



HAL
open science

Recherche du boson de Higgs dans le canal à énergie manquante avec le détecteur ALEPH à LEP2

Marumi Kado

► **To cite this version:**

Marumi Kado. Recherche du boson de Higgs dans le canal à énergie manquante avec le détecteur ALEPH à LEP2. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1999. Français. NNT: . tel-00006569

HAL Id: tel-00006569

<https://theses.hal.science/tel-00006569>

Submitted on 23 Jul 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE DE PARIS VI
Pierre et Marie-Curie

*présentée
pour obtenir*

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS VI Pierre et Marie Curie

par

Marumi KADO

Recherche du Boson de Higgs dans le canal à énergie manquante
avec le détecteur ALEPH à LEP2

Soutenue le 20 Avril 1999 devant la Commission d'examen

MM.	F.	RICHARD	Président
	R.	BARBIERI	
	M.	BAUBILLIER	Rapporteur
	J.-F.	GRIVAZ	
	L.	ROLANDI	Rapporteur

THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE DE PARIS VI
Pierre et Marie-Curie

*présentée
pour obtenir*

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS VI Pierre et Marie Curie

par

Marumi KADO

Recherche du Boson de Higgs dans le canal à énergie manquante
avec le détecteur ALEPH à LEP2

Soutenue le 20 Avril 1999 devant la Commission d'examen

MM.	F.	RICHARD	Président
	R.	BARBIERI	
	M.	BAUBILLIER	Rapporteur
	J.-F.	GRIVAZ	
	L.	ROLANDI	Rapporteur

Avant propos

Cette thèse comprend deux parties. La première, des chapitres I à V, est consacrée aux motivations théoriques conduisant à rechercher les bosons de Higgs à LEP2 et aux moyens à disposition pour effectuer ces recherches. Dans la seconde, du chapitre VI au chapitre VII, nous traitons l'analyse du canal à énergie manquante ($e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$).

Le premier chapitre retrace les fondements théoriques du mécanisme de Higgs dans le modèle standard, ses insuffisances et une solution élégante pour les combler: la supersymétrie. Nous décrivons la phénoménologie des processus en jeu dans les chapitres II et III, puis survolons le protocole expérimental dans le chapitre IV. Enfin, dans le chapitre V, nous présentons deux outils fondamentaux en regard des analyses effectuées dans cette thèse : les réseaux de neurones et les niveaux de confiance.

Dans le chapitre VI, consacré à l'analyse, nous présentons trois sélections. La première est une approche classique séquentielle, la seconde fait appel à un réseau de neurones simple et la troisième est une analyse par réseaux de neurones multiples, chacun dédié au rejet de topologies spécifiques de fonds. L'accent est mis sur cette troisième approche qui allie performance et simplicité, en particulier dans la compréhension des fonds. Enfin, dans le chapitre VII les qualités de l'analyse par réseaux de neurones dédiés sont mises à l'épreuve dans le cadre de l'étude des effets systématiques expérimentaux.

Enfin, dans le chapitre VIII, nous exposons les résultats.

Résumé

Nous présentons une recherche du boson de Higgs du modèle Standard dans le canal $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$. Nous développons une méthode de sélection des événements faisant appel aux techniques de réseaux de neurones. L'analyse est basée sur un échantillon de 254 pb^{-1} de données enregistrées à des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 161$ à 189 GeV (de 1996 à 1998), par le détecteur ALEPH dans le cadre du programme LEP2 au CERN. Nous étudions les effets systématiques expérimentaux et évaluons les corrections et incertitudes correspondantes.

L'étude de ce canal permet d'exclure un boson de Higgs standard de masse inférieure à $85.8 \text{ GeV}/c^2$ avec une sensibilité de $89.0 \text{ GeV}/c^2$ à 95% CL.

En combinant l'ensemble des états finals étudiés, la limite à 95% CL obtenue est :

$$m_H > 90.2 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observée})$$

$$m_H > 95.7 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{attendue})$$

L'interprétation de ces résultats dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal combinés à ceux des analyses des états finals du processus de production associée ($e^+e^- \rightarrow hA$) permet d'exclure des masses de bosons de Higgs neutres h et A à 95% CL pour toute valeur de $\tan\beta \geq 1$ de :

$$m_h > 80.1 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observée})$$

$$m_A > 81.7 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observée})$$

Mots-clefs : ALEPH
Boson de Higgs
LEP2
Réseaux de neurones
Supersymétrie

Abstract

A search for the Standard Model Higgs boson in the channel $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$ is presented. An event selection method using Neural Network techniques is developed. The analysis is based on a 254 pb^{-1} data sample taken at center-of-mass energies from $\sqrt{s} = 161$ up to 189 GeV (from 1996 to 1998), by the ALEPH detector within the LEP2 program at CERN. The experimental systematic effects are studied and the corrections and uncertainties are evaluated.

The study of this channel alone results in a mass lower limit of the Standard Model Higgs boson of $85.8 \text{ GeV}/c^2$ with a sensitivity of $89 \text{ GeV}/c^2$ at the 95% CL.

