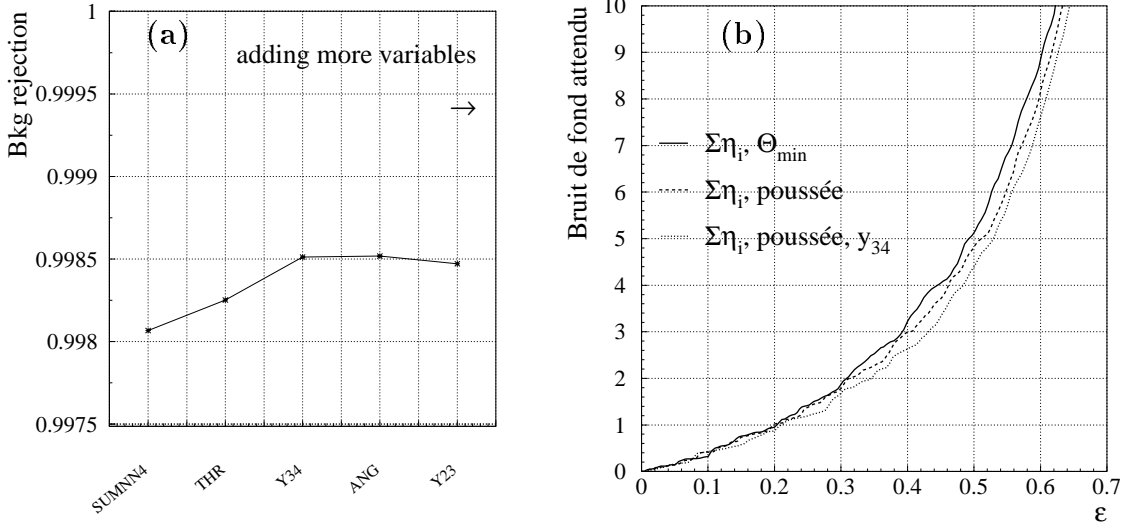


FIG. 7.13: (a) : classement des variables obtenu avec l'algorithme de classement par réseau de neurones sans couches cachées. Les variables sont dans l'ordre suivant : la somme des quatre sorties du réseau de neurones d'étiquetage des  $b$ , la poussée,  $\log(y_{34})$ , l'angle minimum entre deux jets, et  $\log(y_{23})$ . (b) : nombres d'événements bruit de fond attendus à  $\sqrt{s}=189$  GeV en fonction de l'efficacité sur le signal en utilisant les combinaisons linéaires des variables indiquées sur la légende.

non pas l'angle minimum entre les jets, mais la poussée et le paramètre de résolution des jets  $y_{34}$ . Les deux combinaisons linéaires correspondant au deuxième et troisième rang de ce classement sont :

$$\mathcal{C}_1 \equiv \sum_1^4 (1 - \eta_j) + 0.93 \times \text{poussée} \quad (7.5)$$

$$\mathcal{C}_2 \equiv \sum_1^4 (1 - \eta_j) + 2.50 \times \text{poussée} - 0.1 \times \log_{10}(y_{34}) \quad (7.6)$$

Sur la figure 7.13(b) on compare les performances des trois variables :  $\mathcal{C}_1$ ,  $\mathcal{C}_2$  et  $\mathcal{F} = 300 \times \sum_1^4 (1 - \eta_j) - \theta_{min}^{ij}$ . On voit que la combinaison linéaire  $\mathcal{C}_1$  diminue de 6% le taux d'événement du bruit de fond obtenu avec la variable  $\mathcal{F}$  à 50% d'efficacité sur le signal pour  $\sqrt{s}=189$  GeV et  $m_A = m_h = 85$  GeV/ $c^2$ . La combinaison linéaire  $\mathcal{C}_2$  améliore encore ce taux de 9%. Il semble donc qu'on ait tout intérêt à utiliser la combinaison  $\mathcal{C}_2$

La figure 7.14 compare la distribution bidimensionnelle de  $m_A + m_h$  versus poussée et celle de  $m_A + m_h$  versus  $\theta_{ij}^{\min}$ . Cette figure est obtenue en appliquant l'analyse à  $\sqrt{s}=189$  GeV mais en relâchant la coupure sur  $\mathcal{F}$  pour avoir une statistique suffisante :  $\mathcal{F} < 400$  (ce qui correspond à 14 événements  $q\bar{q}$  attendus dans les données). On voit d'une part la corrélation entre la masse reconstruite et la poussée. Le coefficient de corrélation vaut en effet -43%, tandis qu'il n'est que de -7% pour la variable  $\theta_{ij}^{\min}$ . Lorsqu'on calcule le niveau de confiance, on suppose que les variable  $\mathcal{F}$  et  $m_A + m_h$  ne sont pas corrélées. On ne peut plus faire cette supposition si la variable  $\mathcal{C}_1$  est utilisée à la place de  $\mathcal{F}$ . D'autre part, il paraît clair que le fait de couper sur une variable incluant l'information de la poussée va retirer les événements à grande poussée, qui sont accumulés sur la figure aux petites masses reconstruites. A petite masse, les événements ont un rapport signal/bruit très faible. Autrement dit, il n'ont pas beaucoup de poids dans le calcul du niveau de confiance.

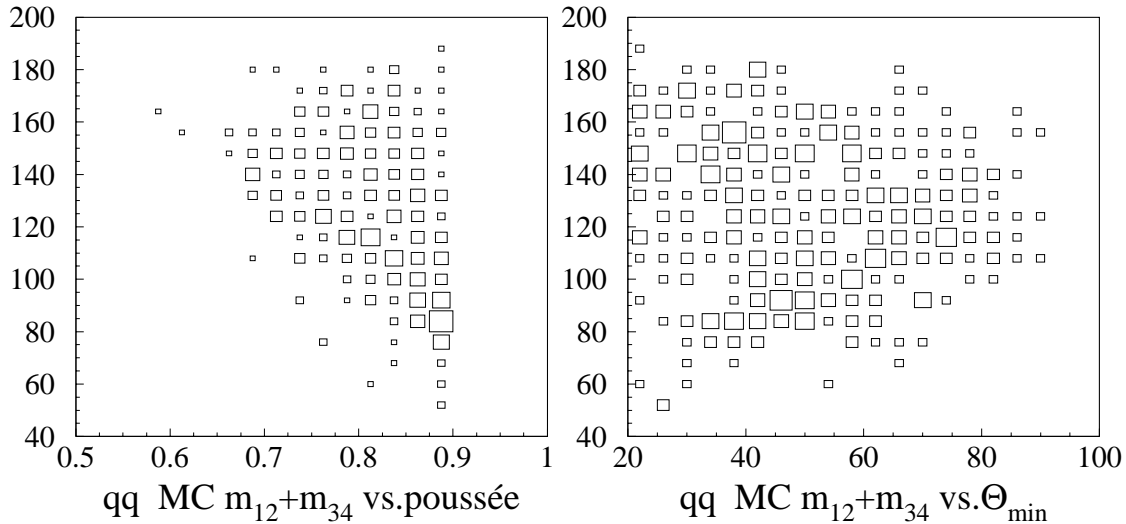


FIG. 7.14: Distributions bidimensionnelles dans les plans  $(m_{12} + m_{34}, \text{poussée})$  et  $(m_{12} + m_{34}, \theta_{ij}^{\min})$ .

En conclusion, il est possible d'améliorer la pureté de la sélection en effectuant une coupure sur une autre variable discriminante. Cependant, une telle amélioration corréle la masse reconstruite et la variable de sélection. D'autre part, elle n'améliore pas le rapport signal/bruit aux masses où l'on attend le signal, ce qui signifie que la sensibilité de l'analyse n'est en réalité pas améliorée.

## 7.5 Etudes des systématiques

On évalue ici les incertitudes sur les nombres attendus du signal et du bruit de fond. Ces incertitudes seront propagées au calcul des niveaux de confiance comme il est décrit

en 6.5. On décrit d'abord les différentes sources d'erreur et la manière de les évaluer avant de résumer l'ensemble des systématiques dans les tableaux 7.6 et 7.7.

### 7.5.1 Etiquetage des $b$ .

L'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$  repose sur l'étiquetage des  $b$ . Celui-ci constitue donc la source principale d'incertitude. Ces incertitudes peuvent venir des défauts de simulation, de la reconstruction des traces chargées, évoqués en 4.3.5, mais aussi des incertitudes de simulation de la physique des quarks  $b$ . Les incertitudes liées à la reconstruction des traces sont évaluées en effectuant la comparaison des taux de bruit de fond et de signal sélectionnés dans les simulations corrigées et les simulations non corrigées.

### 7.5.2 Simulation de la physique des $b$ .

Pour évaluer les incertitudes liées à la physique des  $b$ , on utilise une technique de repondération. Chaque événement des simulations est initialement affecté d'un poids égal à un. Pour chaque hadron beau de l'événement, on multiplie le poids par un certain facteur. Le comptage des événements repondérés permet de mesurer les changements d'efficacité sur le signal et le bruit de fond. On définit maintenant comment on calcule ces poids et ce qu'ils permettent d'évaluer.

#### Fragmentation

La fragmentation des quarks  $b$  est contrôlée par le paramètre  $\varepsilon_b$  de la fonction de Peterson,  $f$ , définie en 3.1. Plus celui-ci est petit, plus le spectre des hadrons beaux est dur. Les simulations ont été engendrées avec la valeur  $\varepsilon_b^{\text{gen}} = 0.0035$ . L'information des Monte-Carlo permet de retrouver la fraction d'impulsion  $z$  emportée par le hadron beau lors de sa constitution. Le poids qu'on associe à ce hadron beau est :

$$w = \frac{f(z, \varepsilon_b^{\text{test}})}{f(z, \varepsilon_b^{\text{engendré}})}. \quad (7.7)$$

En prenant  $\varepsilon_b^{\text{test}} = 0.0030$  et  $0.0060$ , pour tenir compte des incertitudes du modèle, on évalue les efficacités de sélection qu'on obtiendrait sur des simulations engendrées avec ces valeurs.

#### Temps de vie

L'information Monte-Carlo permet de connaître le temps de vie propre  $t$  de chaque hadron beau  $h$  qui est engendré avec un temps de vie moyen  $\tau_h^{\text{gen}}$ . On associe à un tel hadron le poids

$$w = \frac{\tau_h^{\text{gen}}}{\tau_h^{\text{test}}} \exp \left( -t \left( \frac{1}{\tau_h^{\text{test}}} - \frac{1}{\tau_h^{\text{gen}}} \right) \right), \quad (7.8)$$

ce qui permet d'évaluer l'efficacité de sélection sur une simulation engendrée avec le paramètre  $\tau_h^{\text{test}}$ . Le tableau 4.1 donne les temps de vie des hadrons beaux (utilisés

dans les simulations) et leurs erreurs expérimentales. En testant les temps de vie  $\tau_h^{\text{test}}$  obtenues en retranchant ou en ajoutant ces erreurs, on évalue l'incertitude systématique associée aux temps de vie des hadrons beaux.

### Multiplicité

L'information Monte-Carlo permet de déterminer la multiplicité chargée,  $n_{ch}$ , des produits de désintégration de chaque hadron beau  $h$ . Celle-ci est supposée gaussienne de moyenne  $n_h^{\text{gen}}$  et de largeur  $\sigma = \sqrt{(n_h^{\text{gen}})}$ . On peut tester une autre multiplicité moyenne,  $n_h^{\text{test}}$  en associant à chaque hadron le poids :

$$\exp\left(\frac{-(n_{ch} - n_h^{\text{test}})^2 + (n_{ch} - n_h^{\text{gen}})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (7.9)$$

La multiplicité moyenne dans les désintégrations des hadrons beaux engendrés est d'environ 5.2, ce qui correspond aux mesures rapportées dans la référence [111]. On fait varier cette multiplicité moyenne de  $\pm 0.4$  qui est l'erreur citée dans cette même référence.

### 7.5.3 Incertitudes liées à l'énergie et aux directions des jets

Une étude réalisée à la résonance du  $Z$  [112] montre un léger désaccord entre les énergies mesurées et simulées des jets, ainsi qu'entre la précision angulaire de leurs directions mesurées et simulées. Ces désaccords sont inférieurs à 1% pour les énergies et à  $0.3^\circ$  pour les angles azimutal et polaire. Pour tenir compte de ces problèmes liés à la calibration des détecteurs, on modifie aléatoirement dans les simulations les directions et les énergies mesurées des jets, afin de rétablir l'accord avec les données. Cette correction a un impact négligeable sur les efficacités de sélection du signal et du bruit de fond à  $\sqrt{s}=189$  GeV, comme on le voit dans le tableau 7.6. C'est pourquoi elle n'a pas été réestimée pour les simulations aux autres énergies.

### 7.5.4 Simulation du bruit de fond $q\bar{q}$

Les événements  $q\bar{q}$  susceptibles de contaminer notre sélection correspondent au processus d'émission de gluons durs dans l'état final ou au processus de fission de gluon.

Comme on l'a vu en 7.3.2, la simulation des processus de fission de gluon doit être corrigée et est source d'erreurs systématiques. L'erreur sur ce processus est évaluée avec l'erreur sur le facteur de pondération indiquée dans le tableau 7.5. On n'applique cette correction que sur le bruit de fond  $q\bar{q}$  car elle supposée négligeable pour le fond  $WW$  et  $ZZ$  ainsi que pour le signal.

D'autre part on peut considérer que les autres événements à quatre jets dans l'état final correspondent à l'émission de deux gluons. Le taux d'une telle émission varie comme le carré de la constante  $\alpha_s$  des interactions fortes. On ajoute donc une incertitude de 10% sur les nombres attendus de ce fond, à cause de l'incertitude expérimentale sur  $\alpha_s$  qui s'élève à 5%. Comme ces événements représentent en moyenne 50% du fond  $q\bar{q}$ , on obtient finalement une erreur de 5%.

### 7.5.5 Statistique Monte Carlo

Une grande part des incertitudes vient de la statistique limitée des simulations. Par exemple pour le bruit de fond  $q\bar{q}$ , on sélectionne 60 événements sur les 500 000 engendrés à 189 GeV, ce qui donne une erreur relative de 13%.

### 7.5.6 Sections efficaces de production

Les sections efficaces de production du signal et des bruits de fond sont affectées d'une erreur due aux incertitudes des calculs théoriques. En 7.1 on a évoqué l'incertitude sur le calcul de la section efficace du processus  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . L'écart de 2.5% entre les différents calculs est interprétée comme une erreur systématique. La section efficace du processus  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  est affectée par des incertitudes théoriques qu'on considère en première approximation égales aux précédentes. L'incertitude sur le fond  $q\bar{q}$  est principalement due aux taux d'émission et de fissions de gluon et a été évaluée dans les sections précédentes.

Enfin la production du signal est affectée d'une erreur de 1% venant du calcul des corrections pour le rayonnement dans l'état initial.

### 7.5.7 Résumé des incertitudes systématiques

Les tableaux 7.6 et 7.7 contiennent les valeurs numériques des erreurs systématiques décrites précédemment. Comme les sources principales d'incertitudes viennent de la physique des  $b$  et de l'étiquetage des  $b$ , les erreurs sont corrélées. Les coefficients de corrélation sont indiqués dans le tableau 7.8.

Pour le bruit de fond  $WW$ , le nombre d'événements sélectionnés par les analyses  $hA$  est de l'ordre de 9 pour 150 000 événements simulés. L'estimation des incertitudes liées aux corrections des simulations est donc sujette à de fortes variations d'origine statistique. L'erreur sur cette estimation est par conséquent indiquée dans les tableaux.

source	processus			
	$hA$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
correction des simulations	1.5%	4%	17%	22±11%
temps de vie des $b$	1%	1.5%	2%	-
multiplicité des $b$	3%	2%	5%	-
fragmentation des $b$	2.5%	3.5%	3%	-
fission de gluon	-	-	18%	-
$\alpha_S$	-	-	5%	-
corrections des jets	0.7%	1.7%	0%	0%
statistique Monte-Carlo	1%	5%	13%	33%
section efficace	1%	2.5%	-	2.5%
total	4.5 %	9%	29 %	40%
			18.5%	

TAB. 7.6: Systématiques de la sélection  $b\bar{b}b\bar{b}$  à 189 GeV (signal simulé :  $m_h = m_A = 85$  GeV/ $c^2$ ). L'erreur totale tient compte des corrélations.

source	processus			
	$hA$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
correction des simulations	0.8%	5%	15%	$6 \pm 6\%$
temps de vie des $b$	1%	1%	0.5%	-
multiplicité des $b$	3.5%	4%	4.5%	-
fragmentation des $b$	1.5%	5%	3%	-
fission de gluon	-	-	15%	-
$\alpha_S$	-	-	5%	-
statistique Monte-Carlo	1.1%	5.5%	14%	35%
section efficace	1%	2.5%	-	2.5%
total	4.5 %	10%	26 %	36%
			13.5%	

TAB. 7.7: Systématiques de la sélection  $b\bar{b}b\bar{b}$  à 202 GeV (signal simulé :  $m_h = m_A = 85$  GeV/ $c^2$ ). L'erreur totale tient compte des corrélations.

	$hA$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
$hA$	-	55%	40%	20%
$ZZ$	-	-	35%	25%
$q\bar{q}$	-	-	-	30%

	$hA$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
$hA$	-	60%	30%	5%
$ZZ$	-	-	40%	10%
$q\bar{q}$	-	-	-	10%

TAB. 7.8: Corrélations des erreurs systématiques de la sélection à  $\sqrt{s}=189$  GeV (à gauche) et de la sélection à  $\sqrt{s}=202$  GeV (à droite).

# Chapitre 8

## Sélection des événements $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$

La technique des réseaux de neurones est utilisée pour rechercher la signature  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ . Dans les deux premières sections, on détaille la construction du réseau de neurones de sélection du signal, puis l'optimisation des coupures. Dans la troisième section on donne le résultat de la sélection effectuée sur les données de  $\sqrt{s}=189$  à 202 GeV. Les incertitudes systématiques sont explicitées dans la dernière section.

### 8.1 Choix des variables d'entrée et entraînement du réseau de neurones

Les énergies des prises de données s'étendent sur un intervalle de 13 GeV, de  $\sqrt{s}=189$  à 202 GeV. Sur un tel intervalle, la cinématique du signal varie fortement, notamment pour  $m_h=103$  GeV/ $c^2$  qui est la sensibilité finale (en terme d'exclusion du boson de Higgs standard). En effet, pour cette masse, on est en-dessous du seuil cinématique à  $\sqrt{s}=200$  et 202 GeV et au-dessus de seuil à  $\sqrt{s}=189$  et 192 GeV. Comme les réseaux de neurones ont tendance à sélectionner une configuration cinématique précise et comme les énergies  $\sqrt{s}=189$  et 192 GeV contribuent très peu à la production d'un signal de 103 GeV/ $c^2$ , on préfère optimiser les sélections à ces énergies pour la recherche d'un Higgs relativement léger. C'est pourquoi on va définir deux sélections. La première sera opérée sur les données enregistrées aux deux énergies les plus basses :  $\sqrt{s}=189$  et 192 GeV ; la seconde sur les données enregistrées à  $\sqrt{s}=196$ , 200 et 202 GeV.

L'algorithme de classement décrit en 4.3.2 est appliqué afin de déterminer les variables d'entrée du réseau de neurones. Cette opération est effectuée dans le contexte des données à 189 GeV seules qui ont une sensibilité à la masse du Higgs se situant autour de 95 GeV/ $c^2$ .

On utilise un lot d'entraînement de 5000 événements, obtenus en appliquant les présélections 4 jets de la section 3.5. Les bruits de fond sont mélangés suivant les proportions attendues dans les données qui s'élèvent respectivement à 4%, 47% et 49% pour les événements  $ZZ$ ,  $q\bar{q}$  et  $WW$ . Pour le signal, on utilise 5000 événements d'un mélange en proportions égales d'événements engendrés pour  $m_h = 85, 90$  et 95 GeV/ $c^2$ . Le fait d'utiliser un tel cocktail a pour but de ne pas entraîner le réseau à reconnaître une configuration cinématique spécifique correspondant à une masse donnée.

Les variables testées sont, d'une part, des quantités cinématiques, et d'autre part des quantités évaluant le contenu en quark  $b$  de l'événement. Elles sont énumérées dans le tableau 8.1 et ont été présentées dans les chapitres précédents. La figure 8.1 montre les

Définition de la variable	abréviation sur la figure
Produit $(1 - \eta_1)(1 - \eta_2)$ , où $\eta_1$ et $\eta_2$ sont les sorties du réseau du neurones d'étiquetage des $b$ des deux jets les mieux étiquetés.	PNN12
Paramètre de résolution des jets $y_{34}$	Y34
Variable $\Delta\theta_3$ contre les topologies "3 jets contre 1"	ANG3
Deuxième acolinéarité maximale entre deux jets	ACOMAX2
Produit $(1 - \eta_3)(1 - \eta_4)$ , où $\eta_3$ et $\eta_4$ sont les sorties du réseau du neurones d'étiquetage des $b$ des deux jets les moins bien étiquetés.	PNN34
Sphéricité de l'événement	SPH
$\eta_2$ , sortie du réseau du neurones d'étiquetage des $b$ pour le deuxième jet le mieux étiqueté	NN2
Acolinéarité maximale entre deux jets	ACOMAX1
Aplanarité de l'événement	APLAN
Poussée de l'événement	THR
Variable $\Delta\theta_2$ contre les topologies où les jets sont mal séparés	ANG2
Somme des quatre plus grands angles entre jets	JAS
Paramètre de résolution des jets $y_{23}$	Y23
Angle minimum entre deux jets	ANG
Planarité de l'événement	PLAN
Energie du jet le plus dur	EMAX
Energie du jet le plus mou	EMIN

TAB. 8.1: Liste des 17 variables testées pour construire le réseau de neurones de sélection du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ . Les six premières, séparées des autres par la double ligne, servent d'entrées au réseau final.

résultats du classement obtenu avec une architecture du type  $p - 5 - 5 - 1$ . Un maximum est atteint avec les six premières variables du tableau 8.1. Le réseau de neurones à six entrées ainsi obtenu va servir de variables de sélection pour les données à  $\sqrt{s}=189$  et 192 GeV, on s'y réfère dans la suite par l'abréviation NN189. Les distributions des six variables sont représentées sur la figure 8.2. On peut faire le commentaire que ces six variables sont complémentaires dans la mesure où elles évaluent des caractéristiques de natures différentes qui sont :

1. le contenu en  $b$  des jets les mieux étiquetés avec  $(1 - \eta_1)(1 - \eta_2)$  ;
2. le contenu en  $b$  des jets les moins bien étiquetés avec  $(1 - \eta_3)(1 - \eta_4)$  ;
3. la topologie globale de l'événement avec la sphéricité ;
4. la séparation des jets deux à deux avec  $y_{34}$  ;



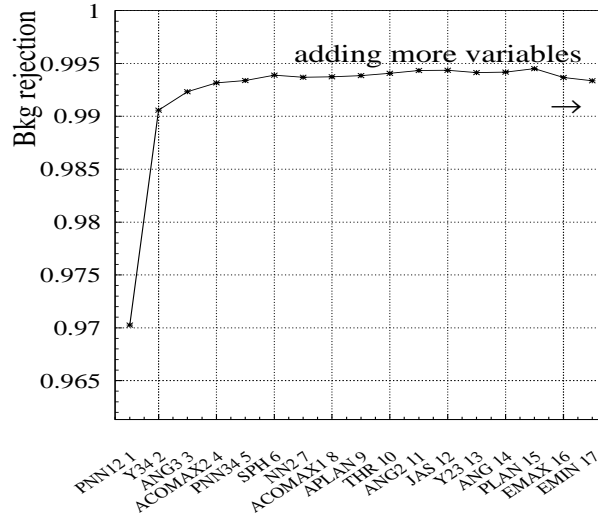


FIG. 8.1: Classement des variables obtenu avec l'algorithme de classement par réseau de neurones. Les abréviations sont explicitées dans le tableau 8.1.

5. la séparation des jets dans les systèmes de trois jets avec  $\Delta\theta_3$ .

On a vérifié que les six variables sont aussi optimales à plus haute énergie pour des masses de Higgs plus élevées. On réentraîne donc le réseau avec des simulations à  $\sqrt{s}=202$  GeV. Les 5000 événements du bruit de fond sont mélangés dans les proportions attendues au niveau des présélections : respectivement 5% de  $ZZ$ , 42% de  $q\bar{q}$  et 53% de  $WW$ . Le signal est composé d'un cocktail d'événements engendrés aux masses de 95, 100 et 105 GeV/ $c^2$ . Ce deuxième entraînement détermine une deuxième variable qu'on appelle NN202 et qui sert de sélection des données à  $\sqrt{s}=196, 200$  et 202 GeV. Les distributions des variables NN189 et NN202 sont représentées sur la figure 8.3. Les nombres d'événements du bruit de fond attendus en fonction de l'efficacité sur le signal pour les deux sélections sont représentées sur la figure 8.4.

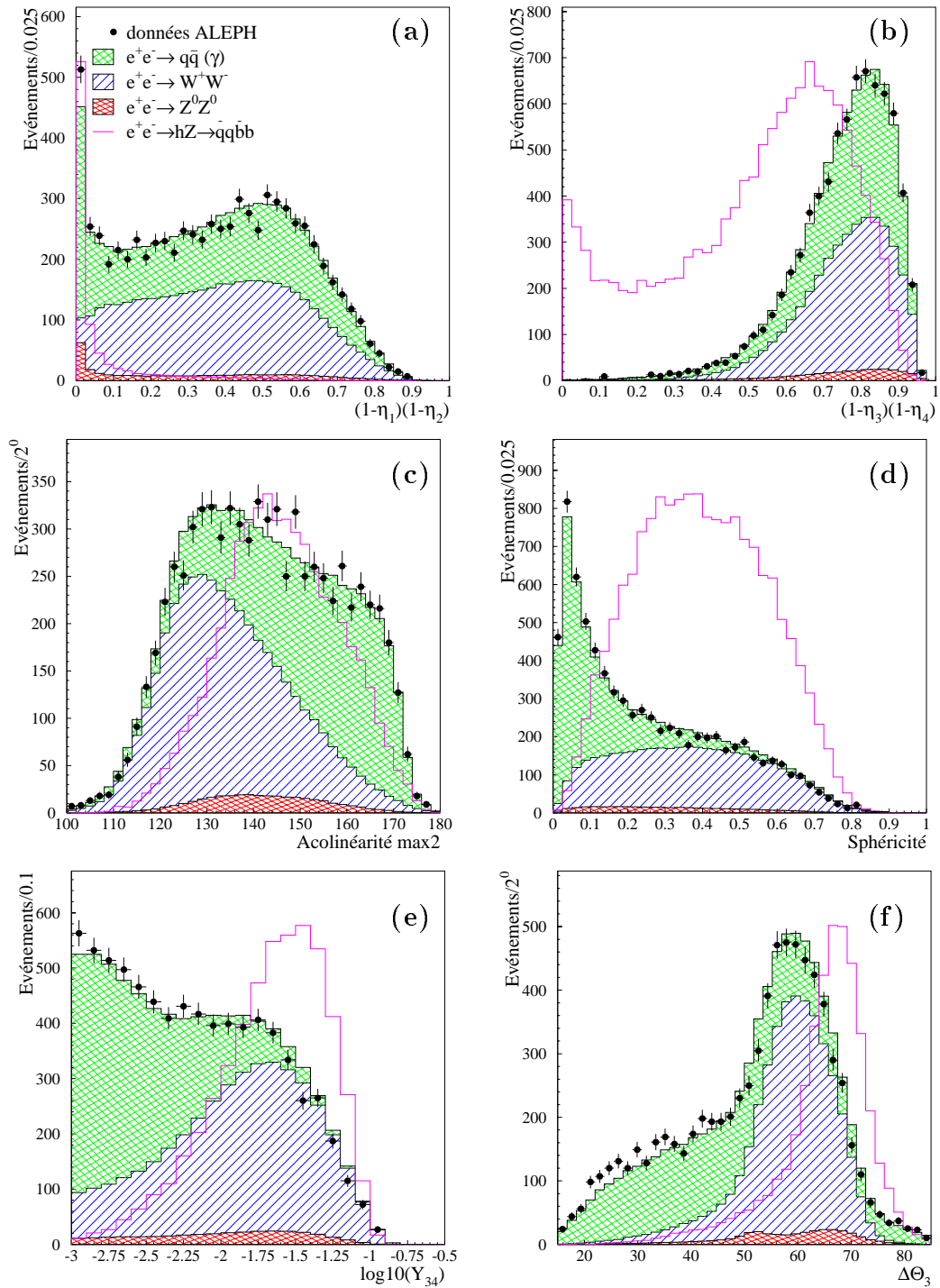


FIG. 8.2: Comparaison entre l'ensemble des données de 189 à 202 GeV et les simulations. Les six variables servent d'entrées au réseau de neurones de sélection du signal  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  dont la normalisation est arbitraire sur les figures ( $m_h = 95 \text{ GeV}/c^2$ ).

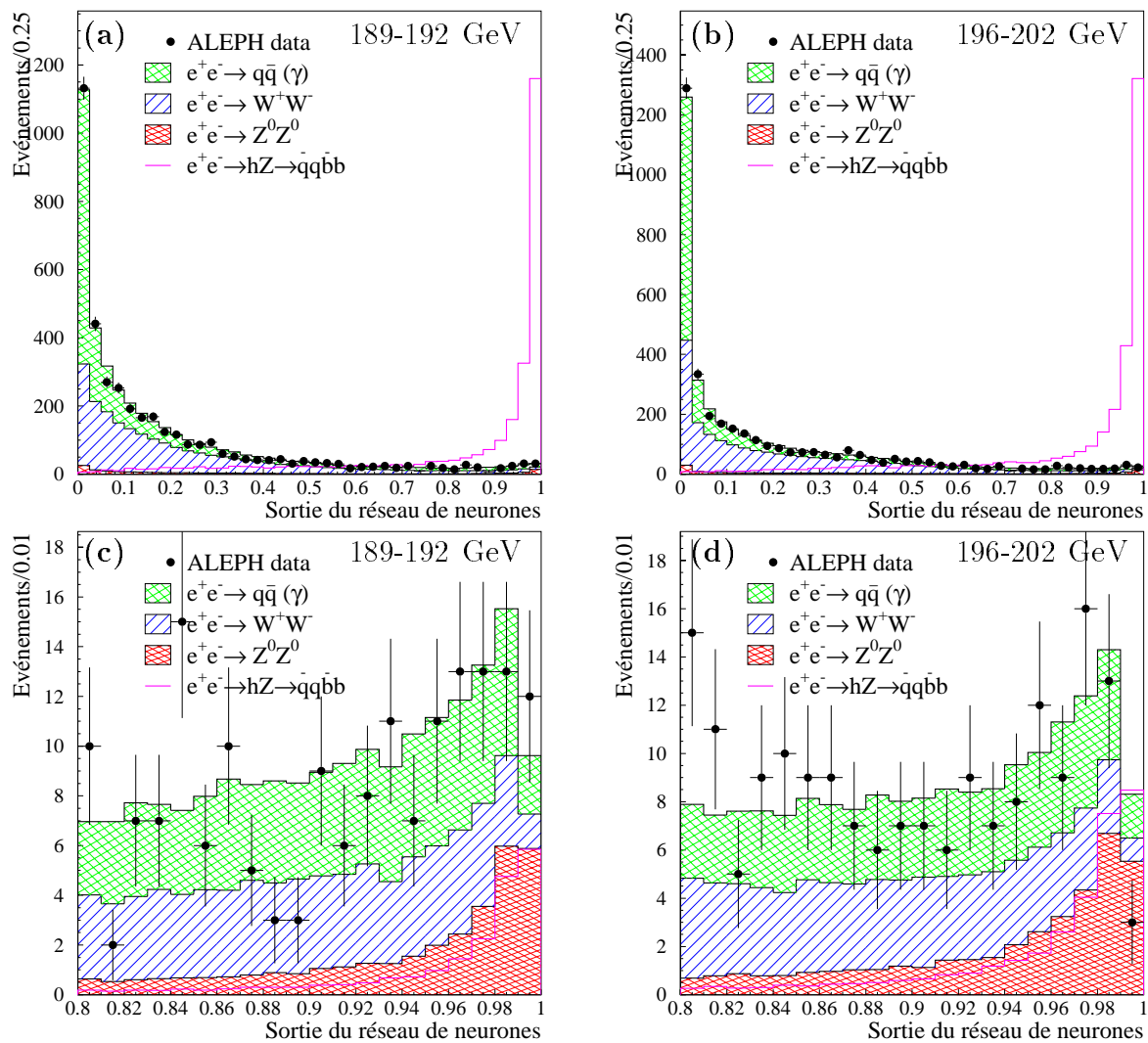


FIG. 8.3: Distributions de la sortie du réseau de neurones de sélection du signal  $hZ$ . Pour les données à  $\sqrt{s}=189$  et  $192$  GeV (a), on utilise NN189, tandis que pour les données à  $\sqrt{s}=196$ ,  $200$  et  $202$  GeV (b), on utilise NN202. La normalisation du signal  $hZ$ ,  $m_h = 95$  GeV/ $c^2$  est arbitraire sur ces deux figures. Sur les figures (c) et (d) sont représentées ces mêmes distributions en détaillant la zone où le signal est attendu. Ce dernier est normalisé par le section efficace prédite par le modèle standard.

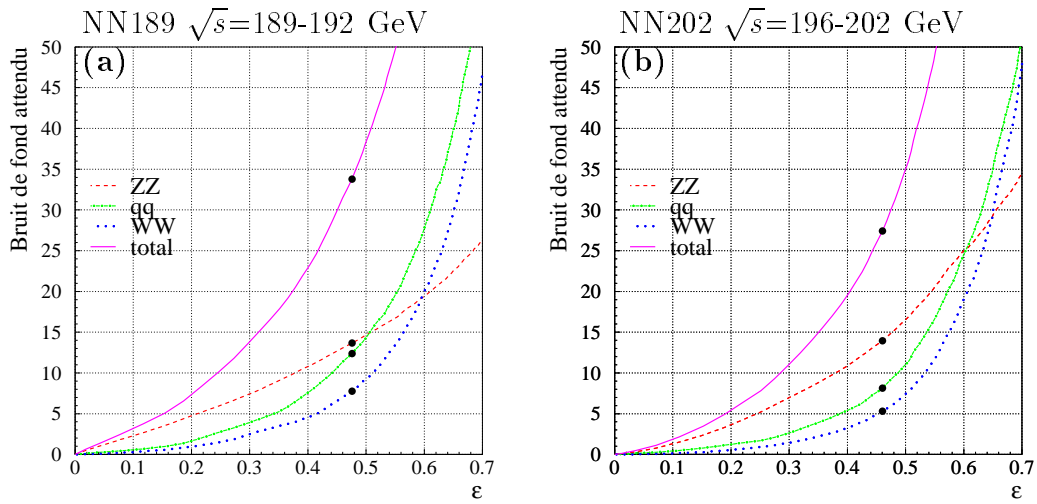


FIG. 8.4: (a): Nombre d'événements du bruit de fond cumulés attendus à  $\sqrt{s}=189$  et  $192$  GeV en fonction de l'efficacité sur le signal  $m_h = 95$  GeV/ $c^2$  à  $\sqrt{s}=192$  GeV. (b): Nombre d'événements du bruit de fond cumulés attendus de  $\sqrt{s}=196$  et  $202$  GeV en fonction de l'efficacité sur le signal  $m_h = 105$  GeV/ $c^2$  à  $\sqrt{s}=192$  GeV. Les points en noir représentent les points de fonctionnement déterminés dans la section 8.2.2.

## 8.2 Sélection du signal

### 8.2.1 Masse reconstruite

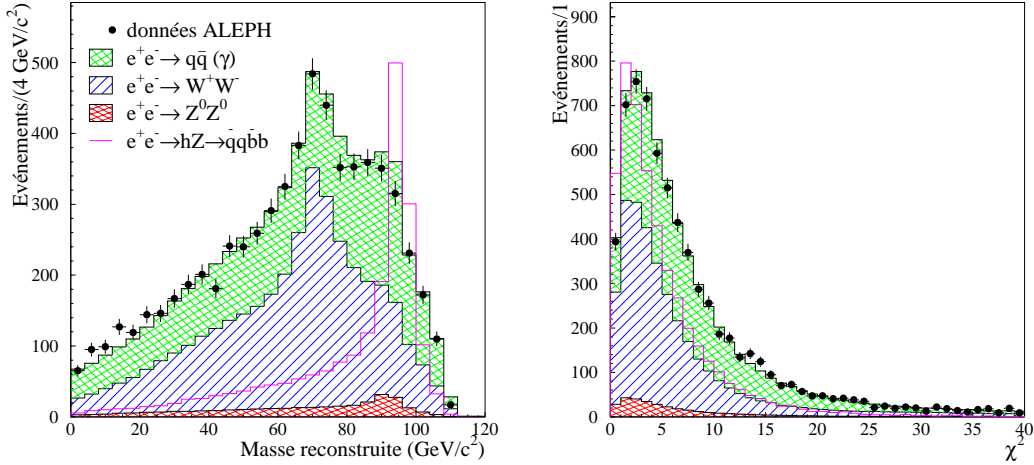


FIG. 8.5: Distribution de la masse reconstruite  $m_h = m_{12} + m_{34} - 91.2 \text{ GeV}/c^2$  et du  $\chi^2$  de l'ajustement à quatre contraintes, au niveau de la présélection pour l'ensemble des données. La normalisation du signal ( $m_h = 95 \text{ GeV}/c^2$ ) est arbitraire.

On rappelle ici comment on reconstruit la masse du boson Higgs dans les événements sélectionnés. Les quadri-impulsions des jets sont évaluées à l'aide d'un ajustement à quatre contraintes. L'appariement est effectué comme il est décrit en 5.1.2 : si seulement deux jets sont étiquetés en tant que  $b$  alors on considère qu'il viennent du Higgs ; si plus de deux jets sont bien étiquetés, alors on considère que les deux jets qui ont leur masse effective la plus proche de  $91.2 \text{ GeV}/c^2$  viennent du  $Z$ .

En tenant compte du fait que la résolution sur la somme des masses de deux dijets est meilleure que les résolutions individuelles, la masse reconstruite du boson Higgs est donnée par  $m_h = m_{12} + m_{34} - 91.2$ , où (1,2) et (3,4) désignent respectivement les systèmes de jets attribués au Higgs et au  $Z$ . La distribution de la masse reconstruite au niveau de la présélection quatre jets est représentée sur la figure 8.5.

### 8.2.2 Optimisation

Dans cette section, la section efficace de production du signal est donnée par celle du modèle standard. Les réseaux NN189 et NN202 ont pour entrées des variables cinématiques qui corrént leur sortie à la masse reconstruite. On n'emploie donc que la masse reconstruite dans le calcul du rapport de vraisemblance.

Pour optimiser la coupure sur NN189, on minimise le niveau de confiance moyen d'exclusion obtenu en appliquant la sélection sur l'ensemble des données à  $\sqrt{s}=189$  et  $192 \text{ GeV}$  et un signal engendré à  $m_h = 95 \text{ GeV}/c^2$ . La coupure sur NN202 est obtenue de la même façon, en considérant les données de  $\sqrt{s}=196$  à  $202 \text{ GeV}$  et un signal engendré à  $m_h = 105 \text{ GeV}/c^2$ .

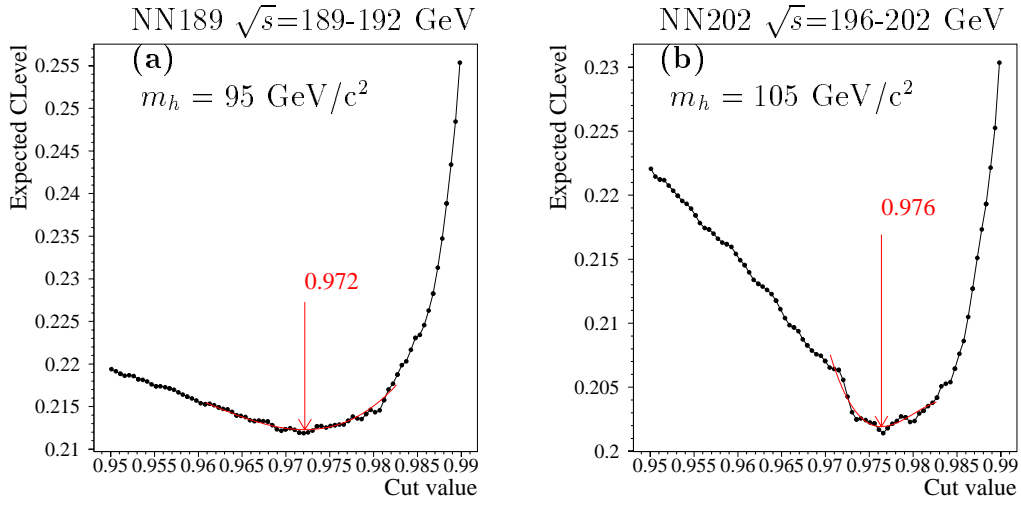


FIG. 8.6: Optimisation de la coupure sur le réseau de neurones de sélection du signal pour  $\sqrt{s}=189$  et 192 GeV (a) d'une part, et pour  $\sqrt{s}=196$  à 202 GeV d'autre part (b).

La minimisation du niveau de confiance en fonction de la coupure est représentée sur la figure 8.6(a) pour NN189 et sur la figure 8.6(b) pour NN202. On obtient ainsi deux coupures de sélection :

$$\text{NN189} > 0.972, \quad (8.1)$$

$$\text{NN202} > 0.976. \quad (8.2)$$

### 8.3 Résultats de la sélection

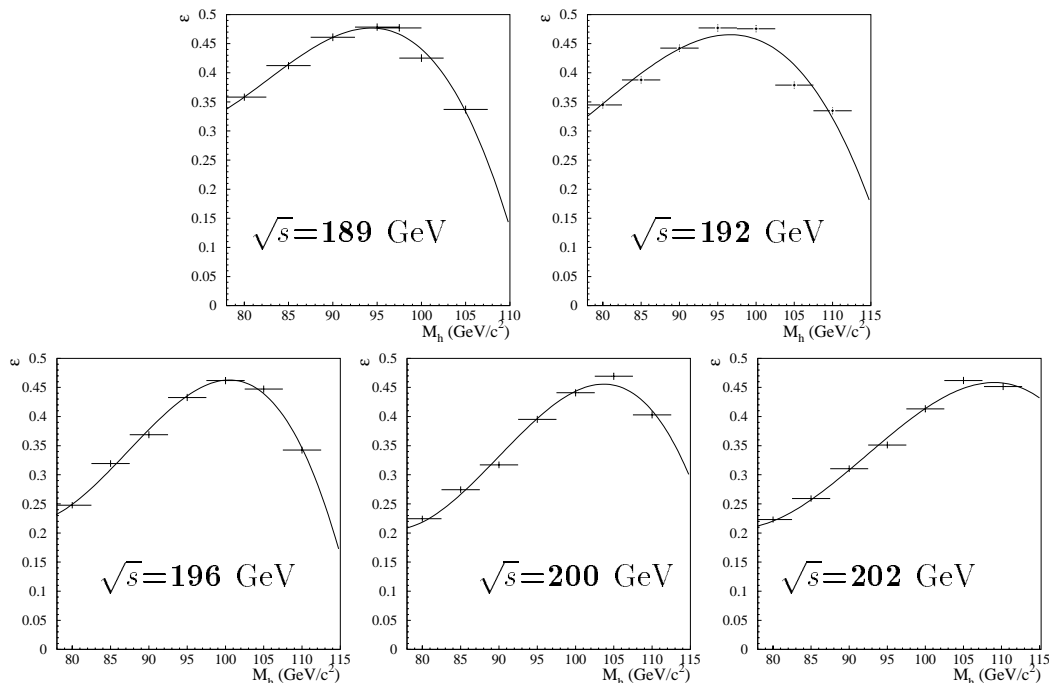


FIG. 8.7: Efficacité de sélection de l'analyse  $q\bar{q}b\bar{b}$  en fonction de  $\sqrt{s}$  et de la masse  $m_h$ .

Les efficacités de sélection obtenues avec les coupures déterminées dans la section précédente sont représentées sur la figure 8.7. Contrairement à l'analyse  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ , l'efficacité de sélection dépend assez fortement de la masse du signal. Ces variations avec la masse sont paramétrées par des polynômes du troisième degré obtenus par ajustement. Ils permettent d'extrapoler les valeurs des efficacités aux masses non simulées et sont aussi représentés sur la figure 8.7.

	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$
$\sqrt{s} = 189$ GeV	11.5	10.7	6.7	28.9	29	1.1
$\sqrt{s} = 192$ GeV	2.2	1.7	1	5	1	0.7
$\sqrt{s} = 196$ GeV	5.6	3.3	2	10.9	7	4.4
$\sqrt{s} = 200$ GeV	5.8	3.2	2.2	11.2	11	6.2
$\sqrt{s} = 202$ GeV	2.7	1.7	1.1	5.5	3	3.1
total	27.7	20.6	13.1	61.5	51	15.5

TAB. 8.2: Nombre d'événements attendus et observés aux différentes énergies dans le centre de masse pour la sélection  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ . Le signal indiqué correspond à  $m_h = 100$  GeV/ $c^2$ .

Les nombres d'événements du bruit de fond attendus et le nombre de candidats observés dans les données après ces sélections sont indiqués dans le tableau 8.2. Au total on

attend 61.4 événements et on n'en observe que 51. Ce déficit de candidats provient des données collectés en 1999, puisqu'on attend 33.4 candidats et qu'on n'en observe que 22, ce qui fait une différence de  $-2\sigma$ . Ce déficit est également présent dans les résultats préliminaires d'ALEPH [103] obtenus avec tous les canaux de recherche du Higgs-strahlung. Son origine inexplicée ne peut en l'état actuel qu'être attribuée à une fluctuation statistique. La figure 8.8 représente la distribution de la masse reconstruite de ces candidats et de la sortie du réseau de neurones. Les valeurs numériques correspondantes sont indiquées dans les tableaux 8.3 et 8.4.

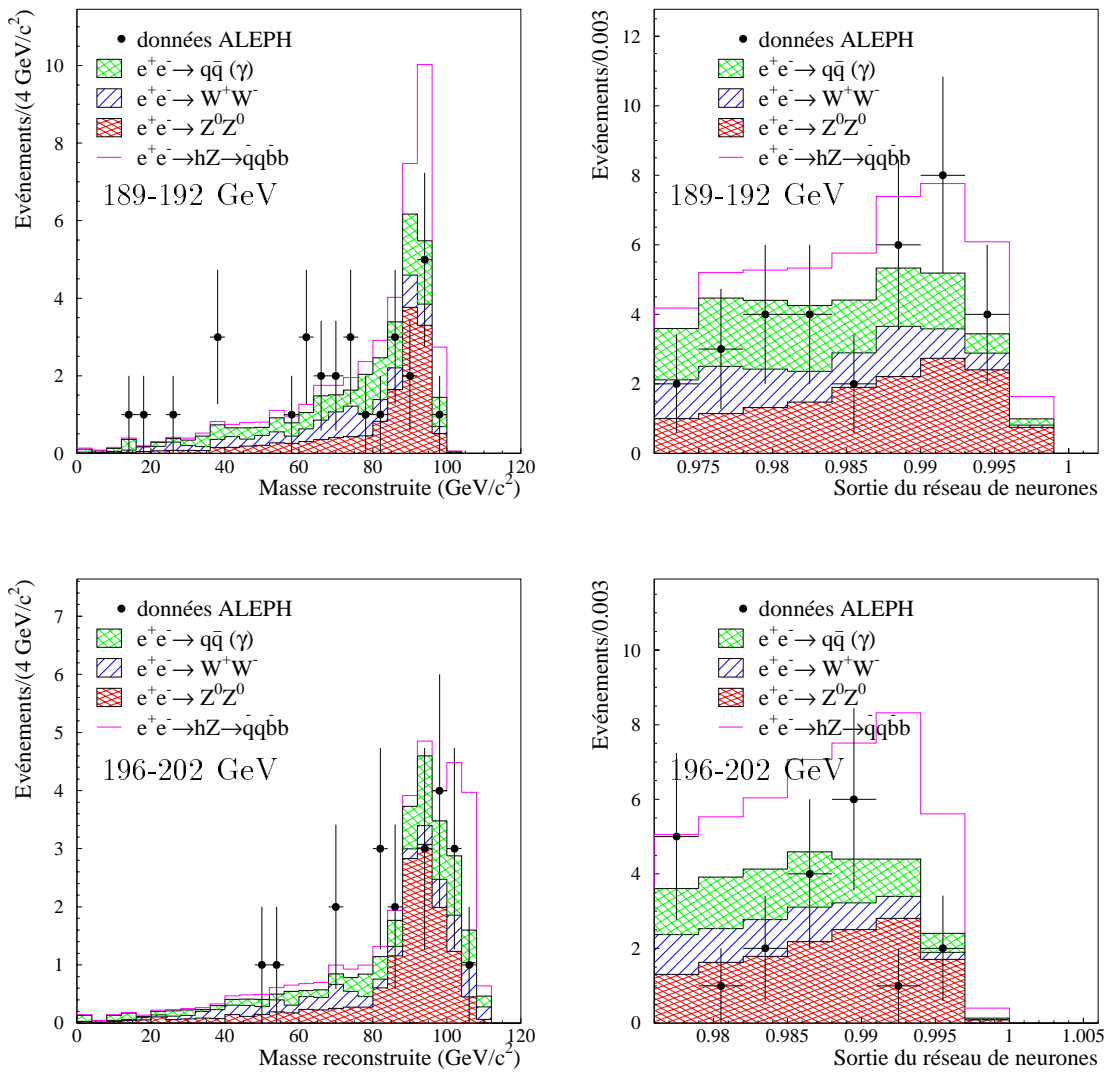


FIG. 8.8: Distribution de la masse reconstruite et de la sortie du réseau de neurones après la sélection. Le signal ( $m_h = 95 \text{ GeV}/c^2$  pour 189-192 GeV et  $m_h = 105 \text{ GeV}/c^2$  pour 196-202 GeV) est normalisé à la section efficace du modèle standard.



## 8.4 Etude des systématiques

On évalue les incertitudes sur la sélection du signal et du bruit de fond de la même manière que dans le chapitre précédent en 7.5. On peut souligner cependant quelques différences.

Comme l'état final recherché par l'analyse  $hZ$  ne contient que deux quarks beaux, on s'attend à ce que les incertitudes venant de l'étiquetage des  $b$  et de la simulation de la physique des  $b$  soient plus faibles que dans le cas de l'analyse  $hA$ . C'est effectivement ce qui est observé sur les tableaux 8.5 et 8.6.

De même les taux d'événements sélectionnés  $q\bar{q}$  avec fission de gluon sont plus faibles. Pour les simulations à 189 GeV, 9% et 8% des événements  $q\bar{q}$  proviennent respectivement de fissions de quarks beaux et charmés. L'incertitude due à l'incertitude sur les facteurs de pondération est donc de 6%. Le reste (80%) des événements  $q\bar{q}$  est affecté de l'incertitude venant de la connaissance du carré du couplage fort  $\alpha_S^2$ , ce qui donne une erreur de 8%.

Les corrélations entre les incertitudes systématiques sont notées dans le tableau 8.7.

$\sqrt{s}$ (GeV)	sortie du <i>R.N.</i>	$m_h$ (GeV/ $c^2$ )	$\eta_1$	$\eta_2$	$\eta_3$	$\eta_4$
189	0.991	57.0	0.97	0.74	0.23	0.10
189	0.992	85.5	0.98	0.96	0.65	0.32
189	0.992	95.8	0.97	0.87	0.17	0.07
189	0.995	75.8	0.98	0.71	0.38	0.27
189	0.981	64.1	0.97	0.42	0.37	0.24
189	0.978	18.3	0.97	0.42	0.35	0.07
189	0.994	95.6	0.97	0.90	0.38	0.17
189	0.995	36.7	0.98	0.46	0.27	0.27
189	0.993	86.4	0.98	0.98	0.78	0.47
189	0.978	61.8	0.96	0.45	0.37	0.09
189	0.989	73.4	0.98	0.86	0.53	0.52
189	0.989	68.3	0.95	0.66	0.61	0.19
189	0.987	95.3	0.91	0.57	0.37	0.22
189	0.987	90.0	0.93	0.79	0.53	0.26
189	0.992	80.2	0.94	0.91	0.41	0.40
189	0.991	61.7	0.95	0.91	0.83	0.59
189	0.991	90.4	0.97	0.91	0.43	0.02
189	0.988	67.1	0.98	0.72	0.13	0.07
189	0.978	36.3	0.97	0.33	0.24	0.13
189	0.982	93.7	0.98	0.94	0.24	0.21
189	0.993	68.7	0.97	0.73	0.54	0.16
189	0.993	73.8	0.97	0.94	0.90	0.11
189	0.974	13.1	0.96	0.58	0.40	0.27
189	0.986	38.3	0.94	0.83	0.50	0.07
189	0.981	97.1	0.91	0.73	0.31	0.22
189	0.990	87.4	0.97	0.96	0.36	0.02
189	0.984	95.2	0.97	0.80	0.36	0.22
189	0.976	62.6	0.97	0.66	0.32	0.15
189	0.978	79.2	0.98	0.89	0.87	0.87
192	0.979	26.5	0.95	0.58	0.31	0.03

TAB. 8.3: Caractéristiques des événements sélectionnés par l'analyse  $q\bar{q}b\bar{b}$  à  $\sqrt{s}=189$  et 192 GeV.

$\sqrt{s}$ (GeV)	sortie du $R.N.$	$m_h$ (GeV/ $c^2$ )	$\eta_1$	$\eta_2$	$\eta_3$	$\eta_4$
196	0.976	96.2	0.96	0.90	0.07	0.05
196	0.979	85.3	0.93	0.59	0.45	0.11
196	0.993	80.7	0.97	0.84	0.83	0.31
196	0.989	93.6	0.96	0.90	0.28	0.26
196	0.986	-16.9	0.97	0.67	0.19	0.16
196	0.978	54.6	0.93	0.58	0.49	0.19
196	0.984	101.9	0.94	0.86	0.15	0.09
200	0.982	80.1	0.97	0.92	0.32	0.12
200	0.989	80.6	0.94	0.52	0.30	0.26
200	0.996	105.0	0.97	0.92	0.70	0.25
200	0.978	101.3	0.95	0.49	0.41	0.31
200	0.987	96.4	0.96	0.82	0.45	0.19
200	0.990	94.7	0.95	0.88	0.60	0.19
200	0.989	85.4	0.96	0.95	0.92	0.25
200	0.985	71.7	0.98	0.35	0.17	0.11
200	0.989	98.0	0.97	0.83	0.11	0.07
200	0.987	97.2	0.98	0.94	0.32	0.25
200	0.986	69.5	0.89	0.75	0.56	0.22
202	0.994	103.1	0.96	0.96	0.53	0.31
202	0.977	50.7	0.94	0.64	0.56	0.23
202	0.989	92.6	0.96	0.52	0.08	0.07

TAB. 8.4: Caractéristiques des événements sélectionnés par l'analyse  $q\bar{q}b\bar{b}$  à  $\sqrt{s}=196, 200$  et  $202$  GeV.

source	processus			
	$hZ$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
correction des simulations	0.5%	1%	3%	11%
temps de vie des $b$	0.5%	0.5%	1%	-
multiplicité des $b$	1%	2%	4.5%	-
fragmentation des $b$	1.5%	2.5%	0.5%	-
fission de gluon	-	-	6%	-
$\alpha_s$	-	-	8%	-
statistique Monte-Carlo	1.5%	2%	6%	5.5%
section efficace	1%	2.5%	-	2.5%
total	3%	4.5%	12.5%	12.5%
			7%	

TAB. 8.5: Systématiques de la sélection  $q\bar{q}b\bar{b}$  à 189 GeV (signal simulé :  $m_h = 95$  GeV/ $c^2$ ). L'erreur totale tient compte des corrélations.

source	processus			
	$hZ$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
correction des simulations	1%	2%	1.5%	12.5%
temps de vie des $b$	0.5%	0.5%	0.5%	-
multiplicité des $b$	2.5%	3%	2%	-
fragmentation des $b$	1%	0.5%	0.5%	-
fission de gluon	-	-	6%	-
$\alpha_s$	-	-	8%	-
statistique Monte-Carlo	1.5%	3%	7%	7%
section efficace	1%	2.5%	-	2.5%
total	3.5%	5.5%	13 %	14.5%
			6.5%	

TAB. 8.6: Systématiques de la sélection  $q\bar{q}b\bar{b}$  à 202 GeV (signal simulé :  $m_h = 95 \text{ GeV}/c^2$ ). L'erreur totale tient compte des corrélations.

	$hZ$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
$hZ$	-	50%	20%	15%
$ZZ$	-	-	25%	30%
$q\bar{q}$	-	-	-	15%

	$hZ$	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$
$hZ$	-	55%	15%	25%
$ZZ$	-	-	15%	40%
$q\bar{q}$	-	-	-	10%

TAB. 8.7: Corrélations des erreurs systématiques de la sélection à  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$  (à gauche) et de la sélection à  $\sqrt{s}=202 \text{ GeV}$  (à droite).

# Chapitre 9

## Résultats et perspectives

Dans les chapitres précédents, on a défini et donné les résultats de deux analyses destinées à sélectionner les signaux  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  et  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ .

Le traitement du recouvrement des deux analyses est rappelé dans la première section. On se place dans le cadre du modèle standard, puis dans le cadre du MSSM pour interpréter les résultats dans la deuxième et la troisième section. Ces résultats sont comparés aux résultats préliminaires d’ALEPH et des collaborations LEP dans la section suivante. On commente leur interprétation dans le cadre du MSSM dans la cinquième section. Enfin, on donne les perspectives sur la recherche de bosons de Higgs auprès du LEP et des futurs collisionneurs dans la sixième section.

### 9.1 Recouvrement des sélections

Le problème du recouvrement des analyses  $b\bar{b}b\bar{b}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  a été évoqué en 6.4. Comme on peut le voir sur le tableau 9.1 qui détaille la manière dont les événements attendus et observés se répartissent entre ces deux sélections, le recouvrement est loin d’être négligeable. En fait, la sélection  $b\bar{b}b\bar{b}$  est (pour  $\sqrt{s} > 192$  GeV) presque complètement incluse dans la sélection  $q\bar{q}b\bar{b}$ .

Pour combiner deux sélections indépendantes et ne pas soustraire deux fois le même bruit de fond, on considère deux traitements :

1. soit on effectue d’une part la sélection  $b\bar{b}b\bar{b}$  et d’autre part la sélection  $q\bar{q}b\bar{b}$  exclusive, ce qui s’écrit  $b\bar{b}b\bar{b} \cup (q\bar{q}b\bar{b} \cap \overline{b\bar{b}b\bar{b}})$ . On obtient ainsi deux échantillons statistiquement indépendants. On calcule ensuite le niveau de confiance de ces analyses combinées.
2. soit on effectue d’une part la sélection  $q\bar{q}b\bar{b}$  et d’autre part la sélection  $b\bar{b}b\bar{b}$  exclusive, ce qui s’écrit  $q\bar{q}b\bar{b} \cup (\overline{b\bar{b}b\bar{b}} \cap q\bar{q}b\bar{b})$ , puis on calcule le niveau de confiance de ces analyses combinées.

Le résultat final est donné par le traitement qui donne la meilleure exclusion en moyenne.

$\sqrt{s}$ (GeV)	analyse	$ZZ$	$q\bar{q}$	$WW$	total attendu	données	$hZ(100)$ $q\bar{q}b\bar{b}$	$hA(85)$ $b\bar{b}b\bar{b}$
189	$q\bar{q}b\bar{b}$ seul	$9.8\pm 0.4$	$9.7\pm 1.2$	$6.6\pm 0.8$	$26.1\pm 1.8$	25	0.8	1.3
	$q\bar{q}b\bar{b}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$	$1.7\pm 0.2$	$1.0\pm 0.3$	$0.1\pm 0.05$	$2.8\pm 0.5$	4	0.2	2.7
	$b\bar{b}b\bar{b}$ seul	$0.3\pm 0.03$	$1.8\pm 0.6$	$0.08\pm 0.04$	$2.2\pm 0.6$	3	0.04	0.6
192	$q\bar{q}b\bar{b}$ seul	$1.8\pm 0.1$	$1.6\pm 0.2$	$1.0\pm 0.1$	$4.4\pm 0.3$	1	0.5	0.2
	$q\bar{q}b\bar{b}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$	$0.4\pm 0.04$	$0.2\pm 0.05$	$0.02\pm 0.01$	$0.6\pm 0.08$	0	0.1	0.5
	$b\bar{b}b\bar{b}$ seul	$0.02\pm 0.002$	$0.2\pm 0.05$	$0.01\pm 0.005$	$0.2\pm 0.05$	0	0.01	0.1
196	$q\bar{q}b\bar{b}$ seul	$4.5\pm 0.2$	$3.0\pm 0.4$	$2.0\pm 0.3$	$9.4\pm 0.6$	6	3.5	0.5
	$q\bar{q}b\bar{b}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$	$1.1\pm 0.1$	$0.3\pm 0.08$	$0.06\pm 0.03$	$1.5\pm 0.2$	1	1	1.5
	$b\bar{b}b\bar{b}$ seul	$0.2\pm 0.02$	$0.5\pm 0.1$	$0.04\pm 0.02$	$0.8\pm 0.1$	0	0.09	0.4
200	$q\bar{q}b\bar{b}$ seul	$4.6\pm 0.3$	$2.8\pm 0.4$	$2.2\pm 0.3$	$9.6\pm 0.6$	10	4.7	0.5
	$q\bar{q}b\bar{b}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$	$1.2\pm 0.1$	$0.4\pm 0.1$	$0.05\pm 0.03$	$1.6\pm 0.2$	1	1.6	1.8
	$b\bar{b}b\bar{b}$ seul	$0.3\pm 0.03$	$0.4\pm 0.1$	$0.04\pm 0.02$	$0.7\pm 0.1$	1	0.1	0.6
202	$q\bar{q}b\bar{b}$ seul	$2.1\pm 0.1$	$1.5\pm 0.2$	$1.1\pm 0.2$	$4.6\pm 0.3$	3	2.3	0.3
	$q\bar{q}b\bar{b}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$	$0.6\pm 0.06$	$0.2\pm 0.05$	$0.03\pm 0.01$	$0.8\pm 0.1$	0	0.8	0.9
	$b\bar{b}b\bar{b}$ seul	$0.1\pm 0.01$	$0.3\pm 0.08$	$0.01\pm 0.01$	$0.5\pm 0.08$	0	0.08	0.3
total		$28.6 \pm 1.5$	$23.8 \pm 3.1$	$13.3\pm 1.9$	$65.8\pm 4.3$	55	$15.8\pm 0.6$	$12.3\pm 0.6$

TAB. 9.1: Nombre d'événements attendus et observés aux différentes énergies dans le centre de masse pour les trois sélections exclusives :  $b\bar{b}b\bar{b}$  seule,  $q\bar{q}b\bar{b}$  seule, et le recouvrement  $q\bar{q}b\bar{b}$  et  $b\bar{b}b\bar{b}$ . Le signal  $hZ$  correspond à  $m_h = 100$  GeV/ $c^2$  (modèle standard), tandis que pour  $hA$  on a supposé  $m_A = 85$  GeV/ $c^2$  et  $\tan \beta = 10$ .

## 9.2 Interprétation dans le cadre du Modèle Standard

Les résultats de la recherche du Higgs-strahlung sont d'abord interprétés dans le cadre du modèle standard. La figure 9.1(a) montre le niveau de confiance de découverte  $CL_B$  en fonction de la masse du Higgs. La courbe  $CL_B(m_h)$  "signal+bdf" correspond au niveau de confiance médian obtenu pour des expériences de pensée avec un signal de masse  $m_h$ . La sensibilité en découverte à  $5\sigma$  est donnée par l'intersection de cette courbe avec  $5.7 \times 10^{-7}$ , soit environ 95 GeV/ $c^2$ . Pour une telle masse 50% des expériences observent un signal dont la significativité est supérieure à  $5\sigma$ .

Le niveau de confiance de découverte ne révèle pas la présence d'un signal qui se manifesterait par des petites valeurs de  $1 - CL_B$  sur un domaine de masse correspondant à la résolution sur la masse reconstruite. On calcule donc le niveau de confiance d'exclusion en fonction de la masse du Higgs qui est représenté sur la figure 9.1(b).

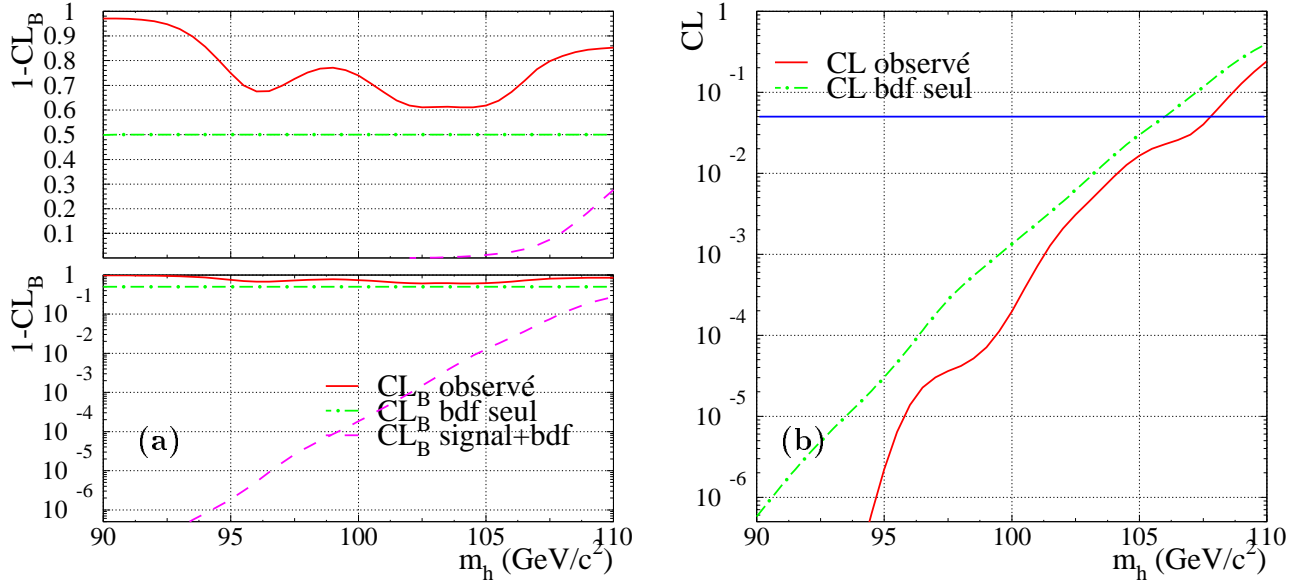


FIG. 9.1: Niveau de confiance de découverte  $CL_B$  et d'exclusion  $CL$  en fonction de la masse du boson de Higgs standard,  $m_h$ . Les petites valeurs de  $1 - CL_B$  correspondent à l'observation d'un signal, tandis que les valeurs proches de 1 traduisent un déficit de candidats observés par rapport à ce qu'on attend du bruit de fond. Les courbes "bdf seul" représentent la valeur médiane obtenue avec des expériences de pensée pour lesquelles le signal est absent.

Sur cette figure, le niveau de confiance "bdf seul" est le niveau de confiance médian obtenu par des expériences de pensée sans signal. L'intersection de cette courbe avec la valeur 5% donne la limite attendue (sensibilité en exclusion). 50% des expériences de pensée sans signal ont une limite d'exclusion supérieure à cette valeur. L'intersection de la courbe du niveau de confiance  $CL(m_h)$  observé avec la valeur 5% définit le domaine exclu expérimentalement à 95% de niveau de confiance (N.C.) par notre analyse. Sur cette figure, l'effet des incertitudes systématiques n'est pas inclus. Une étude séparée permet d'évaluer leur impact. Les incertitudes sur les taux de bruit de fond et de signal attendus diminue la limite d'exclusion de 100 MeV/ $c^2$ . Les incertitudes sur les densités de probabilité nécessaires au calcul du rapport de vraisemblance la diminue encore de 200 MeV/ $c^2$ . En tenant compte de ces réductions, les résultats sont :

$m_h > 107.4 \text{ GeV}/c^2$ (limite observée à 95% N.C.), $m_h > 105.7 \text{ GeV}/c^2$ (sensibilité attendue à 95% N.C.).
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Notons que la probabilité d'obtenir une limite au moins aussi bonne est donnée par la valeur  $CL_B(m_h = 107.4)$  et vaut 20%.

### 9.3 Interprétation dans le cadre du MSSM

On interprète d'abord les résultats de la recherche  $hA$  dans le cas limite  $\cos^2(\beta-\alpha) \rightarrow 1$  et  $m_h = m_A$ , pour lequel le Higgs-strahlung est nul et la production associée dominante, ce qui correspond aux grands  $\tan\beta$ . Les résultats sont représentés sur la figure 9.2.

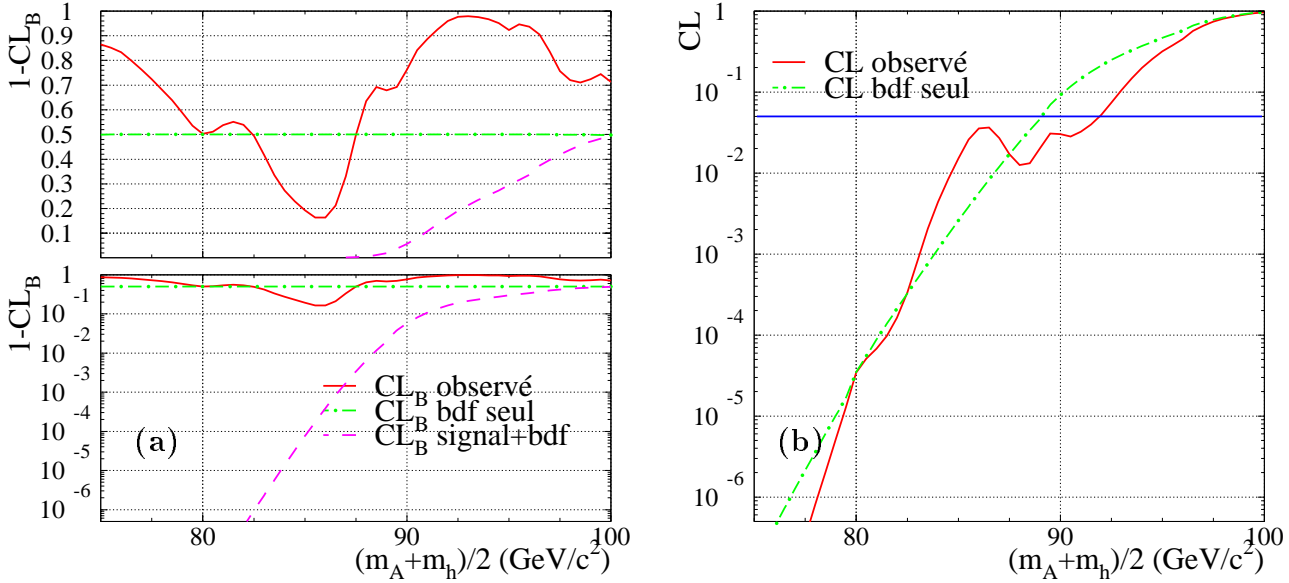


FIG. 9.2: Niveau de confiance de découverte  $CL_B$  et d'exclusion  $CL$  en fonction de la masse  $(m_A + m_h)/2$  dans la limite  $\cos^2(\beta - \alpha) \rightarrow 1$ .

Le niveau de confiance de découverte (figure 9.2(a)) ne révèle pas la présence d'un signal. On peut remarquer, sur la courbe de cette figure, l'effet d'une certaine accumulation de candidats aux masses  $m_A + m_h \simeq 170 \text{ GeV}/c^2$ . Notons que cet excès de candidats est également observé par l'ensemble des quatre collaborations LEP pour les données à  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$  [115], mais qu'il ne s'est pas amplifié avec les données de  $\sqrt{s}=192$  à  $202 \text{ GeV}$  [95] comme cela aurait dû être le cas si un réel signal était présent.

Le niveau de confiance de découverte ne semble donc pas compatible avec la présence d'un signal et on calcule le niveau de confiance d'exclusion  $CL$  en fonction de la masse  $(m_h + m_A)/2$  (figure 9.2(b)). En tenant compte des incertitudes systématiques qui diminuent la limite de  $300 \text{ MeV}/c^2$  de la même façon que pour le Higgs-strahlung, on obtient pour les grandes valeurs de  $\tan\beta$  (c'est-à-dire pour  $\cos^2(\beta - \alpha) \rightarrow 1$ ) :  $m_h, m_A > 91.6 \text{ GeV}/c^2$  (limite observée) et  $m_h, m_A > 88.8 \text{ GeV}/c^2$  (sensibilité attendue).

La limite observée est donc nettement supérieure à la sensibilité attendue. La probabilité d'obtenir une limite au moins aussi bonne, c'est-à-dire la probabilité que le bruit de fond ait au moins autant fluctué vers le bas, est donnée par la valeur  $CL_B(91.6)$  qui vaut 1%. Au premier abord, une telle fluctuation du bruit de fond semble peu probable. Cependant il faut avoir à l'esprit les considérations suivantes.

Le rapport de vraisemblance effectue un comptage des candidats dont la masse reconstruite est compatible avec l'hypothèse de masse testée. Compte tenu de la résolution,



cela correspond à un intervalle de masse reconstruite  $(m_A + m_h)/2$  d'environ  $5 \text{ GeV}/c^2$ . Ainsi, les points de la courbe  $CL_B((m_A + m_h)/2)$  sont corrélés avec une longueur de corrélation d'environ  $5 \text{ GeV}/c^2$ . Comme l'intervalle de masse sur lequel on trace la courbe est large de  $25 \text{ GeV}/c^2$ , on peut considérer que cette courbe relie entre eux  $n = 5$  points statistiquement indépendants. La probabilité que  $CL_B(91.6)$  soit inférieur à 1% est 1% par définition, mais la probabilité que l'un quelconque des 5 points indépendants donne une valeur aussi faible est d'environ  $n \times 1\% \simeq 5\%$ . Cette considération diminue donc la signification de la fluctuation<sup>1</sup> qui s'avère ainsi tout à fait possible du point de vue statistique.

Dans un deuxième temps, on combine ces résultats avec ceux de la recherche du Higgsstrahlung qui est dominante à petit  $\tan \beta$ . On effectue la combinaison dans les deux cadres théoriques suggérés dans la référence [51]. On en rappelle d'abord les définitions.

### Scénario “pas de mélange”

Les paramètres du MSSM de ce scénario donnent une limite supérieure (obtenue pour  $m_A \rightarrow \infty$ ) petite sur la masse du boson  $h$  en fonction de  $\tan \beta$ . Ces paramètres sont :

$$\begin{aligned}
 M_{\text{SUSY}} &= 1 \text{ TeV}, \\
 \mu &= -200 \text{ GeV}, \\
 M_2 &= 200 \text{ GeV}, \\
 m_{\tilde{g}} &= 0.8 M_{\text{SUSY}}, \\
 A_t &= \mu / \tan \beta, \\
 A_b &= A_t.
 \end{aligned} \tag{9.1}$$

### Scénario “ $m_h$ maximum”

Ce scénario est aussi appelé scénario du mélange maximum car l'impact de la séparation de la masse des stops (venant de  $A_t$ ) sur la masse du Higgs est maximum. Ce scénario donne une limite théorique supérieure sur  $m_h$  élevée. Les paramètres du MSSM sont :

$$\begin{aligned}
 M_{\text{SUSY}} &= 1 \text{ TeV}, \\
 \mu &= -200 \text{ GeV}, \\
 M_2 &= 200 \text{ GeV}, \\
 m_{\tilde{g}} &= 0.8 M_{\text{SUSY}}, \\
 A_t &= \sqrt{6} M_{\text{SUSY}} + \mu / \tan \beta, \\
 A_b &= A_t.
 \end{aligned} \tag{9.2}$$

Le domaine exclu dans le plan  $(m_h, \tan \beta)$  pour les deux scénarios sont représentées sur la figure 9.3. En balayant les valeurs de  $\tan \beta$  de 0.5 à 60, on trouve que les limites sur la masse des bosons  $h$  et  $A$  sont :

<sup>1</sup>On peut encore réduire cette signification en s'apercevant qu'ALEPH a la plus forte variation vers le bas du  $CL_B$  des quatre collaborations.

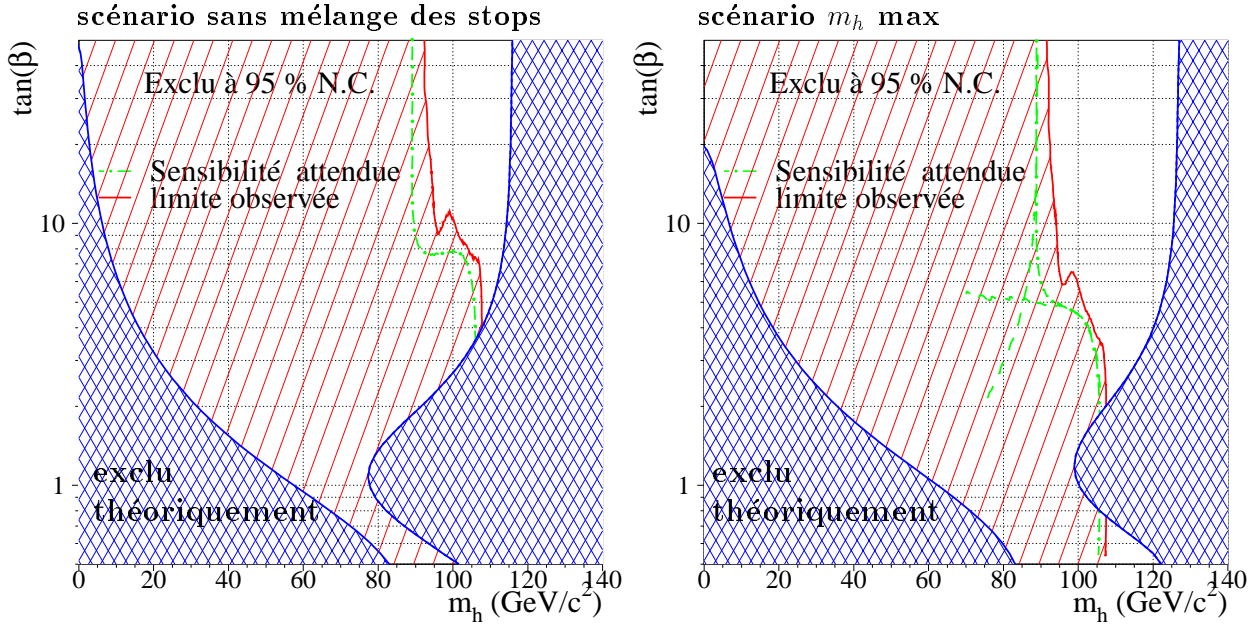


FIG. 9.3: Exclusion dans le plan  $(m_h, \tan \beta)$ . Pour les deux scénarios : pas de mélange et  $m_h$  maximum. La ligne tiretée représente la sensibilité en exclusion médiane. Dans le deuxième cas, on a aussi représenté les limites attendues par les recherches des signaux  $hZ$  et  $hA$  non combinées.

$m_h > 91.4$ $m_A > 91.7 \text{ GeV}/c^2$ (limite observée à 95% N.C.), $m_h > 88.6$ $m_A > 88.9 \text{ GeV}/c^2$ (sensibilité attendue à 95% N.C.).
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Lorsque la limite d'exclusion du plan  $(m_h, \tan \beta)$  rencontre la borne théorique supérieure sur la masse du boson  $h$ , on obtient une limite d'exclusion pour le paramètre  $\tan \beta$ . Ceci se retrouve lorsqu'on représente la zone exclue à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(m_A, \tan \beta)$  sur la figure 9.4. La zone exclue à 95% N.C. est ainsi :

$\tan \beta < 4$ (scénario "pas de mélange"), $0.8 < \tan \beta < 1.9$ (scénario " $m_h$ maximum").
--------------------------------------------------------------------------------------------------------

Notons qu'on peut encore augmenter la limite théorique supérieure sur la masse du  $h$  en prenant  $M_{\text{SUSY}} = 2 \text{ TeV}$  par exemple, et surtout en augmentant la masse du top qui n'est connue expérimentalement qu'à  $5 \text{ GeV}/c^2$  près :  $M_{\text{top}} = 174.2 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$  [117]. La figure 9.5 démontre comment l'augmentation successive de la masse du top et de la masse des stops réduit le domaine des valeurs de  $\tan \beta$  exclues expérimentalement. On discute dans la section 9.5.3 du problème de l'exclusion des petits  $\tan \beta$ .

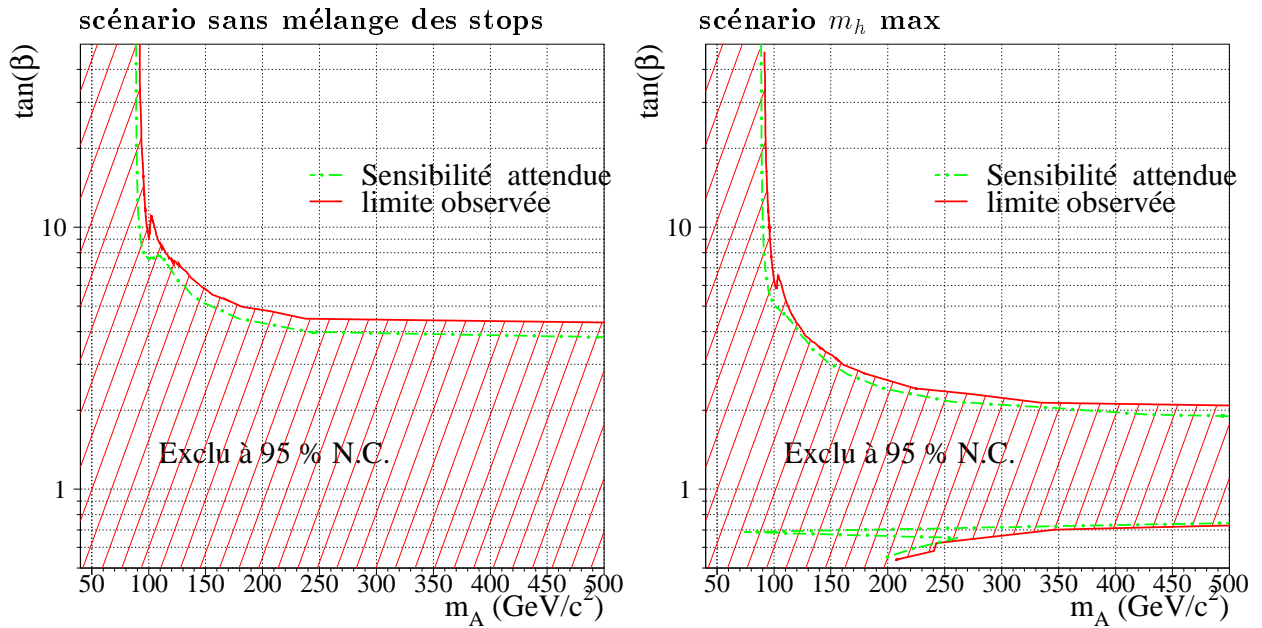


FIG. 9.4: Exclusion dans le plan  $(m_A, \tan \beta)$ . Pour les deux scénarios : pas de mélange et  $m_h$  maximum.

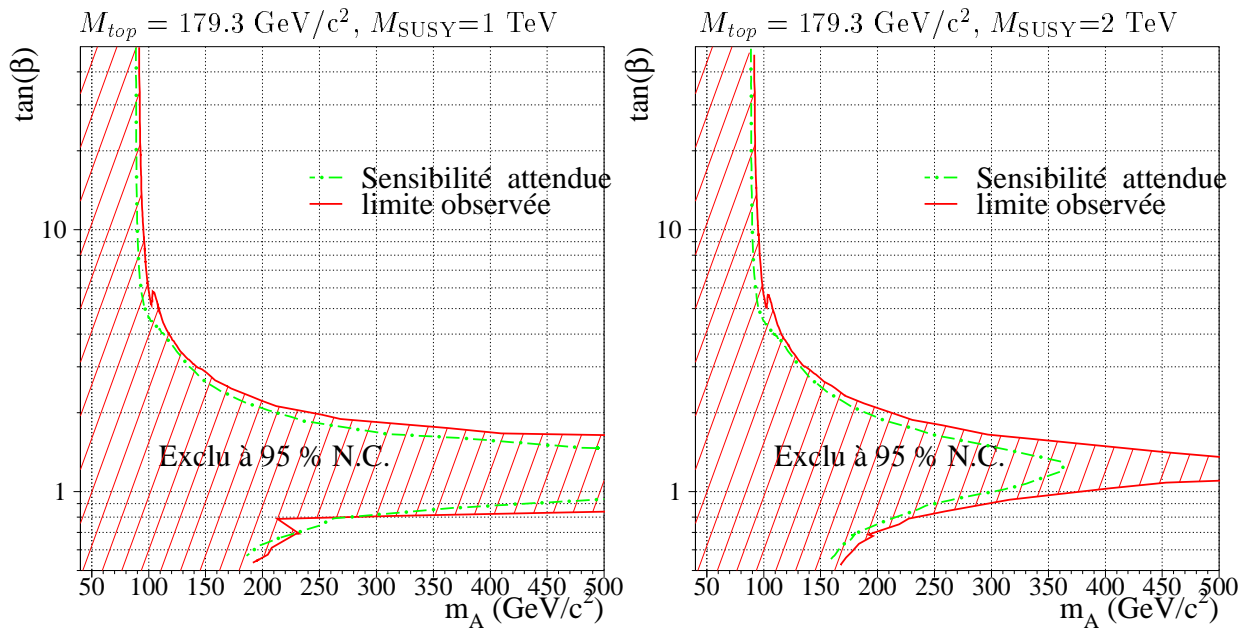


FIG. 9.5: Zone exclue dans le plan  $(m_A, \tan \beta)$  par les résultats de cette thèse. Par rapport au scénario “ $m_h$  maximum”, on a supposé que la masse du top était  $179.3 \text{ GeV}/c^2$ , c'est-à-dire supérieure à sa valeur expérimentale,  $174.2 \text{ GeV}/c^2$ , d'un écart standard (a), puis on a augmenté la masse des stops en supposant  $m_{\text{SUSY}} = 2 \text{ TeV}/c^2$  (b).

## 9.4 Comparaison avec d'autres résultats

### 9.4.1 Résultats ALEPH préliminaires pour 1999

Dans ce mémoire, nous avons présenté deux sélections appliquées sur les données enregistrées dans ALEPH de  $\sqrt{s}=189$  à 202 GeV, dans les canaux  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  et  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ . Seule l'analyse  $b\bar{b}b\bar{b}$  de ce mémoire est intégrée à l'ensemble des analyses participant aux résultats (préliminaires) d'ALEPH publiés dans la référence [103]. On note dans le tableau 9.2 le nombre d'événements attendus et observés dans les données de 192 à 202 GeV. La figure 9.6 représente la distribution de la masse reconstruite des candidats sélectionnés.

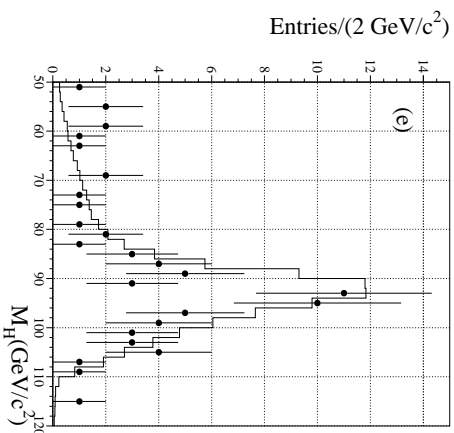


FIG. 9.6: Distribution de la masse reconstruite de l'ensemble des candidats Higgs d'ALEPH de  $\sqrt{s}=192$  à 202 GeV.

canal	total bruit de fond	données	$hZ$ 107 GeV/ $c^2$	$hA$ 90 GeV/ $c^2$ ( $\cos^2(\beta - \alpha) \rightarrow 1$ )
$b\bar{b}b\bar{b}$ et $q\bar{q}b\bar{b}$	46.4	30	5.2	3.3
$b\bar{b}\tau\tau$ et $q\bar{q}\tau\tau$	12.4	12	0.5	0.5
$h\nu\bar{\nu}$	11.0	7	1.9	-
$h\ell\ell$	28.5	26	0.8	-

TAB. 9.2: Evénements attendus et observés par ALEPH de  $\sqrt{s}=192$  à 202 GeV dans les canaux de recherche des bosons de Higgs du modèle standard et du MSSM.

On observe un déficit de candidats dans tous les canaux et plus particulièrement dans les canaux à quatre jets. Ce déficit que nous avons observé dans nos sélections  $b\bar{b}b\bar{b}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$  explique pourquoi la limite sur la masse du boson de Higgs standard que nous obtenons est presque aussi élevée que celle résultant de la combinaison de tous les canaux d'ALEPH,

alors que notre sensibilité est inférieure de 2 GeV/c<sup>2</sup>. Les limites obtenues par ALEPH sur la masse du bosons de Higgs standard sont en effet les suivantes :

$$\begin{aligned} m_h &> 107.7 \text{ GeV}/c^2 && \text{(limite observée à 95\% N.C.)}, \\ m_h &> 107.8 \text{ GeV}/c^2 && \text{(sensibilité attendue à 95\% N.C.)}. \end{aligned}$$

Dans le cadre du MSSM, les résultats sont les suivants :

$$\begin{aligned} m_A &> 91.9 \text{ GeV}/c^2 && \text{(limite observée à 95\% N.C.)}, \\ m_A &> 89.3 \text{ GeV}/c^2 && \text{(sensibilité attendue à 95\% N.C.)}. \end{aligned}$$

La limite attendue d’ALEPH est supérieure de près de 400 MeV/c<sup>2</sup> par rapport à cette thèse. Ceci est dû au canal  $\tau\tau b\bar{b}$  qui augmente la sensibilité au processus  $hA$ .

### 9.4.2 Résultats préliminaires pour 1999 du LEP Higgs Working group

La combinaison des résultats de l’ensemble des collaborations du LEP est réalisé dans la référence [95]. La figure 9.7 représente la distribution de la masse reconstruite pour les candidats sélectionnés par les quatre expériences. La sensibilité en découverte à  $5\sigma$  se situe à 106.3 GeV/c<sup>2</sup>, mais aucun signal n’est mis en évidence par la combinaison, ce qui conduit au calcul de limites. Les résultats pour le Higgs standard sont notés dans le tableau suivant.

Expériences	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	Combinaison
Sensibilité (GeV/c <sup>2</sup> )	107.8	106.3	105.3	105.2	109
Limite observée (GeV/c <sup>2</sup> )	107.7	103.9	106.0	103.0	<b>107.7</b>

ALEPH est la plus “chanceuse” des quatre collaborations dans la mesure où la limite observée est proche de la limite attendue. Comme la limite observée en combinant les deux canaux de recherche de ce mémoire est comparable à la limite observée en combinant les résultats des quatre collaborations <sup>2</sup>, les discussions des sections suivante, concernant notamment la région des petits  $\tan\beta$ , s’appliquent aussi bien aux résultats combinés qu’à ceux de cette thèse.

Dans le cadre du MSSM les limites combinées des quatre collaborations sont les suivantes (on note seulement le résultat pour  $m_A$  dans le scénario “ $m_h$  max” avec  $M_{top} = 174.3$ ) :

Expériences	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	Combinaison
Sensibilité en $m_A$ (GeV/c <sup>2</sup> )	89.3	87.1	86.0	85.4	91.1
Limite observée en $m_A$ (GeV/c <sup>2</sup> )	91.9	86.2	81.0	80.2	<b>88.7</b>

$$0.7 < \tan\beta < 1.8$$

<sup>2</sup>Ce n’est évidemment pas le cas des sensibilités moyennes qui diffèrent de 3.5 GeV/c<sup>2</sup>.

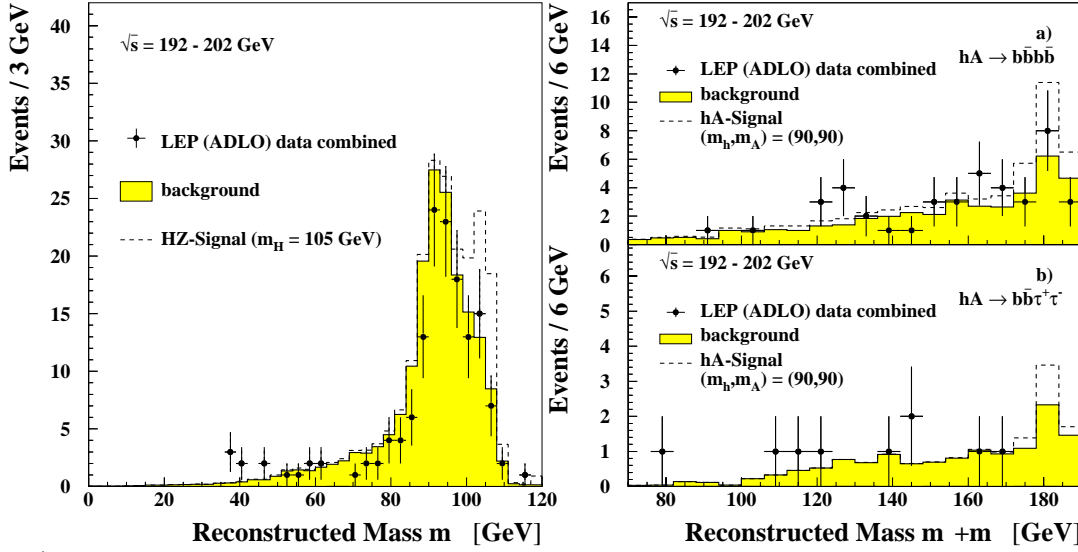


FIG. 9.7: Distribution de la masse reconstruite des candidats Higgs des quatre collaborations LEP de  $\sqrt{s}=192$  à  $202$  GeV(extrait de[95]). A gauche, canaux de recherche du Higgs-strahlung, a droite canaux de recherche de la production associée.

Les limites sur la masse du boson  $A$  obtenues dans cette thèse et par ALEPH sont donc supérieures à la limite combinée. Ceci illustre le fait qu’une combinaison de limite n’est pas nécessairement supérieure à la plus élevée (la plus “chanceuse”) d’entre elles si celle-ci est nettement plus chanceuse que les autres.

## 9.5 Discussion sur les contraintes obtenues dans le cadre du MSSM

### 9.5.1 Balayage plus généraux des paramètres du MSSM

Les contraintes sur les paramètres du MSSM présentées dans les sections précédentes sont obtenues dans des cadres théoriques précis, même si le scénario  $m_h^{max}$  est considéré comme le cas le plus conservatif pour des jeux de paramètres supersymétriques raisonnables. Des balayages plus généraux des paramètres du MSSM sont envisagés dans les références [84, 100, 101, 113]. Ils ont été réalisés pour les limites sur les données enregistrées aux énergies inférieures à  $189$  GeV et certaines sélections ont spécialement été créées à cette occasion, mais on peut raisonnablement extrapoler les résultats pour les énergies supérieures.

A grand  $\tan \beta$ , la grandeur pertinente exclue par les recherches directes de production associée est en fait  $m_h + m_A$ . Les limites obtenues sur  $m_h$  dans les scénarios de référence, pour lesquels  $m_A \simeq m_h$  à  $1$  ou  $2$  GeV/ $c^2$  près, peuvent être affaiblies de quelques GeV/ $c^2$  lorsque la différence entre les masses des bosons  $A$  et  $h$  est plus grande. De façon plus radicale, certaines configurations pathologiques pour lesquelles le couplage  $h\bar{b}b$  est très faible ne peuvent être exclues. On trouve cependant que la limite du scénario de référence

pour les grands  $\tan\beta$  est valide dans 99% des cas [84, 113].

A petit  $\tan\beta$ , des configurations pathologiques (semblables à celles des grands  $\tan\beta$ ) peuvent apparaître, pour lesquelles le couplage  $hZZ$  est réduit ou le couplage  $hb\bar{b}$  est proche de zéro. Elles correspondent à de grandes valeurs des paramètres  $A_t$  et  $\mu$  par rapport aux masses douces,  $m_{1/2}$  et  $m_0$ , par exemple  $A_t = 1$  TeV,  $\mu = 2$  TeV,  $m_{1/2} = 125$  GeV et  $m_0 = 125$  GeV, qui semblent très défavorisées car elles sont proches des conditions pour lesquelles les états fondamentaux de la théorie brisent la symétrie de jauge de l'interaction électromagnétique et de l'interaction forte [114] (minima CCB). Néanmoins, ces pathologies sont très rares et les limites obtenues à  $\sqrt{s}=183$  GeV sont valides dans 99.9% des cas [84]. Finalement, dans le cas des petits  $\tan\beta$ , ces pathologies sont exclues par des sélections de l'état final  $e^+e^- \rightarrow Z(H \rightarrow hh \rightarrow \tau^+\tau^-\tau^+\tau^-)$  et  $e^+e^- \rightarrow Z(h \rightarrow \text{hadrons sans beauté})$  ce qui rend les limites sur le Higgs-strahlung robuste au niveau de  $10^{-5}$  [100, 113].

Dans la suite nous considérons donc que les limites obtenues sur les masses des bosons  $h$  et  $A$  sont valides et discutons de la contrainte obtenue sur  $\tan\beta$ .

### 9.5.2 Point fixe infra-rouge et unification $b - \tau$

Dans le modèle standard, la hiérarchie des masses des quarks et leptons, constatée expérimentalement et inexpliquée, se traduit en terme de hiérarchie des couplages de Yukawa,  $y$ . Dans le MSSM, il semble naturel de considérer deux cas de figures puisque le rapport entre la masse du top et du bottom est donné par

$$\frac{m_t}{m_b} = \frac{y_t v_2}{y_b v_1} = \tan\beta \frac{y_t}{y_b}. \quad (9.3)$$

Soit la hiérarchie entre le top et le bottom s'explique encore par une hiérarchie des couplages de Yukawa :  $y_t \gg y_b$  et le paramètre  $\tan\beta$  est de l'ordre de 1, soit les deux couplages sont du même ordre de grandeur et le paramètre  $\tan\beta$  est grand :  $\tan\beta \simeq \frac{m_t}{m_b} \simeq 50$ . En fait ces deux cas de figure apparaissent comme deux solutions résultant de l'unification des couplages de Yukawa à l'échelle GUT et de l'existence de points fixes infra-rouges.

#### Unification $b - \tau$

Sans nécessairement être dans un cadre supersymétrique, les modèles de grande unification les plus pertinents prédisent l'unification des couplages de Yukawa du tau et du bottom à l'échelle GUT [118]. On peut imposer de telles conditions au modèle SUGRA. En utilisant les masses du  $b$  et du  $\tau$  connues expérimentalement et les équations du groupe de renormalisation, on trouve alors deux solutions pour  $\tan\beta$  :  $\tan\beta \simeq 50$  et  $\tan\beta \simeq 1.5$  [120].

#### Point fixe infra-rouge : cas des petits $\tan\beta$

Si on se place dans le régime des petits  $\tan\beta$ , on peut négliger tous les couplages de Yukawa sauf celui du top dans les équations du groupe de renormalisation. Dans un

modèle de type SUGRA, celles-ci s'intègrent alors analytiquement et on peut faire évoluer le couplage du top,  $Y_t = \frac{y_t^2}{(4\pi)^2}$ , à partir de l'échelle  $M_{\text{GUT}}^2$  jusqu'à l'échelle  $Q^2$  [119] :

$$Y_t(t) = \frac{Y_t(0)E(t)}{1 + 6Y_t(0)F(t)}, \quad (9.4)$$

où  $t = \log \frac{M_{\text{GUT}}^2}{Q^2}$ ,  $E(t)$  et  $F(t)$  sont des fonctions dont l'expression est donnée dans la référence [119]. Dans la limite  $Y_t(0) \rightarrow \infty$  (en pratique, dès que  $Y_t(0) > 0.01$ ), cette expression se simplifie en

$$Y_t^{\text{IFP}}(t) = \frac{E(t)}{6F(t)}, \quad (9.5)$$

ce qui signifie que le couplage du top à l'échelle électrofaible,  $Q^2 = m_Z^2$ , est (presque) indépendant de la condition initiale  $Y_t(0)$ . On est alors dans une situation de quasi point fixe infra-rouge (IFP). La masse du top se déduit du couplage de Yukawa,  $m_t^2 = 8\pi^2 Y_t \sin^2(\beta) v^2$ , et vaut  $m_t^2 = 8\pi^2 Y_t^{\text{IFP}} \sin^2(\beta) v^2 \simeq (205 \text{ GeV}/c^2)^2 \sin^2(\beta)$  dans la limite stricte du point fixe IFP. Ainsi, connaissant la masse du top expérimentalement, on peut déterminer la valeur de  $\tan \beta$  et ainsi la limite supérieure sur la masse du Higgs :  $m_h^{\text{max}}(\tan \beta)$ . La référence [119] indique ainsi une valeur de  $\tan \beta$  proche de 1.4 à 1.6, suivant qu'on relâche plus ou moins la contrainte IFP ( $\frac{Y_t}{Y_t^{\text{IFP}}} = 0.8$  à 1.2), tandis que la masse du boson de Higgs léger doit être inférieure à 97 GeV/c<sup>2</sup>. Un tel scénario semble donc exclu par les recherches de LEP.

### Point fixe infra-rouge : cas des grands $\tan \beta$

Dans le cas des grands  $\tan \beta$ , on ne peut plus négliger les couplages de Yukawa du  $b$  et du  $\tau$ ,  $Y_b$  et  $Y_\tau$ , dans les équations du groupe de renormalisation. Il y a encore peu de temps, les intégrations se faisaient numériquement, mais des progrès récents ont permis de fournir une expression analytique [121].

On trouve alors [122] que si les valeurs de  $Y_t$ ,  $Y_b$  et  $Y_\tau$  sont suffisamment grandes à l'échelle GUT, les valeurs à faible énergie deviennent insensibles à ces conditions initiales. Le cas des grands  $\tan \beta$  fournit donc également une situation de quasi point fixe infra-rouge. En utilisant les masses du top du bottom et du  $\tau$ , il vient [122] :

$$\begin{cases} \tan \beta \simeq 75 & \text{si } \mu > 0, \\ \tan \beta \simeq 45 & \text{si } \mu < 0. \end{cases} \quad (9.6)$$

Notons que les valeurs  $m_h \simeq 115 - 130 \text{ GeV}/c^2$  indiquées dans la référence [122] sont inaccessibles au LEP.

### Scénario préféré

Le scénario à grand  $\tan \beta$  présentent certains aspects qui tendent à faire préférer le scénario à petit  $\tan \beta$ . Ces aspects sont les suivants.



La brisure électrofaible impose une relation entre la masse du  $Z$  et les paramètres de masse du secteur de Higgs définis en 1.4.3 (on ne tient pas compte des corrections radiatives qui ne modifient pas la position du problème) :

$$\tan^2 \beta = \frac{m_1^2 + \frac{1}{2}m_Z^2}{m_2^2 + \frac{1}{2}m_Z^2}. \quad (9.7)$$

Dans le cas du modèle SUGRA, les termes de brisure douce sont unifiés à l'échelle GUT,  $\tilde{m}_1 \simeq \tilde{m}_2 \simeq m_0$ , et l'évolution jusqu'à l'échelle faible modifie peu l'égalité  $m_1 \simeq m_2$  si  $\tan \beta$  est grand. La brisure électrofaible nécessite alors un ajustement fin des paramètres pour que le dénominateur de l'expression 9.7 soit beaucoup plus petit que le numérateur :  $m_2^2 \simeq -\frac{1}{2}m_Z^2$ , ce qui est peu naturel.

Dans le MSSM, la désintégration  $b \rightarrow s\gamma$  fait intervenir des boucles (Higgs chargé-top) et (chargino-stop) dont les amplitudes sont proportionnelles à  $\tan \beta$ , en plus des boucles ( $W$ -top) du modèle standard. La valeur mesurée à CLEO [123] du rapport d'embranchement,

$$Br(b \rightarrow s\gamma) = (3.15 \pm 0.54) \times 10^{-4}, \quad (9.8)$$

contraint fortement les modèles avec  $\tan \beta$  grand. La conséquence de ces contraintes [124] est un spectre de masses élevées (de 1 à 2 TeV/ $c^2$ ) pour les particules supersymétriques, ce qui remet en cause l'argument d'ajustement fin des divergences quadratiques du secteur de Higgs. Même si on autorise des masses élevées, les résultats de l'ajustement ( $\chi^2$ ) réalisé par les auteurs de la référence [124] défavorisent les grands  $\tan \beta$ .

### 9.5.3 Discussion des résultats

Les contraintes venant du LEP semblent exclure la région des petits  $\tan \beta$  et par la même occasion, le scénario point fixe infra-rouge le plus favorisé. Cependant, l'interprétation des résultats de LEP et les résultats théoriques sur le point fixe infra-rouge à bas  $\tan \beta$  reposent sur un certain nombre de suppositions. Il est donc intéressant de relâcher les contraintes théoriques et d'examiner le domaine de validité du scénario IFP.

Les auteurs de la référence [125] estiment ainsi que la masse du boson de Higgs léger dans le scénario IFP vaut

$$m_h = 92.7_{-4.9}^{+10.1} \pm 5 \pm 0.4 \text{ GeV}/c^2 \quad (M_{\text{SUSY}} = 1 \text{ TeV}). \quad (9.9)$$

La première incertitude vient du relâchement de l'universalité, tandis que la seconde et la troisième viennent des incertitudes expérimentales sur la masse du top et la valeur du couplage fort,  $\alpha_s(m_Z)$ . La limite obtenue par LEP exclut donc ce scénario, même si on se place dans le cas le plus pessimiste où toutes les incertitudes s'ajoutent positivement. Finalement, la seule manière qui permette à la solution IFP d'être encore compatible avec les résultats expérimentaux, consiste à augmenter la masse des stops à environ 2 TeV ce qui augmente la valeur centrale de l'expression précédente d'environ 5 GeV/ $c^2$ . On se retrouve alors avec un spectre de squarks lourds qui tend à contredire l'argument d'ajustement fin des divergences quadratiques du secteur des Higgs de la section 1.4.2.

Nous concluons donc que le LEP exclut presque certainement le cas d'un MSSM avec une valeur de  $\tan\beta$  proche de 1. Seule une situation pour laquelle toutes les incertitudes s'ajoutent dans le même sens permet de sauver un MSSM à petit  $\tan\beta$  et le scénario point fixe infra-rouge.

Le scénario à grand  $\tan\beta$  semble donc à présent plus probable. Pour remédier au problème d'ajustement fin qu'il engendre, le consensus actuel veut qu'on relâche les contraintes d'universalité des termes de brisure douce. Cela est d'autant plus justifié que pour les grands  $\tan\beta$  on peut imaginer un scénario de grande unification par une théorie de jauge  $SO(10)$  qui est le cadre d'une triple unification des couplages de Yukawa du top du bottom et du  $\tau$ . Cette symétrie réalisée au dessus de l'échelle GUT se brise en une symétrie  $SU(5)$  à l'échelle GUT, ce qui entraîne une évolution des termes de brisure douce entre ces deux échelles et une non-universalité effective à l'échelle GUT.

## 9.6 Perspectives sur la recherche du Higgs

Pour l'heure, les bosons de Higgs n'ont donc pas été découverts au LEP. Les recherches vont cependant se poursuivre pendant la dernière année de fonctionnement du LEP en 2000.

Si elles sont infructueuses, les collisionneurs hadroniques qui vont être mis en service dans les prochaines années, ont pour objectif la mise en évidence des bosons de Higgs. En supposant une découverte, il faudrait aussi prouver que le mécanisme de brisure électrofaible est bien celui du modèle standard (ou du MSSM). Pour cela il faut aussi songer à étudier les propriétés des bosons de Higgs, notamment les rapports d'embranchement, les couplages aux bosons de jauge, et surtout les couplages à trois bosons de Higgs (paramètre  $\lambda$  du modèle standard). Ces études sont certainement hors de portée du LEP, mais constituent des sujets de physiques prioritaires pour les futurs collisionneurs.

### 9.6.1 Futur immédiat : Le LEP en 2000.

La dernière année de fonctionnement du LEP a pour objectif essentiel la recherche du boson de Higgs par Higgs-strahlung. Comme la sensibilité en masse dépend à la fois de l'énergie  $\sqrt{s}$  et de la luminosité intégrée, ces deux aspects doivent être optimisés simultanément. La référence [116] résume les prévisions des modes de fonctionnement du LEP en 2000.

#### Montée en énergie

1. On espère monter le gradient moyen par cavité à 7.5 MV/m.
2. On diminue la marge de fonctionnement (nombre de klystrons qui peuvent cesser de fonctionner sans impliquer une perte du faisceau).
3. Pour réduire le bruit de fond du faisceau et augmenter la luminosité, les cavités RF fonctionnaient à 100 Hz au dessus de la fréquence optimale en 1999. Mais cela modifie l'orbite des faisceaux et leur fait perdre 200 MeV. D'autre part, cela

augmente la dispersion en énergie des particules, ce qui fait perdre 65 MV de pouvoir accélérateur. On prévoit donc de diminuer la fréquence des cavités de 100 Hz.

4. On étale le champ magnétique perçu par les électrons en utilisant des correcteurs de trajectoire horizontaux qui n'étaient pas branchés auparavant. Ceci a pour effet d'augmenter la courbure moyenne de la trajectoire des électrons et diminue donc le rayonnement synchrotron.
5. On ajoute huit cavités en cuivre.

Les gains prévus par faisceau sont de (1) 1 GeV, (2) 1.4 GeV, (3) 700 MeV, (4) 200 MeV, (5) 200 MeV.

### Luminosité

1. On essaie de réduire au minimum le délai entre les remplissages.
2. Le mode de fonctionnement sera  $2 \times 2$  paquets, en doublant le nombre d'électrons par paquet, ce qui doit faire gagner un facteur 2 (formule 2.1). Mais le gain reste hypothétique car la haute intensité par paquet risque d'augmenter le temps d'injection des faisceaux.
3. Grâce à une montée graduelle (mini-ramp), on utilise un même faisceau à plusieurs énergies. Ceci permet de réduire le temps d'inactivité moyen dû aux réinjections des faisceaux plus nombreuses quand ils sont plus instables aux plus hautes énergies. D'autre part, le courant maximum  $I_{max}$  que peut supporter le LEP est une fonction décroissante de l'énergie. Les montées graduelles permettent, au fur et à mesure que les collisions consomment les électrons, de fonctionner à l'intensité maximale, c'est-à-dire à la luminosité maximale pour une énergie donnée.

### Prévisions

D'après la référence [116], si tous les facteurs précédents sont réunis, la sensibilité du LEP en 2000 pour le Higgs-strahlung sera de  $7 \text{ GeV}/c^2$  supérieure à celle de l'année précédente, tant en découverte qu'en exclusion. Elle s'élèvera donc à  $116 \text{ GeV}/c^2$  pour l'exclusion et la découverte à  $3\sigma$  et à  $113 \text{ GeV}/c^2$  pour la découverte à  $5\sigma$ . Si aucun signal n'est observé, on peut souligner qu'il deviendra extrêmement difficile de trouver les arguments permettant de sauver le scénario point-fixe infra-rouge à bas  $\tan \beta$ .

La recherche de la production associée de  $h$  et  $A$  repose en grande partie sur la luminosité intégrée. Vue la grande luminosité totale intégrée par les quatre collaborations LEP en 1998 et 1999, les conditions de fonctionnement en 2000 ne devraient pas permettre d'améliorer la sensibilité aux grandes valeurs de  $\tan \beta$  de plus de  $1 \text{ GeV}/c^2$ . La figure 9.8 montre la sensibilité dans le plan  $(m_h, \tan \beta)$  obtenue avec les données de 2000 et le scénario de fonctionnement le plus optimiste.

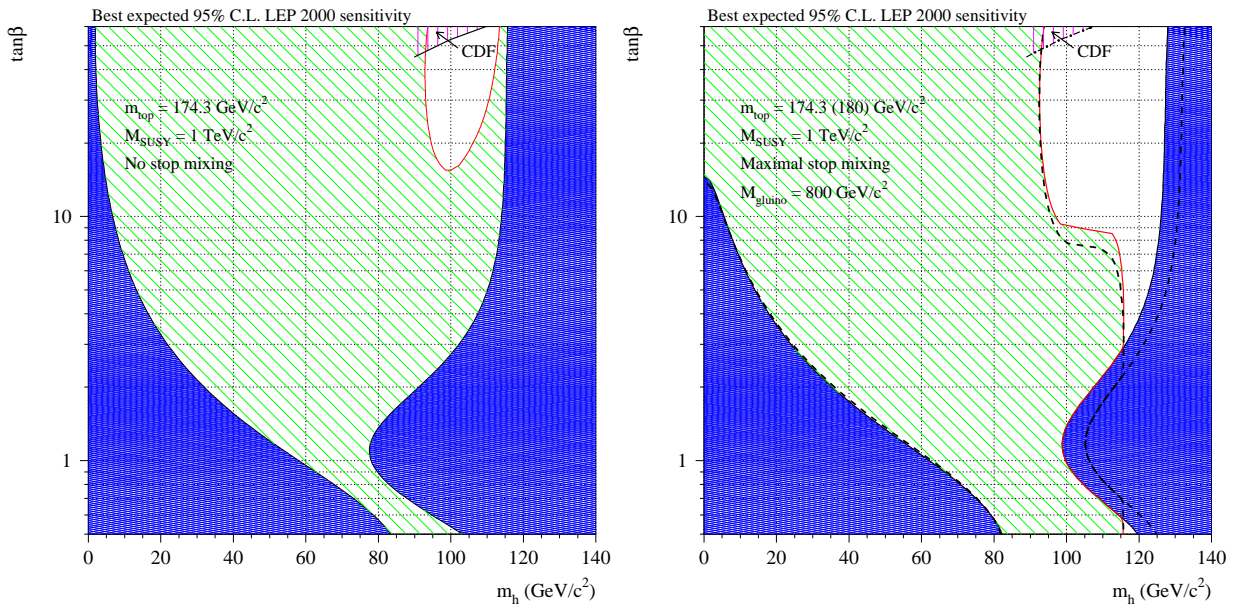


FIG. 9.8: Sensibilité en exclusion dans le plan  $(m_h, \tan\beta)$  calculée par l'auteur de la référence [116]. L'hypothèse de fonctionnement optimale du LEP en 2000 est supposée pour les deux scénarios : "pas de mélange" et " $m_h$  maximum".

### 9.6.2 Le Tevatron

Le Tevatron doit fonctionner à partir de 2001 dans la phase dite RUN2 à  $\sqrt{s}=2$  TeV. Dans les collisions proton-antiproton, le processus de production principal de Higgs est la fusion de gluons [126]. Mais, à cause des bruits de fond, on recherche plutôt le Higgsstrahlung :  $q\bar{q} \rightarrow hZ$  et  $q\bar{q}' \rightarrow hW$ . La sensibilité obtenue est très dépendante de la luminosité totale intégrée. Si au bout de trois ans, le fonctionnement nominal est atteint ( $2 \text{ fb}^{-1}$ ), les deux expériences du Tevatron, CDF et D0, ne sont pas plus sensibles que le LEP. Par contre, ce domaine s'étend largement si on atteint des luminosités supérieures, comme le montre la figure 9.9.

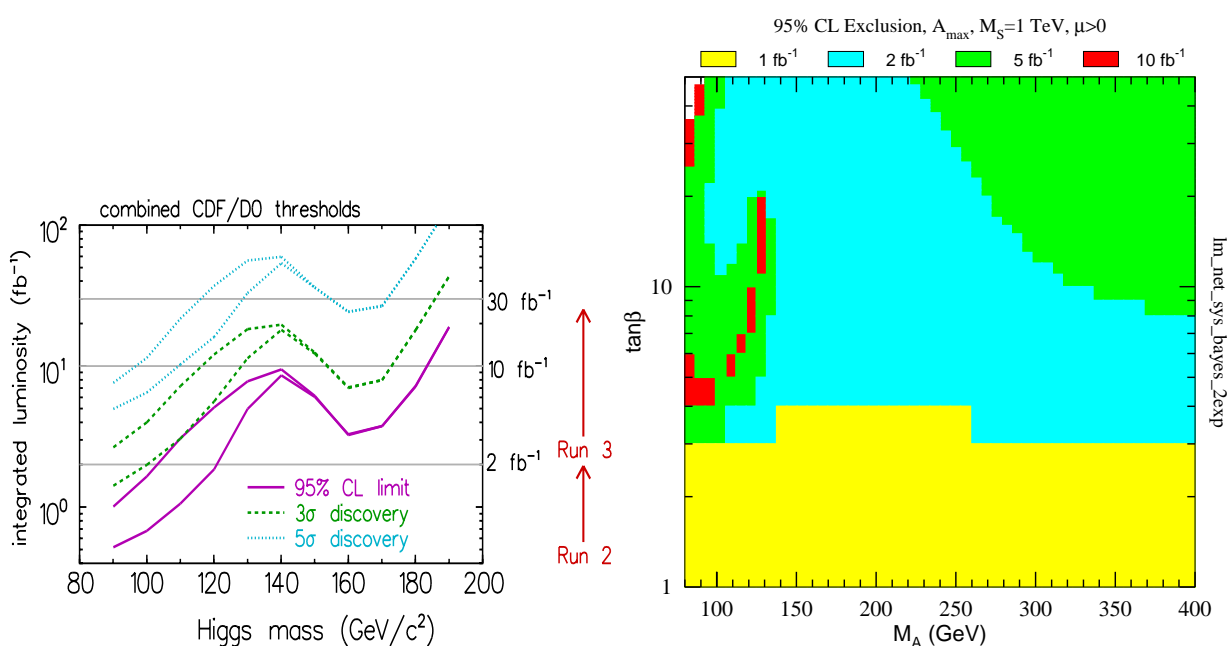


FIG. 9.9: A gauche, Sensibilité du RUN2 du Tevatron au Higgs standard. Au-delà de 140 GeV/c<sup>2</sup>, la sensibilité augmente grâce au canal  $h \rightarrow WW^*$  qui devient dominant. A droite, sensibilité en exclusion en fonction de la luminosité dans le plan  $(m_A, \tan \beta)$  du MSSM (figure extraite de [126]).

De la même façon qu'au LEP, rechercher le boson de Higgs du modèle standard permet de couvrir une certaine portion de l'espace des paramètres du MSSM. La recherche de signatures purement MSSM est également envisagée, comme par exemple la production de  $hbb$ . Si on ne se trouve pas dans le régime de découplage, la section efficace de ce processus augmente fortement avec  $\tan \beta$  grâce au couplage  $hbb$  qui croît comme  $\tan \beta$ . La recherche de ce processus dans les données du RUN1 a déjà permis d'exclure un domaine du plan  $(m_h, \tan \beta)$  qu'on voit apparaître sur la figure 9.8.

Au final, le Tevatron ne peut considérablement étendre le domaine couvert par le LEP que si une luminosité de l'ordre de  $20 \text{ fb}^{-1}$  est atteinte, comme le montre la figure 9.9.

### 9.6.3 Le LHC

Ce collisionneur proton-proton devrait être mis en service en 2005. Les deux expériences, ATLAS et CMS, doivent permettre d'exclure ou de découvrir le Higgs standard quelque soit sa masse de 100 à 800 GeV. Le processus de production est la fusion de gluons. Suivant sa masse, la voie de désintégration principale du boson de Higgs standard change. Comme on peut le voir sur la figure 9.10, extraite de la référence [127], le "canal en or" est  $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ , qui correspond à des masses de Higgs supérieures à  $2 \times M_Z$ .

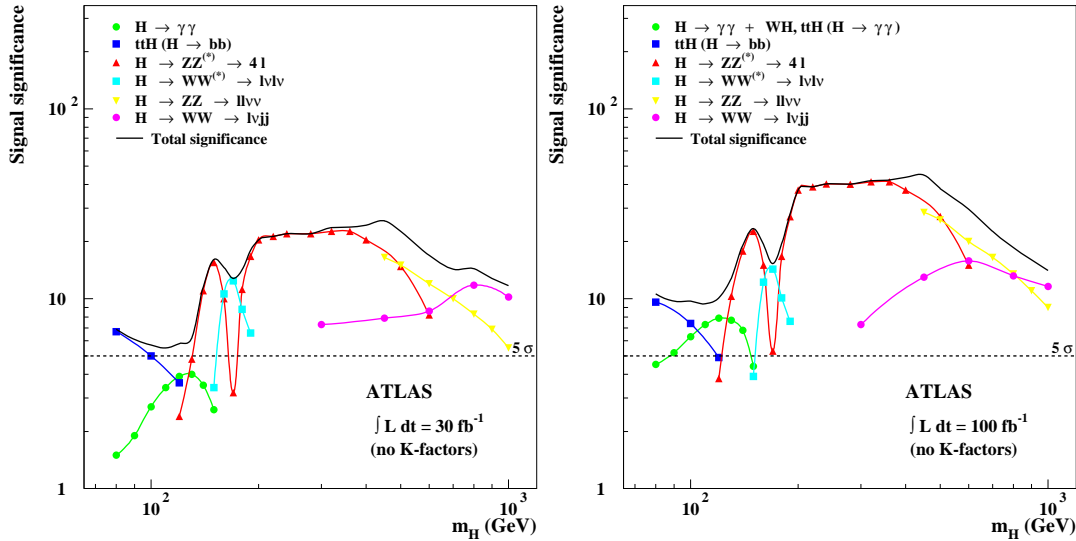


FIG. 9.10: Sensibilité au boson de Higgs standard de l'expérience ATLAS.

Une grande luminosité intégrée, correspondant à trois années de fonctionnement à haute luminosité, est nécessaire pour réellement couvrir l'ensemble des paramètres du MSSM, comme le montre la figure 9.11.

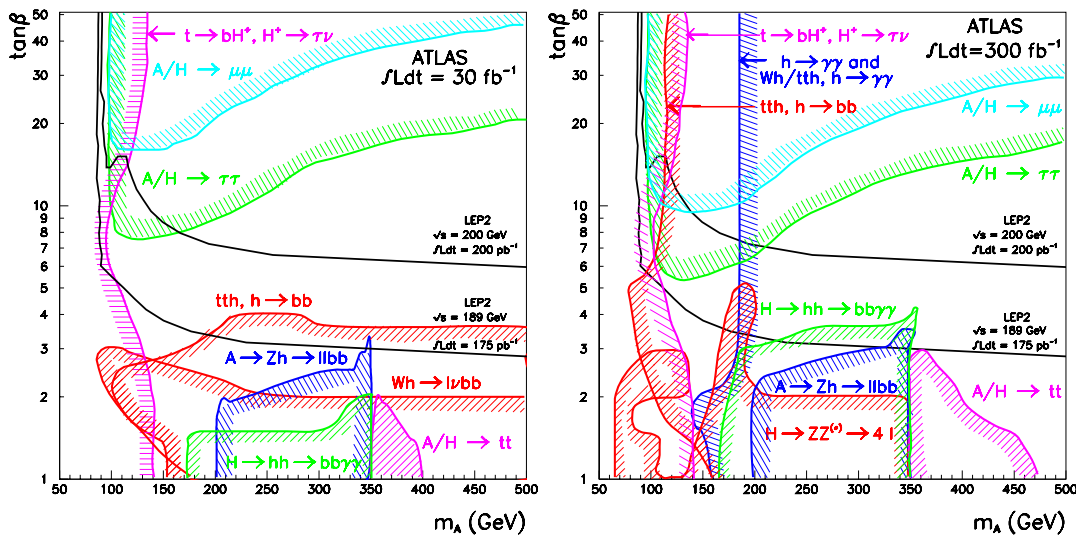


FIG. 9.11: Sensibilité aux bosons de Higgs du MSSM dans l'expérience ATLAS.

### 9.6.4 Les collisionneurs linéaires $e^+e^-$

Ces accélérateurs ne sont pour l'instant que des projets. Ils devraient pouvoir atteindre une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s}=800$  GeV. L'environnement étant beaucoup plus propre que pour les collisionneurs hadroniques, ils devraient permettre d'étudier les propriétés des bosons de Higgs, comme les rapports d'embranchement ou le couplage à trois bosons. Un tel collisionneur devraient aussi permettre d'explorer complètement l'espace des paramètres du MSSM.

### 9.6.5 Le collisionneur à muons

Les muons étant beaucoup plus massifs que les électrons, le rayonnement synchrotron d'un accélérateur circulaire à muons est beaucoup plus faible et le couplage au boson de Higgs est beaucoup plus important. Ainsi, un collisionneur [14] à muons pourrait fonctionner comme une usine à boson de Higgs produits par résonance, de la même manière que le LEP a fonctionné en usine à bosons  $Z^0$ . Un tel collisionneur permettrait également des mesures de précision du secteur de Higgs du modèle standard et du MSSM.

## 9.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce mémoire une analyse des données enregistrées dans ALEPH en 1998 et 1999 de  $\sqrt{s}=189$  à 202 GeV. Cette analyse vise à sélectionner les candidats à quatre jets signant la production de bosons de Higgs du modèle standard ou du modèle supersymétrique minimal (MSSM) par Higgs-strahlung ou production associée :  $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  et  $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ .

En appliquant ces analyses sur les données, aucun excès d'événements révélant la présence d'un signal n'est observé. Ceci conduit à contraindre la masse du boson de Higgs standard et l'espace des paramètres possibles du MSSM. Comme on observe un déficit de candidats par rapport au bruit de fond attendu, les limites obtenues à 95% de niveau de confiance sont un peu supérieures aux sensibilités attendues. Ces limites sont :  $m_h > 107.4$  GeV/ $c^2$  dans le modèle standard,  $m_h > 91.4$  GeV/ $c^2$  dans le MSSM.

En outre, pour les valeurs de référence des paramètres du MSSM, l'intervalle  $0.8 < \tan\beta < 1.9$  ainsi que le scénario point fixe infra-rouge à bas  $\tan\beta$  sont exclus. Cette dernière affirmation peut cependant être remise en cause si on tient compte de l'incertitude sur la masse du quark top et des suppositions faites sur les masses des stops.

En 1996, les bosons de Higgs neutres avaient été recherchés dans les données du LEP jusqu'à  $\sqrt{s}=172$  GeV. Les limites d'ALEPH sur la masse des bosons étaient :  $m_h > 70.7$  GeV/ $c^2$  (modèle standard) et  $m_A, m_h > 62.5$  GeV/ $c^2$  (MSSM). Grâce à la montée en énergie qui a suivi, les campagnes de prises de données du LEP ont permis avec succès de balayer respectivement 35 et 30 GeV/ $c^2$  du domaine de masse possible pour les Higgs du modèle standard et du MSSM. Les bosons de Higgs n'ont toujours pas été découverts, mais le fonctionnement du LEP en 2000 et surtout les futurs collisionneurs permettront certainement de les observer et d'étudier le mécanisme par lequel les particules élémentaires acquièrent leur masse.





# Bibliographie

- [1] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, “*Gauge theory of elementary particle physics*”, Oxford University Press.
- [2] Fermi, E., Nuovo Cimento **11** (1934) 1.  
Fermi, E., Z. Phys. **88** (1934) 161.
- [3] Yang, C., Mills, R., Phys. Rev. **D96** (1954) 191.
- [4] Glashow, S. L., Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [5] Salam, A., Ward, J.C., Phys. Rev. **D13** (1964) 168.
- [6] Weinberg, S., Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264,  
Salam, A. in *Elementary particle physics*, ed N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, 1968).
- [7] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [8] t’ Hooft, G., Nucl. Phys. **B33** (1971) 173, Nucl. Phys. **B35** (1971) 167.
- [9] F. J. Hasert *et al.*, “*Search for elastic muon neutrino electron scattering*,” Phys. Lett. **B46** (1973) 121.
- [10] The UA1 collaboration, “*Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s}=540$  GeV*”, Phys. Lett. **B122** (1983) 103.  
The UA2 collaboration, “*Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN  $p\bar{p}$  collider*.”, Phys. Lett. **B122** (1983) 398.
- [11] The UA1 collaboration, “*Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c<sup>2</sup> at the CERN SPS collider*.”, Phys. Lett. **B126** (1983) 398.
- [12] K. Kaneyuki [Super-Kamiokande Collaboration], “*Observation of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande and the neutrino oscillation parameters*,” Prepared for 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC 99), Salt Lake City, Utah, 17-25 Aug 1999. . Lett. **B260** (1991) 131.
- [13] Weyl, H., Z. Phys. **C56** (1929) 330.

- [14] voir par exemple B. Autin, A. Blondel and J. Ellis, “*Prospective study of muon storage rings at CERN*”, CERN-99-02.
- [15] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, “*HDECAY: A program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension*”, Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56 [hep-ph/9704448].
- [16] Quiros, M., “*Constraints on the Higgs bosons properties from the effective potential*”, Perspectives on Higgs Physics II, Ed. G.L. Kane, World Scientific, Singapore [hep-ph 9703412].
- [17] M. Veltman “*Reflections on the Higgs system*”, Lectures given in the Academic training Programme of CERN 1996-1997, CERN 97-05.
- [18] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson “*The Higgs Hunter’s Guide*”, Frontier in Physics Series (Vol 80), Addison-Wesley.
- [19] M.Veltman, Acta Phys. Pol., **B8** (1977) 475.
- [20] Jérôme Schwindling, “*La recherche du boson de Higgs dans l’expérience ALEPH au LEP*”, Thèse DAPNIA/SPP/92-26.
- [21] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Mass limit for the standard model Higgs boson with the full LEP-1 ALEPH data sample*”, Phys. Lett. **B384** (1996) 427.
- [22] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Search for the neutral Higgs bosons of the MSSM in  $e^+ e^-$  collisions at  $s^{**}(1/2)$  from 130-GeV to 172-GeV*”, Phys. Lett. **B412** (1997) 173.
- [23] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Search for the standard model Higgs boson in  $e^+ e^-$  collisions at  $s^{**}(1/2) = 161\text{-GeV}$ ,  $170\text{-GeV}$  and  $172\text{-GeV}$* ”, Phys. Lett. **B412** (1997) 155.
- [24] LEP-SLD Electroweak Working Group, résultats présentés à la conférence Moriond 2000, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>.
- [25] S. Eidelman and F. Jegerlehner, “*Hadronic contributions to  $g-2$  of the leptons and to the effective fine structure constant  $\alpha(M(Z)^{**2})$* ”, Z. Phys. **C67** (1995) 585 [hep-ph/9502298].
- [26] M. Davier and A. Hocker, “*New results on the hadronic contributions to  $\alpha(M(Z)^{**2})$  and to  $(g-2)(\mu)$* ”, Phys. Lett. **B435** (1998) 427 [hep-ph/9805470].
- [27] S. Coleman and J. Mandula, “*All Possible Symmetries Of The S Matrix*”, Phys. Rev. **159** (1967) 1251.
- [28] P. Fayet and S. Ferrara, “*Supersymmetry*”, Phys. Rept. **32** (1977) 249.
- [29] L. O’Raifeartaigh, “*Spontaneous Symmetry Breaking For Chiral Scalar Superfields*”, Nucl. Phys. **B96** (1975) 331.

- 
- [30] P. Fayet and J. Iliopoulos, “*Spontaneously Broken Supergauge Symmetries And Goldstone Spinors*,” Phys. Lett. **B51** (1974) 461.
- [31] The Aleph Collaboration, “*Searches for sleptons and quarks in  $e^+e^-$  collisions at 189 GeV*”, Phys. Lett. **B469** (1999) 303.  
The Aleph Collaboration, “*Search for charginos and neutralinos in  $e^+e^-$  collisions at centre-of-mass energies near 183 GeV and constraints on the MSSM parameter space*”, Eur. Phys. Jour. **C 11** (1999) 193-216.
- [32] R. Barbieri, S. Ferrara and C. A. Savoy, “*Gauge Models With Spontaneously Broken Local Supersymmetry*,” Phys. Lett. **B119** (1982) 343.
- [33] A. H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, “*Locally Supersymmetric Grand Unification*,” Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 970.
- [34] P. Fayet, “*Supergauge Invariant Extension Of The Higgs Mechanism And A Model For The Electron And Its Neutrino*,” Nucl. Phys. **B90** (1975) 104.
- [35] S. Dawson, “*Susy and Such*”, hep-ph 9612229.
- [36] S. L. Adler, “*Axial Vector Vertex In Spinor Electrodynamics*”, Phys. Rev. **177** (1969) 2426.  
J. S. Bell and R. Jackiw, “*A Pcac Puzzle:  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  In The Sigma Model*”, Nuovo Cim. **60A** (1969) 47.
- [37] M. Drees, “*An introduction to Supersymmetry*”, kek-th-501, hep-ph 9611409.
- [38] I Simonsen, “*A review of minimal supersymmetric electroweak theory*”, hep-ph 9506369.
- [39] S. Coleman and E. Weinberg, “*Radiative Corrections As The Origin Of Spontaneous Symmetry Breaking*,” Phys. Rev. **D7** (1973) 1888.
- [40] T. Yanagida, “*Upper bound of the lightest Higgs boson mass in the minimal supersymmetric standard model*”, Prog. Theor. Phys. **85** (1991) 1.  
J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, “*Radiative corrections to the masses of supersymmetric Higgs bosons*”, Phys. Lett. **B257** (1991) 83.  
H. E. Haber and R. Hempfling, “*Can the mass of the lightest Higgs boson of the minimal supersymmetric model be larger than  $m(Z)$  ?*”, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1815.  
M. S. Berger, “*Radiative Corrections To Higgs Boson Mass Sum Rules In The Minimal Supersymmetric Extension To The Standard Model*”, Phys. Rev. **D41** (1990) 225.
- [41] R. Barbieri, M. Frigeni and F. Caravaglios, “*The Supersymmetric Higgs for heavy superpartners*”, Phys. Lett. **B258** (1991) 167.  
Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, “*Renormalization group analysis on the Higgs mass in the softly broken supersymmetric standard model*”, Phys. Lett. **B262**
-

(1991) 54.

J. R. Espinosa and M. Quiros, “*Two loop radiative corrections to the mass of the lightest Higgs boson in supersymmetric standard models*”, Phys. Lett. **B266** (1991) 389.

K. Sasaki, M. Carena and C. E. Wagner, “*Renormalization group analysis of the Higgs sector in the minimal supersymmetric standard model*”, Nucl. Phys. **B381** (1992) 66.

P. H. Chankowski, S. Pokorski and J. Rosiek, “*Is the lightest supersymmetric Higgs Boson distinguishable from the minimal standard model one?*”, Phys. Lett. **B281** (1992) 100.

[42] J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, “*On radiative corrections to supersymmetric Higgs boson masses and their implications for LEP searches*”, Phys. Lett. **B262** (1991) 477.

[43] R. Barbieri and M. Frigeni, “*The Supersymmetric Higgs searches at LEP after radiative corrections*”, Phys. Lett. **B258** (1991) 395.

D. M. Pierce, A. Papadopoulos and S. Johnson, “*Limits on the CP even Higgs boson masses in the MSSM*”, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3678.

[44] A. Yamada, “*Radiative corrections to the Higgs masses in the minimal supersymmetric standard model*”, Phys. Lett. **B263** (1991) 233.

P. H. Chankowski, S. Pokorski and J. Rosiek, “*Charged and neutral supersymmetric Higgs boson masses: Complete one loop analysis*”, Phys. Lett. **B274** (1992) 191.

P. H. Chankowski, S. Pokorski and J. Rosiek, “*One loop corrections to the supersymmetric Higgs boson couplings and LEP phenomenology*”, Phys. Lett. **B286** (1992) 307.

A. Brignole, “*Radiative corrections to the supersymmetric charged Higgs boson mass*”, Phys. Lett. **B277** (1992) 313.

D. Pierce and A. Papadopoulos, “*Radiative corrections to the Higgs boson decay rate  $\Gamma(H \rightarrow Z Z)$  in the minimal supersymmetric model*”, Phys. Rev. **D47** (1993) 222.

[45] M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quiros and C. E. Wagner, “*Analytical expressions for radiatively corrected Higgs masses and couplings in the MSSM*” Phys. Lett. **B355** (1995) 209, [hep-ph/9504316].

[46] M. Carena, M. Quiros and C. E. Wagner, “*Effective potential methods and the Higgs mass spectrum in the MSSM*”, Nucl. Phys. **B461** (1996) 407, [hep-ph/9508343].

[47] M. Carena *et al.*, “*Higgs Physics at LEP2,*”, in “*Physics at LEP2,*”, Eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01 [hep-ph/9602250].

[48] P. Janot, “*The HZHA generator*”, in “*Physics at LEP2,*”, Eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01.

- 
- [49] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, “*The mass of the lightest MSSM Higgs boson: A compact analytical expression at the two-loop level,*” Phys. Lett. **B455** (1999) 179, [hep-ph/9903404].
- [50] M. Carena, H. E. Haber, S. Heinemeyer, W. Hollik, C. E. Wagner and G. Weiglein, “*Reconciling the two-loop diagrammatic and effective field theory computations of the mass of the lightest CP-even Higgs boson in the MSSM*”, hep-ph/0001002.
- [51] M. Carena, S. Heinemeyer, C. E. Wagner and G. Weiglein, “*Suggestions for improved benchmark scenarios for Higgs-boson searches at LEP2*”, hep-ph/9912223.
- [52] S.F. King, P.L. White, Phys. Lett. **D53** (1996) 4049.  
M. Drees, Int. J. Mod. Phys. **A4** (1989) 3635.
- [53] D. Schaile, “*Precision test of the Electroweak Interaction*”, Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [54] The CDF collaboration, F. Abe *et al.*, “*Evidence for the top quark production in  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s}=1.8$  TeV.*”, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 225.
- [55] Andy Butterworth, “*LEP status and performance in 1999*”, talk to LEPC, Nov 1999.
- [56] A. Bonissent, *et al.*, “*Alignment of the upgraded VDET at LEP2*”, ALEPH 97-116 MINIV 97-005.
- [57] G. Sguazzoni, *et al.*, “*Monitoring the stability of the ALEPH Vertex Detector.*”, 6th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Villa Olmo, Como, 5-9 October 1998.
- [58] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Performance of the ALEPH detector at LEP*”, Nucl. Instrum. Meth. **A360** (1995) 481.
- [59] A. Rouge “*On the reconstruction of Photon Energy (GAMPEX Calibration)*”, ALEPH 94-057 PHYSIC 94-051.
- [60] C. Caso *et al.*, “*Review of particle physics*”, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.
- [61] A. Ali, J. G. Korner, Z. Kunszt, E. Pietarinen, G. Kramer, G. Schierholz and J. Willrodt, Nucl. Phys. **B167** (1980) 454.  
R. K. Ellis, D. A. Ross and A. E. Terrano, Nucl. Phys. **B178** (1981) 421.  
F. Gutbrod, G. Kramer and G. Schierholz, Z. Phys. **C21** (1984) 235.
- [62] M. Bengtsson and T. Sjostrand, Phys. Lett. **B185** (1987) 435.
- [63] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (77) 298.
- [64] T. Sjostrand and M. Bengtsson, “*The Lund Monte Carlo For Jet Fragmentation And  $E+ E-$  Physics: Jetset Version 6.3: An Update*”, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.
-

- [65] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, “*Scaling Violations In Inclusive  $E^+ E^-$  Annihilation Spectra*”, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.
- [66] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Study of charm production in Z decays*”, hep-ex/9909032, CERN-EP/99-094, soumis à European Physical Journal C.
- [67] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Measurement of the effective b quark fragmentation function at the Z resonance*”, Phys. Lett. **B357** (1995) 699.
- [68] P. Janot, “*How should we organize the Higgs Safari ?*”, Proceeding of the 9th SPS and LEP performance workshop, Chamonix-Jan 1999.
- [69] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. Ward and Z. Was, “*Monte Carlo program KoralW 1.42 for all four-fermion final states in  $e^+ e^-$  collisions*”, Comput. Phys. Commun. **119** (1999) 272, [hep-ph/9906277]
- [70] T. Sjostrand, “*PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual*”, hep-ph/9508391.
- [71] S. Jadach, B. F. Ward and Z. Was, “*The Monte Carlo program KORALZ, version 4.0, for the lepton or quark pair production at LEP / SLC energies*”, Comput. Phys. Commun. **79** (1994) 503.
- [72] Y.L. Dokshitzer, “*Workshops on jets at LEP and HERA* ”, Durham (1990).  
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432.  
N. Brown, W.J. Stirling Z. Phys. **C53** (1992) 629.  
S. Bethke, *et al.*, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310.
- [73] J.D. Bjorken and S.J. Brodsky. Phys. Rev. **D1** (1970) 1416;  
G. Hanson *et al.* (SLAC-LBL Collab.), Phys. Rev.Lett. **35** (1975) 1609.
- [74] S.L. Wu and G. Zoebnering, Z. Phys. **C2** (1979) 107.
- [75] David Brown, “*QFNDIP, a primary vertex finder*”, ALEPH 92-47, PHYSIC 92-42.
- [76] David Brown et Markus Frank, “*Tagging b hadrons using track impact parameters*”, ALEPH 92-135, PHYSIC 92-124.
- [77] Thomas S. Mattison, “*QVSRCH, A tool for inclusive secondary vertex finding*”, ALEPH 92-173, PHYSIC 92-155.
- [78] Christopher M. Bishop, *Neural Networks for Pattern Recognition*, Oxford University Press (1995).
- [79] C. Peterson, T. Roegvaldsson, L. Loennblad, “*JETNET 3.0 : a versatile artificial neural network package*”, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 185.
- [80] J. Schwindling and B. Mansoulié, “*MLPfit: A tool to design and use Multi-layer Perceptrons*”, <http://home.cern.ch/~schwind/MLPfit.html>.

- 
- [81] K. Hornik, “*Multilayer feedforward networks are universal approximators*”, Neural Networks, 2 (1989) 359.
- [82] B. Fabbro, “*Linear discriminant analysis with a stepwise method*”, ALEPH 97-012, PHYSIC 97-009.
- [83] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Search for the standard model Higgs boson at the LEP2 collider near  $s^{*}(1/2) = 183\text{-GeV}$* ”, Phys. Lett. **B440** (1998) 403, [hep-ex/9811032].
- [84] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Searches for the neutral Higgs bosons of the MSSM in  $e+e-$  collisions at centre-of-mass energies of 181 GeV to 184 GeV*”, Phys. Lett. **B440** (1998) 419.
- [85] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Search for an invisibly decaying Higgs boson in  $e+e-$  collisions at 189-GeV*”, Phys. Lett. **B466** (1999) 50.
- [86] Communication de Steve Armstrong à la réunion Higgs ALEPH, 4 février 1998.
- [87] B. Tuchming, “*A four-variable neural network for b-tagging. Application to the search for  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  at  $\sqrt{s} = 189\text{ GeV}$ .*” ALEPH 99-040, PHYSIC 99-018.
- [88] B. Tuchming, “*Two dimensional fits of Higgs mass shapes as a function of the Higgs mass with neural networks.*”, ALEPH 99-073, PHYSIC 99-027.
- [89] A. Tilquin, “*Constrained fit and Initial State Radiation in Four Jet Events at LEP2*”, ALEPH 95-129, PHYSIC 95-111.
- [90] A. Read, “*Optimal Statistical Analysis of Search Results based on the Likelihood Ratio and its Application to the Search of the MSM Higgs Boson at  $\sqrt{s} = 161$  and 172 GeV*”, DELPHI note 97-158, PHYS 737 (1997).
- [91] P. Janot and F. Le Dieberder, “*Optimally combined confidence limits*”, Nucl. Instrum. Methods **A411** (1998) 449.
- [92] H. Hu, J. Nielsen, “*Analytic Confidence Level Calculations using the Likelihood Ratio and Fourier Transform*” ALEPH 99-031, PHYSIC99-010
- [93] S. Jin, P. Mc Namara; “*A Proposed Limit Setting Method*”, ALEPH 97-095, PHYSIC 97-085, hep-ph/9812030
- [94] R. D. Cousins and V. L. Highland, “*Incorporating systematic uncertainties into an upper limit*”, Nucl. Instrum. Meth. **A320** (1992) 331.
- [95] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs bosons searches, “*Searches for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202 GeV.*” ALEPH 2000-028 CONF 2000-023, DELPHI 2000-050 CONF 365, L3 note 225, OPAL Technical Note TN646, Submitted to “Rencontres de Moriond”, Les Arcs, France, March 11-25, 2000.
-

- [96] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Measurement of W-pair production in  $e^+e^-$  collisions at 189 GeV*”, To be submitted to Physics Letters B.
- [97] W. Beenakker, F. A. Berends and A. P. Chapovsky, “*Radiative corrections to pair production of unstable particles: Results for  $e^+e^- \rightarrow 4\text{fermions}$* ”, Nucl. Phys. **B548** (1999) 3, [hep-ph/9811481].
- [98] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. Ward and Z. Was, “*Exact  $O(\alpha)$  gauge invariant YFS exponentiated Monte Carlo for (un)stable  $W^+ W^-$  production at and beyond LEP2 energies*”, Phys. Lett. **B417** (1998) 326, [hep-ph/9705429].
- [99] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth and D. Wackerroth, “ *$O(\alpha)$  corrections to  $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow 4\text{fermions} (+\gamma)$ : First numerical results from RACCOONWW*”, Phys. Lett. **B475** (2000) 127, [hep-ph/9912261].
- [100] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Search for neutral Higgs bosons of the Standard Model and the MSSM in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s}=189$  GeV*”, CERN EP/2000-019, Submitted to European Physical Journal C.
- [101] DELPHI Collaboration, “*Limits on Higgs bosons masses and  $\tan\beta$  from a MSSM parameter scan at  $\sqrt{s} \leq 189\text{GeV}$* ”, CERN-EP/2000-045, Submitted to Physics Letters B.
- [102] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*A measurement of  $R_b$  using a lifetime-mass tag*”, Physics letters **B401** (1997) 163-175.
- [103] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*Search for neutral Higgs bosons of the Standard Model and the MSSM in  $e^+e^-$  collisions at centre-of-masse energies from 192 to 202 GeV*” ALEPH 00-006 CONF 00-003, February 28, 2000, to be submitted to Eur. Phys. J.
- [104] M. H. Seymour, “*Heavy quark pair multiplicity in  $e^+ e^-$  events*”, Nucl. Phys. **B436**, 163 (1995).
- [105] LEP-SLD Electroweak Working Group, “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, CERN-EP-2000-016.
- [106] P. Colas, “*Subsidiary sources of heavy quarks at LEP: Gluon splitting and onia*”, DAPNIA-SPP-98-01 Talk given at International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 97), Jerusalem, Israel, 19-26 Aug 1997.
- [107] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], “*A measurement of the gluon splitting rate into  $b$  anti- $b$  pairs in hadronic Z decays*”, Phys. Lett. **B434**, (1998) 437.
- [108] The DELPHI Collaboration, “*Measurement of the Multiplicity of Gluons Splitting to Bottom Quark Pairs in Hadronic Z Decays*”, Phys. Lett. **B405** (1997) 202.
- [109] The OPAL Collaboration, “*Measurement of the production rate of charm quark pairs from gluons hadronic Z decays*”, CERN-EP-99-089.



- 
- [110] D. J. Miller and M. H. Seymour, ‘ ‘*Secondary heavy quark pair production in  $e^+ e^-$  annihilation*’, Phys. Lett. **B435**, 213 (1998) [hep-ph/9805414].
- [111] The LEP Electroweak Working group, ‘ ‘*Presnetation of LEP Electroweak Heavy Flavour for Summer 1996 Conferences*’, LEPHF/96-01 ALEPH 96-099, DELPHI 96-67, L3 note 1969, OPAL TN391.
- [112] M. Kado, ‘ ‘*Recherche du boson de Higgs dans le canal à énergie manquante avec le détecteur ALEPH à LEP 2*’, thèse LAL 99-16.
- [113] J. B. de Vivie, ‘ ‘*Recherche du boson de Higgs invisibles à LEP2 et exploration de l’espace des paramètres du MSSM*’, thèse LAL 2000.
- [114] A. Kusenko, P. Langacker and G. Segre, ‘ ‘*Phase Transitions and Vacuum Tunneling Into Charge and Color Breaking Minima in the MSSM*’, Phys. Rev. **D54** (1996) 5824, [hep-ph/9602414].
- [115] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs bosons searches, ‘ ‘*Searches for Higgs bosons: Preliminary combined results from the four LEP experiments at  $\sqrt{s}=189$  GeV.*’ ALEPH 99-081 CONF 99-052, DELPHI 99-142 CONF 327, L3 note 2442, OPAL Technical Note TN614, Contributed paper for HEP-EPS’99 (Tampere), July 15-21, 1999.
- [116] P. Janot, ‘ ‘*Priorities for LEP in 2000*’ Proceeding of the 10th SPS and LEP performance workshop, Chamonix-Jan 2000.
- [117] R. Partridge, ‘ ‘*Heavy quark production and decay:  $t$ ,  $b$ , and onia*’, hep-ex/9811035.
- [118] M. S. Chanowitz, J. Ellis and M. K. Gaillard, ‘ ‘*The Price Of Natural Flavor Conservation In Neutral Weak Interactions*’, Nucl. Phys. **B128** (1977) 506.
- [119] J. A. Casas, J. R. Espinosa and H. E. Haber, ‘ ‘*The Higgs mass in the MSSM infrared fixed point scenario*’, Nucl. Phys. **B526** (1998) 3, [hep-ph/9801365].
- [120] W. de Boer, R. Ehret and D. I. Kazakov, ‘ ‘*Predictions of SUSY masses in the minimal supersymmetric grand unified theory*’, Z. Phys. **C67** (1995) 647, [hep-ph/9405342].
- [121] G. Auberson and G. Moulta, ‘ ‘*A convergent scheme for one-loop evolutions of the Yukawa couplings in the MSSM*’, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 331, [hep-ph/9907204].
- [122] M. Jurcisin and D. I. Kazakov, ‘ ‘*Infrared quasi fixed points and mass predictions in the MSSM. II: Large  $\tan(\beta)$  scenario*’, Mod. Phys. Lett. **A14** (1999) 671, [hep-ph/9902290].
- [123] CLEO Collaboration, ‘ ‘*Improved measurement of  $Br(b \rightarrow s\gamma)$* ’, CLEO CONF 98-17, ICHEP98 1011
-

- [124] W. de Boer, H. J. Grimm, A. V. Gladyshev and D. I. Kazakov, “*Higgs limit and  $b \rightarrow s$  gamma constraints in minimal supersymmetry*”, Phys. Lett. **B438** (1998) 281, [hep-ph/9805378].
- [125] S. Codoban, M. Jurcisin and D. Kazakov, “*Higgs mass prediction with non-universal soft supersymmetry breaking in MSSM*”, Phys. Lett. **B477** (2000) 223, [hep-ph/9912504].
- [126] Higgs Working Group report, editors M. Carena and J. Lykken, Fermilab publication, à paraître, disponible sur <http://fnth37.fnal.gov/higgs.html>.
- [127] “*ATLAS, detector and physics performance, technical design report.*”, CERN/LHCC/99-14, ATLAS TDR-14.

**Annexe**

**Ajustement de fonction par un  
réseau de neurones**

ALEPH 99-073  
PHYSIC 99-027  
July, 5 1999

**Two dimensional fits of Higgs mass shapes  
as a function of the Higgs mass  
with neural networks.**

**Boris Tuchming**

*CEA-Saclay  
DAPNIA/SPP  
91191 Gif/Yvette Cedex, France*

**Abstract**

Within the framework of Higgs searches the knowledge of p.d.f.'s that vary with the mass hypothesis are required for the calculation of exclusion confidence levels or likelihood estimators. This note presents two examples of neural networks fitting a set of histograms to obtain continuous two-dimensional functions. These examples are the reconstructed Higgs mass distributions of the hadronic final states:  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  and  $HZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ .

## 1 Introduction

The statistical interpretation of Higgs search results requires the knowledge of continuous probability density functions. Indeed, the p.d.f.  $\rho(m_{H_{\text{reco}}}|m_H)$  of the reconstructed Higgs mass  $m_{H_{\text{reco}}}$  for simulated signal events, at a given mass hypothesis  $m_H$ , is needed to gauge how much selected candidates from real data are signal-like. This information is then used to calculate the exclusion confidence level  $\text{CL}(m_H)$  (see [2] for an example of procedure). It would also be required in case of discovery for computing the discovery confidence level or fitting the Higgs mass with maximum likelihood calculations.

In the following, neural network techniques are used to fit such continuous two-dimensional functions from the available Monte Carlo. The results have been obtained with the help of the MLPfit package [1] which features powerful second order learning algorithms. Its usage is very simple and easy since a test version of the next Paw release incorporating an interface to MLPfit is publicly available.

## 2 Reminder on neural networks

The so called “feed-forward multilayer perceptron” is often used in particle physics for classification problems, like discrimination of a signal against the corresponding background. Its description is as follows:

Each layer  $l$  consists of a given number of nodes  $\{o_i^l, i = 1..n_l\}$ . The activation of the first layer is set to the input vector  $\vec{X} : o_i^1 = X_i$ . In the next layers, called hidden layers, the input of a node  $o_i^l$  is the sum, weighted by the factors  $w_{k,i}^l$ , of the states of the nodes,  $o_k^{l-1}$ , from the previous layer with a bias  $b_i^l$  and its output is given by :

$$o_i^l = f\left(\sum_{k=1}^{n_{l-1}} w_{k,i}^l o_k^{l-1} - b_i^l\right) \quad (1)$$

where  $f(x) = (1 + e^{-x})^{-1}$  stands for the so called sigmoid function. The same formula holds for the last layer which is the output layer, but the identity function <sup>1</sup>  $f(x) = x$  is used instead of the sigmoid.

In fact this kind of function is also able to approximate continuous functions or fit histograms. In the latter case, the  $\chi^2$  of the fit (See 3.1 for an example of  $\chi^2$ ) represents the neural network error function. The

---

<sup>1</sup>For classification problems, as the output should lie between 0 and 1, the sigmoid function is used for the output node. But when the output has no such constraint, like for extrapolation problems, the sigmoid is replaced by the identity function.

training of the neural network consists of varying the weights and biases to minimize this error. In the next section we fit two-dimensional histograms with two-hidden-layer perceptrons.

### 3 2D fit with a neural network

Two examples of Higgs mass shapes are taken from the search for the Minimal Supersymmetric Model final state  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  and the search for the Standard Model hadronic final state  $HZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ .

#### 3.1 Example with the channel $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$

The  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$  analysis [3] is applied to the  $hA$  Monte Carlo samples at  $\tan\beta = 10$  for which the two Higgs masses are almost equal:  $m_h \approx m_A$  ( $m_A = 65, 70, 75, 85, 90$  GeV/ $c^2$ ,  $\sqrt{s} = 188.6$  GeV). A set of histograms of the sum of reconstructed masses,  $m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}}$ , is then obtained. The architecture of the neural network is 2-4-4-1, which corresponds to 37 weights and biases to be determined. The  $\chi^2$  of the fit is:

$$\chi^2 = \sum_{m_A=65,\dots,90} \sum_{\text{bin } i} \frac{(b(i, m_A) - \mathcal{O}(m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}}, m_A))^2}{\sigma_{b(i, m_A)}^2} \quad (2)$$

where  $b(i, m_A)$  is the content of  $i$ th bin of the histogram obtained from the sample at  $m_A$ ,  $\sigma_{b(i, m_A)}^2$  is the corresponding error and  $\mathcal{O}(m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}}, m_A)$  the corresponding neural network output.

After the minimization, the  $\chi^2$  of the fit is 905 for 889 degrees of freedom ( $\frac{\chi^2}{\text{n.d.o.f.}} = 1.018$ ). The results of the fit are displayed in figures 1, 3 and 4. The fitted function can be seen to well model the linear dependance of the peak position as a function of the Higgs mass (Fig 2). Since the reconstructed masses are obtained after a rescaling, the spectrum should be bound by the kinematic threshold at  $m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}} = \sqrt{s}$ . The neural network also features this effect.

#### 3.2 Example with the channel $HZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$

The histograms of the reconstructed standard model Higgs mass are taken from the  $HZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  cut analysis [3] ( $m_H = 75, 85, 90, 95, 97.5, 100, 105, 110$  GeV/ $c^2$ ,  $\sqrt{s} = 188.6$  GeV). The neural network architecture is 2-5-5-1 which corresponds to 51 weights and biases. The error function is similar to eq. 2 where we replace  $(m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}}, m_A)$  by  $(m_H^{\text{reco}}, m_H)$ . After the minimization,

the  $\chi^2$  of the fit is 734.5 for 790 degrees of freedom ( $\frac{\chi^2}{\text{n.d.o.f.}} = 0.93$ ). This rather low value can be explained by low bin contents for low masses which exhibit non gaussian behaviour. If we recompute the  $\chi^2$  with a cut  $m_H^{\text{reco}} > 60$  GeV/c<sup>2</sup>, we obtain 495.2 for 452 degrees of freedom ( $\frac{\chi^2}{\text{n.d.o.f.}} = 1.09$ ), which is perhaps more acceptable. The results of the fit are displayed figure 5, 6 and 7. The reconstructed Higgs mass in fact corresponds to the sum of the two rescaled dijet masses minus the  $Z^0$  mass, 91.2 GeV/c<sup>2</sup>. It follows therefore that the reconstructed mass can not be higher than the kinematic threshold  $\sqrt{s} - m_Z = 97.4$  GeV/c<sup>2</sup>. The neural network can be seen to well model the linear dependance of the reconstructed mass  $m_H^{\text{reco}}$  as a function of the true mass below 97 GeV/c<sup>2</sup> and the saturation above the threshold, when the Z becomes off-shell. It should also be noticed that the binning used for the fit is two times smaller than in the plots.

## 4 Conclusion

With the two examples drawn from Higgs searches, we have seen that neural networks can be used to extrapolate shapes that are required for the computation of confidence levels of likelihood ratios. Provided enough 1D histograms are given, the neural networks are able to follow peaks and shoulders, without requiring an a priori parameterization of such patterns. More generally, it shows that neural network techniques are a powerful tool in fitting two-dimensional histograms.

## Acknowledgements

I wish to thank Jérôme Schwindling for giving me the opportunity of testing his package and the very promising and powerful implementation within Paw. Thanks also go to Olivier Deschamps and David Smith for providing me the histograms of the HZ analysis. I am also grateful to Paul Colas for his help and to all my colleagues at Saclay for their support and comments.

## References

- [1] J. Schwindling and B. Mansoulié  
“MLPfit: A tool to design and use Multi-layer Perceptrons.”  
<http://home.cern.ch/~schwind/MLPfit.html>

- [2] P. Janot and F. Le Dieberder, "*Optimally combined confidence limits*" *Nucl. Instrum. Methods* **A411** (1998) 449
- [3] ALEPH Collaboration, "*Search for the neutral Higgs bosons of the Standard Model and the MSSM in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s} = 188.6$  GeV.*", ALEPH 99-007, CONF 99-003.



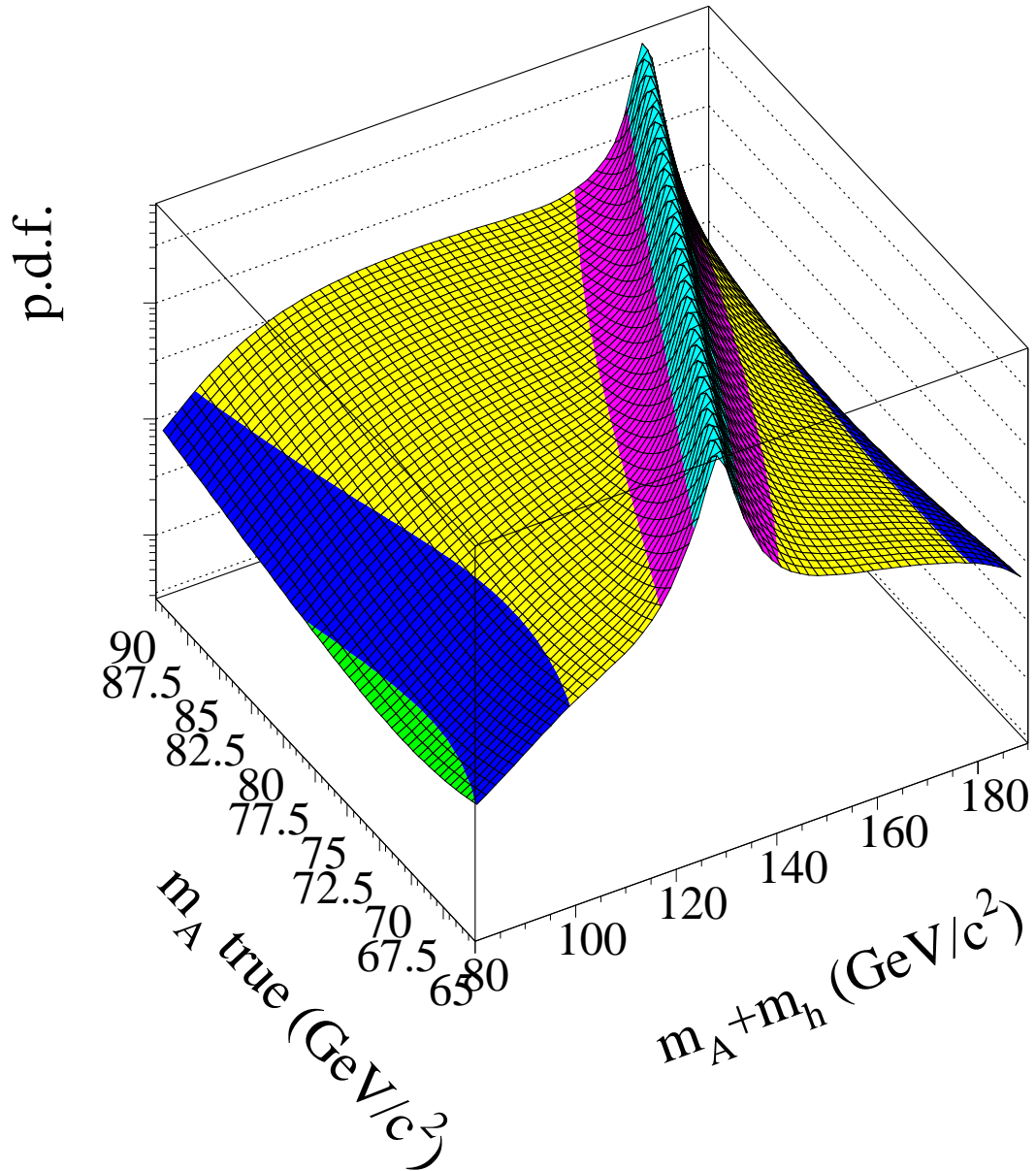


Figure 1: The two-dimensional function,  $f(m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}}, m_A)$ , representing the p.d.f. of the sum of reconstructed Higgs masses as a function of the mass  $m_A$ , for the channel  $hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ . The vertical axis is plotted on a logarithmic scale.

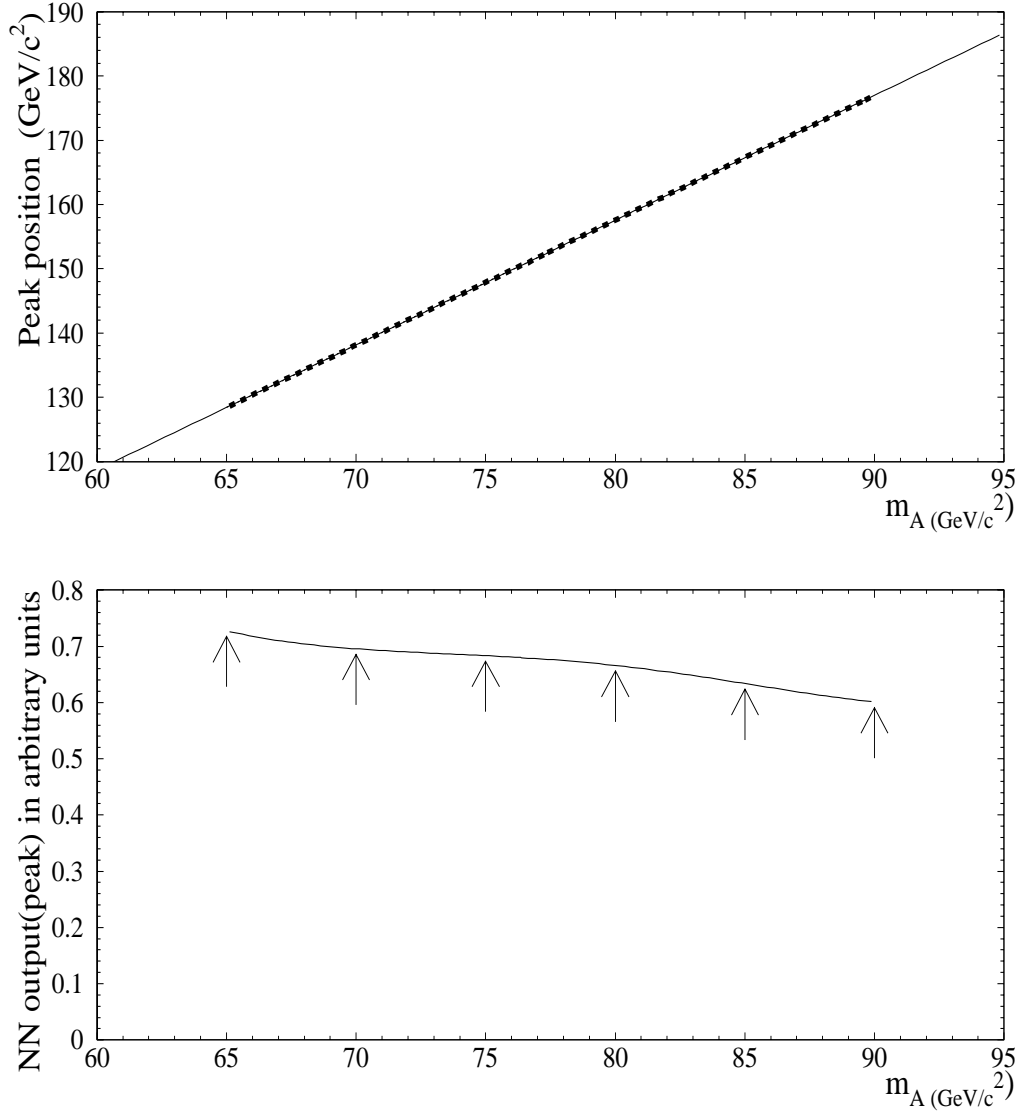


Figure 2: The dependance of the peak position of the neural network output as a function of the true  $m_A$  is plotted with dotted line in the first frame. A straight line  $(m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}})_{\text{peak}} = 2.13 + 1.9429 \times m_A$  which interpolates perfectly the previous function is also plotted with solid line. The second frame shows the peak height of the neural network output as a function of the true  $m_A$ . The smooth variation is due to the ratio (wrong paired events)/(right paired events) which increases with the mass. The arrows show the masses at which the used Monte Carlo has been generated.

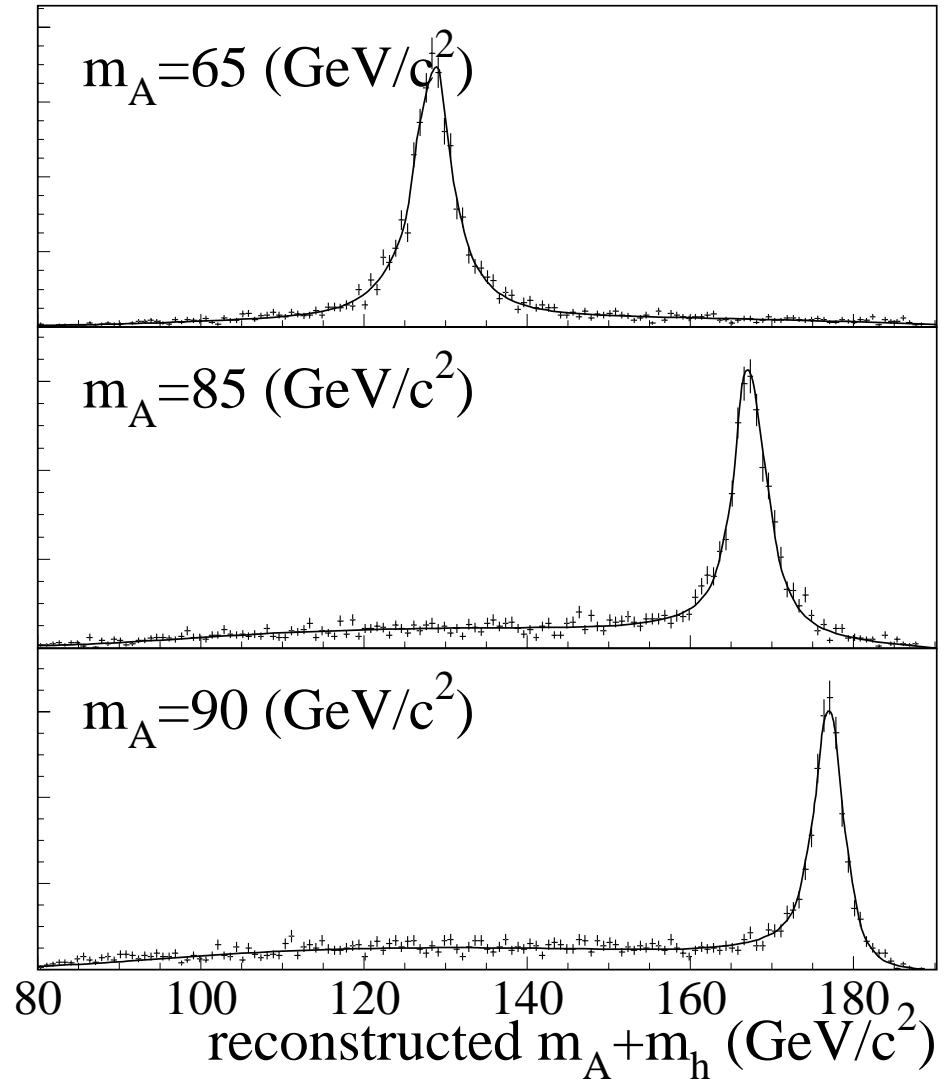


Figure 3: Comparison between the neural network function,  $f(m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}}, m_A)$ , and the corresponding Monte Carlo histograms for three Higgs masses on a linear scale.

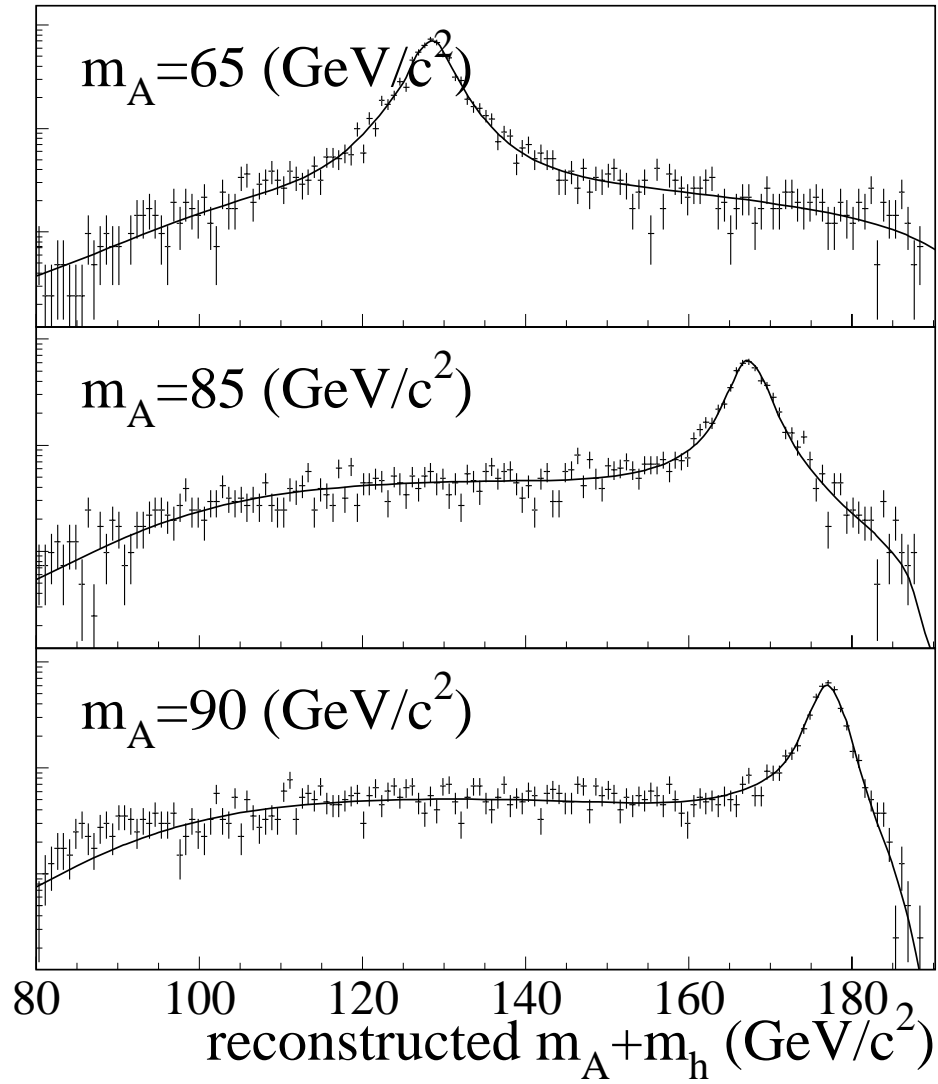


Figure 4: Comparison between the neural network function,  $f(m_A^{\text{reco}} + m_h^{\text{reco}}, m_A)$ , and the corresponding Monte Carlo histograms for three Higgs masses on a logarithmic scale.

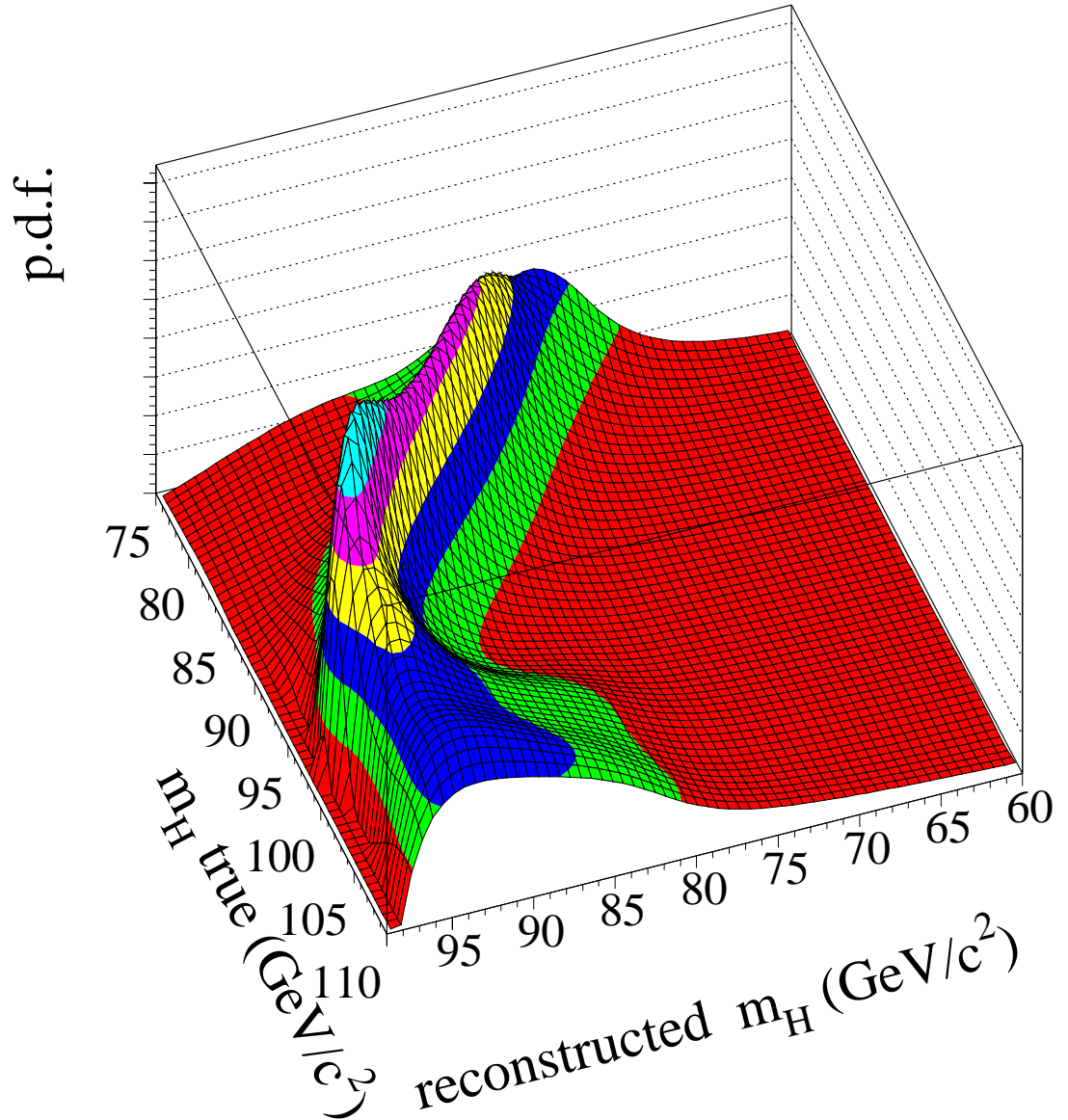


Figure 5: The two-dimensional function,  $f(m_H^{\text{reco}}, m_H)$ , representing the p.d.f. of the reconstructed Higgs mass as a function of the mass  $m_H$ , for the channel  $HZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ .

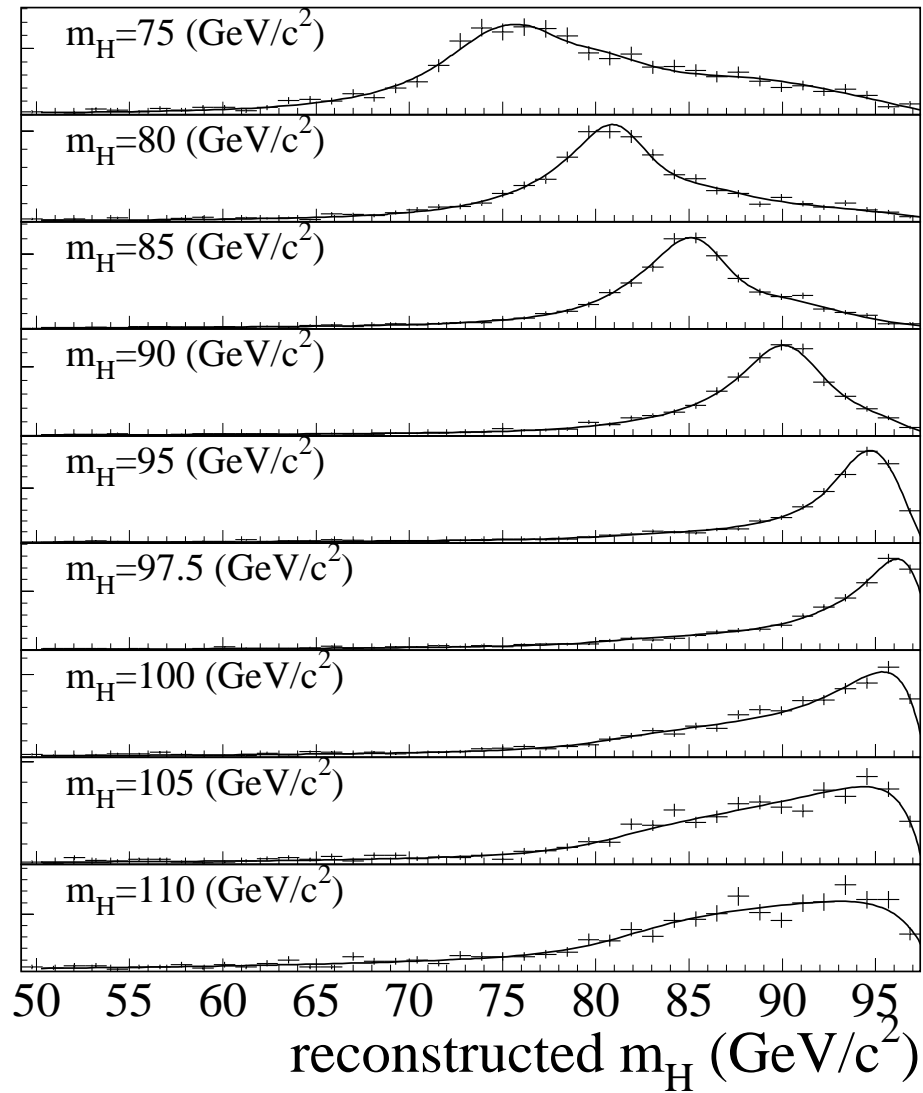


Figure 6: Comparison between the neural network function,  $f(m_H^{\text{reco}}, m_H)$ , and the corresponding Monte Carlo histograms for all the Higgs samples used in the fit. The neural network well reproduces the non trivial evolution of the shapes. The vertical axis is plotted on a linear scale.

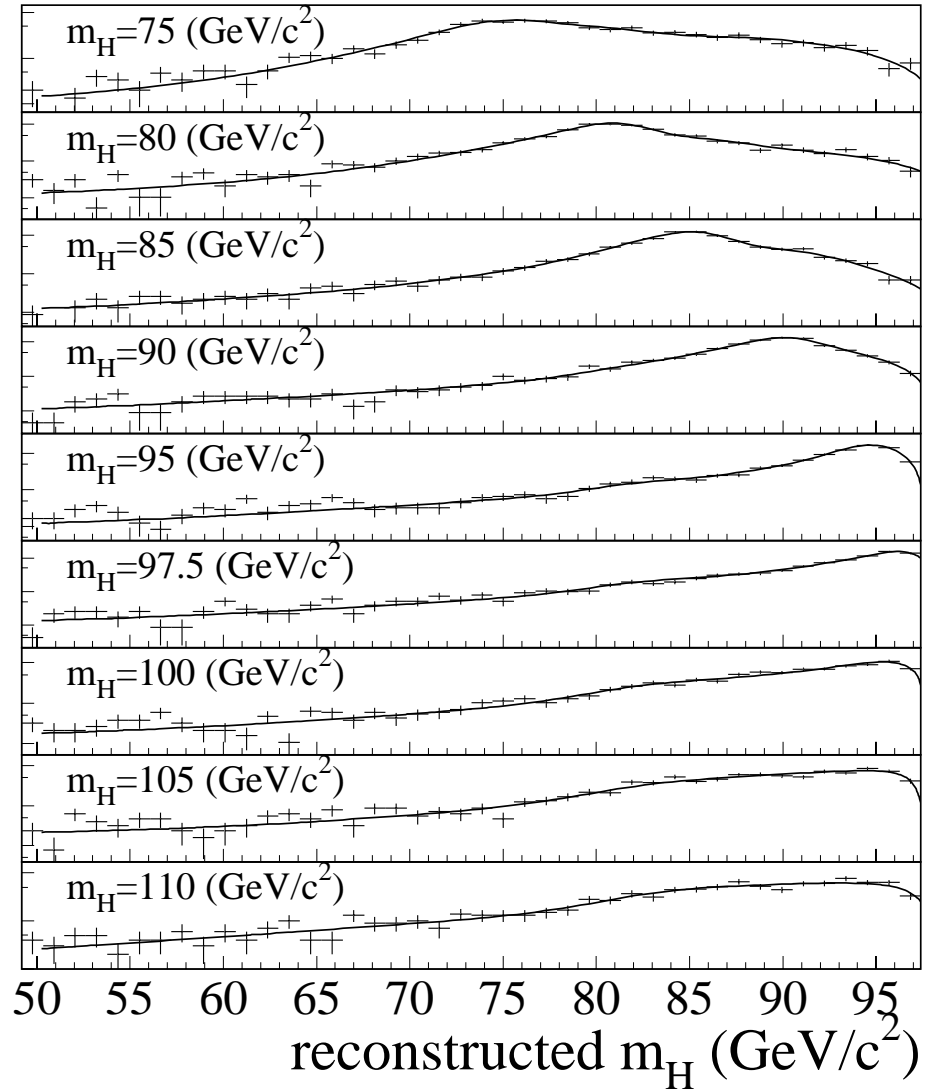


Figure 7: Comparison between the neural network function,  $f(m_H^{\text{reco}}, m_H)$ , and the corresponding Monte Carlo histograms for all the Higgs samples used in the fit. The vertical axis is plotted on a logarithmic scale.





**Annexe**

**Visualisation de quelques candidats**

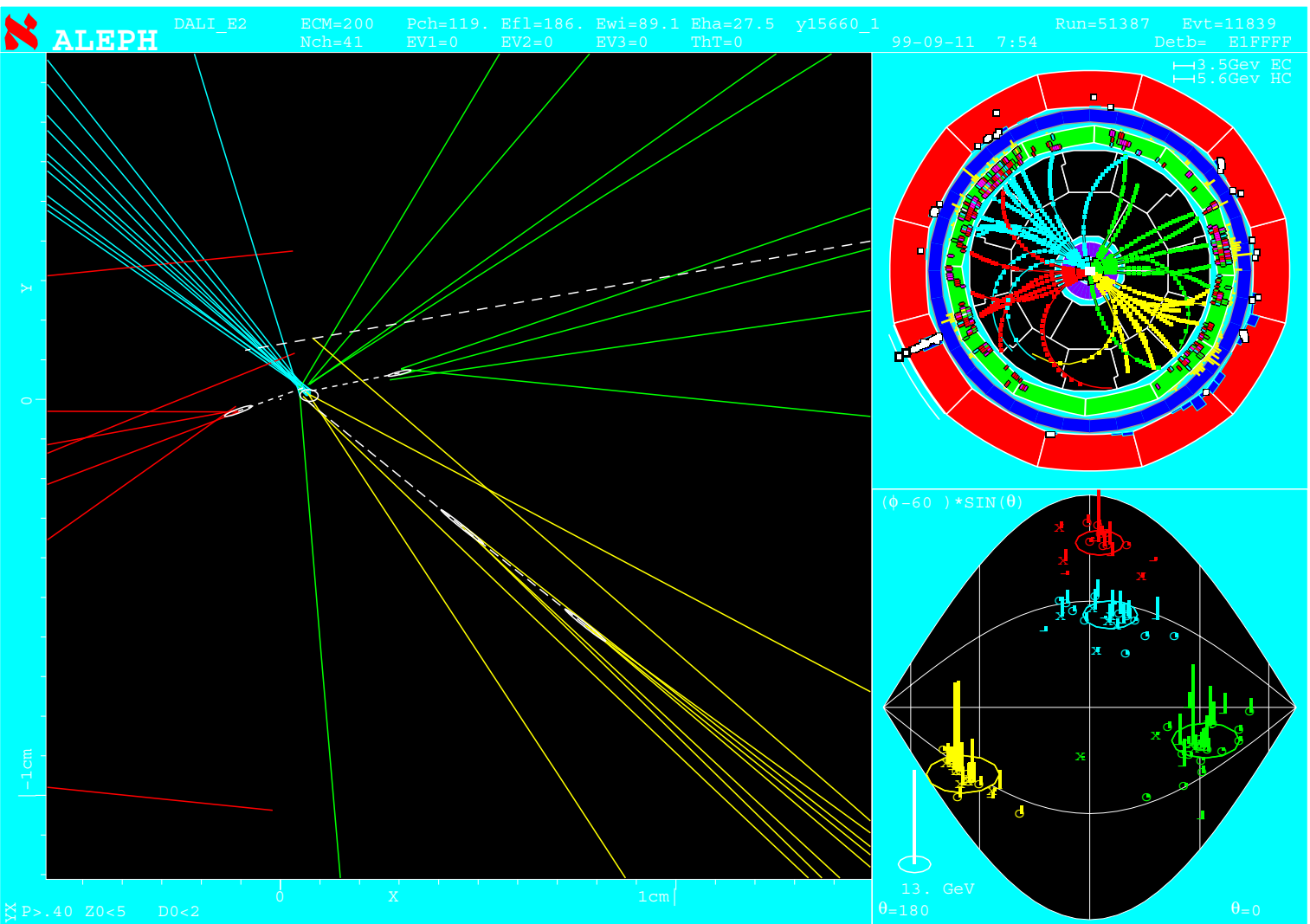


FIG. 12: Candidat  $hA \rightarrow b\bar{b}b$ . Ses caractéristiques sont les suivantes :  $\sqrt{s}=200$  GeV,  $m_{12} + m_{34} = 158.3$  GeV/ $c^2$ ,  $\eta_1 = 0.96$ ,  $\eta_2 = 0.95$ ,  $\eta_3 = 0.92$ ,  $\eta_4 = 0.25$ . On peut voir nettement les vertex détachés des trois jets les mieux étiquetés.

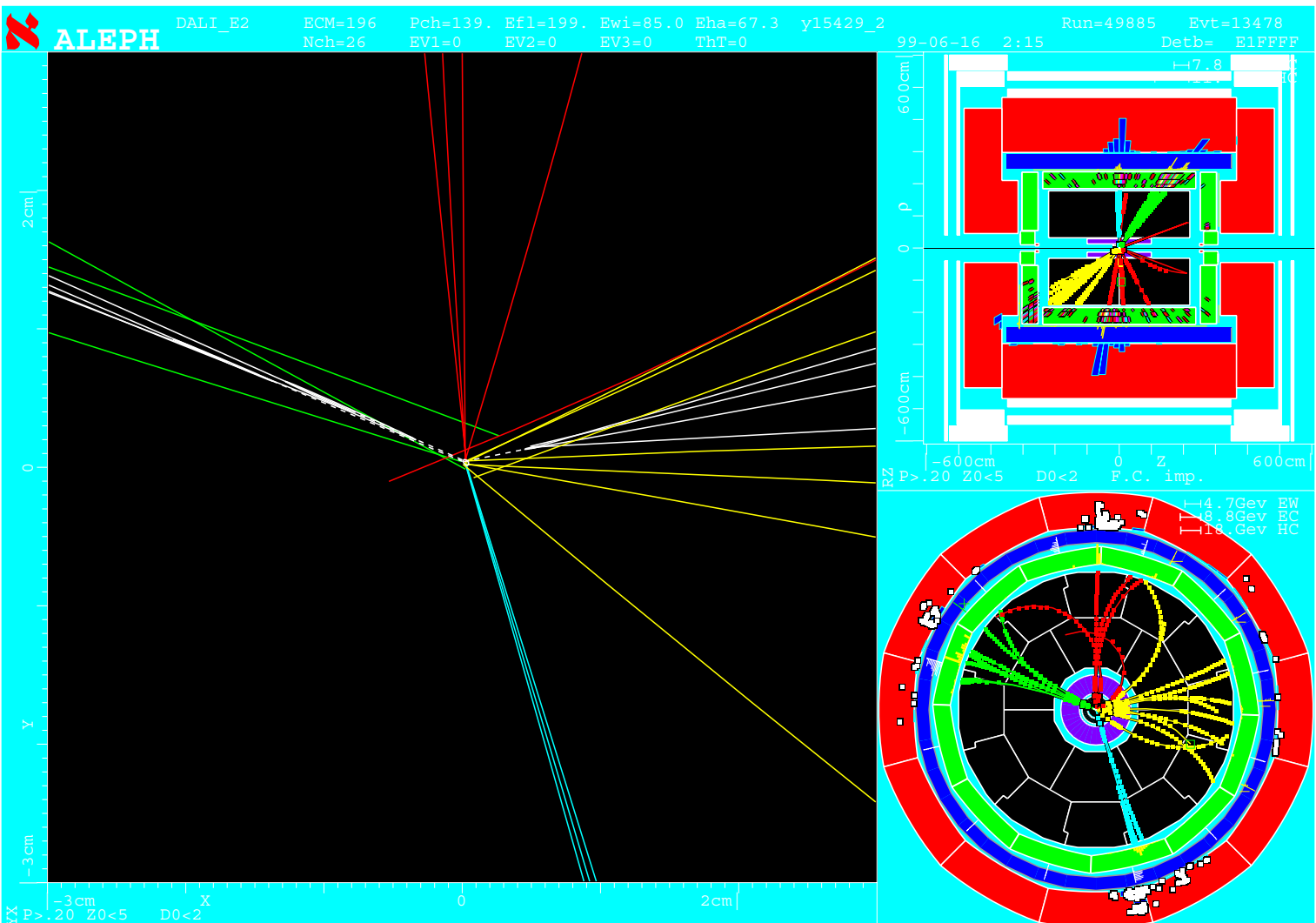


FIG. 13: Candidat  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$ . Ses caractéristiques sont les suivantes :  $\sqrt{s}=196 \text{ GeV}$ ,  $m_{12} + m_{34} - 91.2 = 96.2 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\eta_1 = 0.96$ ,  $\eta_2 = 0.90$ ,  $\eta_3 = 0.07$ ,  $\eta_4 = 0.05$ .

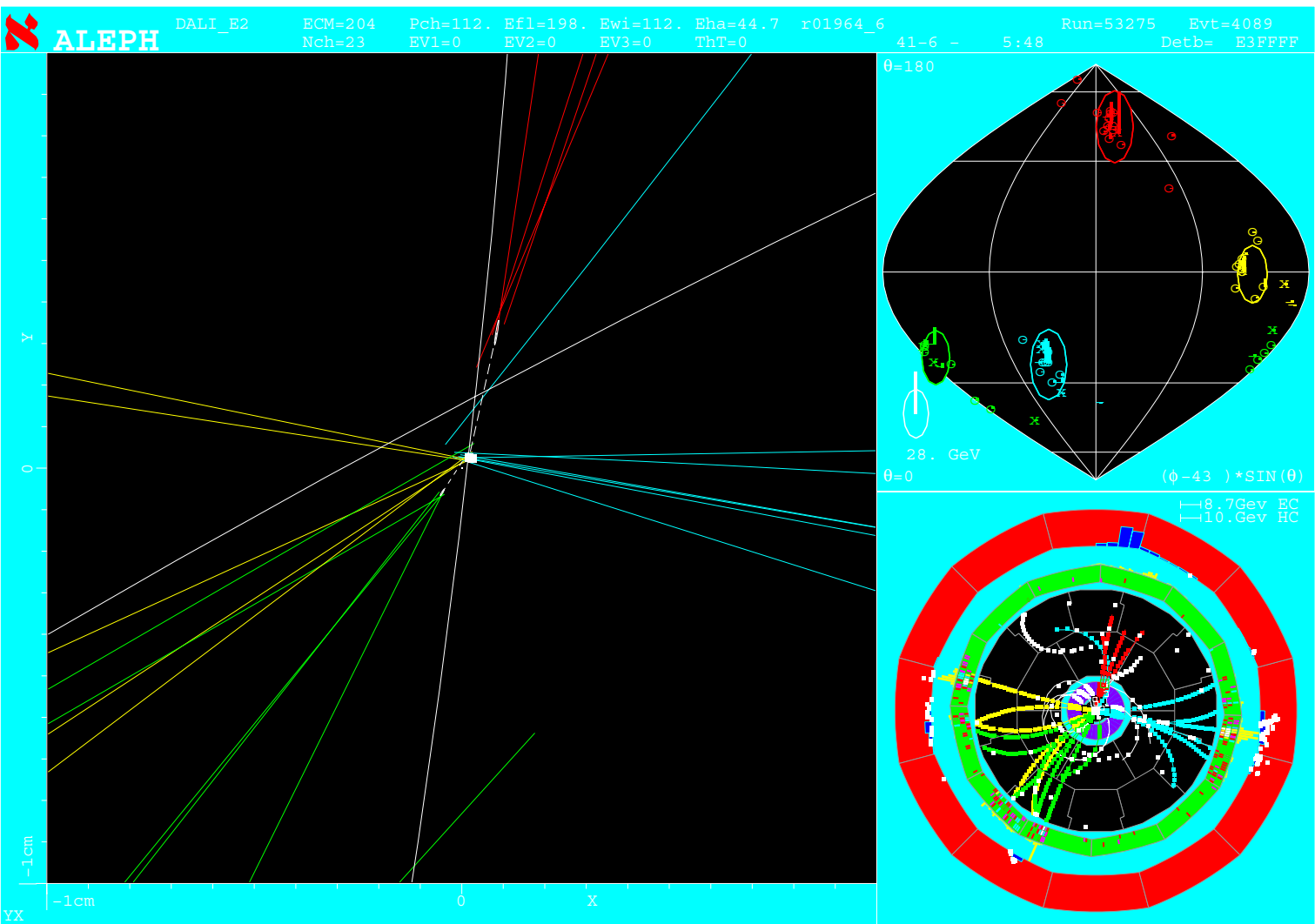


FIG. 14: Candidat  $hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  sélectionné par les analyses de ce mémoire dans les premières données enregistrées dans ALEPH en 2000. Ses caractéristiques sont les suivantes :  $\sqrt{s}=204$  GeV,  $m_{12} + m_{34} - 91.2 = 95.6$  GeV/ $c^2$ ,  $\eta_1 = 0.97$ ,  $\eta_2 = 0.92$ ,  $\eta_3 = 0.12$ ,  $\eta_4 = 0.09$ .



# Résumé

Une recherche des bosons de Higgs neutres du modèle standard et de son extension supersymétrique minimale (MSSM) est effectuée dans les canaux à quatre jets,  $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  et  $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ . A cette fin, les données enregistrées dans le détecteur ALEPH auprès du LEP en 1998 et 1999 pour des énergies dans le centre de masse de 189 GeV à 202 GeV sont analysées.

Les deux sélections reposent avant tout sur l'étiquetage des quarks beaux qui est réalisé à l'aide d'un réseau de neurones associant les informations venant de la reconstruction précise des trajectoires des particules chargées, de l'impulsion transverse des leptons, et de la cinématique des jets. Des variables topologiques et cinématiques signant la production de quatre jets sont ensuite combinées au contenu en  $b$  des événements pour définir les sélections  $b\bar{b}b\bar{b}$  et  $q\bar{q}b\bar{b}$ .

En appliquant ces sélections aux données enregistrées dans ALEPH, aucun excès d'événements révélant la présence d'un signal n'est observé. Cela conduit à contraindre la masse du boson de Higgs standard et l'espace des paramètres possibles du MSSM. Les limites suivantes à 95% de niveau de confiance sont donc établies :  $m_h > 107.4 \text{ GeV}/c^2$  dans le modèle standard et  $m_h > 91.4 \text{ GeV}/c^2$  dans le MSSM. D'autre part, pour les valeurs de référence des paramètres du MSSM, l'intervalle  $0.8 < \tan \beta < 1.9$  est exclu, ainsi que le scénario point fixe infra-rouge à petit  $\tan \beta$ .

# Abstract

A search for the neutral Higgs bosons of the standard model and its minimal supersymmetric extension (MSSM) is performed in the four-jet channels,  $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow q\bar{q}b\bar{b}$  and  $e^+e^- \rightarrow hA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ . To this end, the data collected in the ALEPH detector at LEP in 1998 and 1999 at centre-of-mass energies from 189 GeV up to 202 GeV is analyzed.

Both selections rely upon the tagging of  $b$  quarks which is performed with the help of a neural network which combines the accurate reconstruction of the charged particle tracks, the lepton transverse momentum and the jet kinematics. Topological and kinematical variables which characterize the production of four jets are combined with the  $b$  content of the events to define the  $b\bar{b}b\bar{b}$  and the  $q\bar{q}b\bar{b}$  selections.

When these analyses are applied on the ALEPH data, no evidence for a signal is observed. Therefore constraints are obtained on the mass of the standard model Higgs and on the MSSM parameter space. The following limit at 95% confidence level are established:  $m_h > 107.4 \text{ GeV}/c^2$  in the standard model and  $m_h > 91.4 \text{ GeV}/c^2$  in the MSSM. Moreover, for the benchmark set of MSSM parameters, the range  $0.8 < \tan \beta < 1.9$  and the infrared fixed point scenario at low  $\tan \beta$  are excluded.