Combined with all studied final states, the limit at 95% CL obtained is:

$$m_H > 90.2 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observed})$$

$$m_H > 95.7 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{expected})$$

An interpretation of these results within the Minimal Supersymmetric Standard Model is presented along with the combination of all channels, including those originating from the associated production process ($e^+e^- \rightarrow hA$), leading to an exclusion at the 95% CL, for any value of $\tan \beta \geq 1$, of the h and A neutral Higgs boson masses of:

$$m_h > 80.1 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observed})$$

$$m_A > 81.7 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observed})$$

Keywords : ALEPH
Higgs bosons
LEP2
Neural Networks
Supersymmetry

Sommaire

I	Modèles Standard	3
I.1	Préambule	3
I.2	Le Modèle Standard électrofaible	3
2.1	La théorie standard	3
2.2	Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	4
2.3	Le secteur des fermions	6
2.4	Contraintes sur la masse du Higgs	7
2.5	Ordres supérieurs et mesures de précision	10
I.3	Les problèmes du Modèle Standard	13
3.1	Naturalité	14
3.2	Grande unification, Hiérarchie	14
I.4	La supersymétrie	15
4.1	Une solution naturelle	15
4.2	Le Modèle standard supersymétrique minimal	17
4.3	Le secteur de Higgs du MSSM	17
4.4	Le secteur des stops	20
4.5	Corrections radiatives	20
4.6	Supergravité minimale	22
4.7	<i>Scenario</i> du point fixe infra-rouge	23
II	Phénoménologies des bosons de Higgs à LEP2	25
II.1	Désintégration des bosons de Higgs	25
1.1	Désintégrations du boson de Higgs standard	25
1.2	Couplage des bosons de Higgs neutres du MSSM aux particules du Modèle Standard	26
1.3	Désintégrations des bosons de Higgs neutres du MSSM .	26
II.2	Processus de production, le cas standard	27
2.1	Higgs-strahlung	29
2.2	Fusion WW	29
II.3	Interférence	30
3.1	Radiation dans l'état initial	32
II.4	Processus de production, le cas supersymétrique	33
II.5	Canaux de recherche à LEP2	34

5.1	Canaux standard	34
5.2	Canaux MSSM	35
II.6	Caractéristiques du signal recherché	35
6.1	Normalisation du signal	35
6.2	Caractéristiques topologiques et cinématiques	36
III	Les processus physiques standard	37
III.1	Fonds réductibles	39
1.1	Événements à deux photons	39
1.2	<i>Processus</i> à deux fermions	39
1.3	<i>Processus</i> à quatre fermions	42
III.2	Processus irréductibles	44
III.3	Interférences	46
IV	Dispositif expérimental	49
IV.1	Le LEP	49
1.1	Mesure de l'énergie	52
1.2	Localisation de la région lumineuse	53
IV.2	Le Détecteur ALEPH	54
2.1	Le détecteur de vertex	55
2.2	La reconstruction des traces	56
2.3	Les calorimètres	59
2.4	Identification des électrons	61
2.5	Identification des photons	62
2.6	Identification des muons	63
2.7	Le système de déclenchement	64
IV.3	Algorithme <i>energy flow</i>	64
IV.4	La simulation du détecteur	66
IV.5	Étiquetage des quarks b (1 ^{ère} partie)	66
5.1	Détermination du vertex primaire	67
5.2	Recherche de vertex secondaires	68
5.3	Paramètres d'impact	68
5.4	Combinaison par réseau de neurones	72
V	Considérations statistiques	77
V.1	Réseaux de neurones	77
1.1	Définitions et terminologie	77
1.2	Entraînement d'un réseau de neurones	80
1.3	Étude d'un cas simple : un réseau de neurones à deux entrées	83
V.2	Limites sur un processus rare	87
2.1	Le comptage d'événements	87
2.2	Définition générale du niveau de confiance	87

2.3	Optimisation d'une analyse et niveau de confiance attendu	95
2.4	Cas de deux variables discriminantes	95
2.5	Niveaux de confiance avec soustraction de fond	96
2.6	Combinaison d'analyses	100
VI	Analyse des données	103
VI.1	Stratégies	103
VI.2	Préselections	105
2.1	Le choix des hémisphères	105
2.2	Rejection des événements $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	107
2.3	Imprécisions dans la simulation de l'énergie	108
2.4	Rejection des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	109
2.5	Résultat et résumé de la présélection	113
VI.3	Présentation des variables principales	116
3.1	Analyse topologique et cinématique	116
3.2	L'étiquetage des quarks b (2 ^{ème} partie)	130
3.3	Résolution en masse	131
VI.4	Analyse séquentielle	135
VI.5	Analyse avec réseaux de neurones simple	135
5.1	Les variables d'entrée	137
5.2	Résultats de l'analyse à réseau de neurones simple . . .	139
VI.6	Analyse à réseaux de neurones dédiés	139
6.1	Réseau de neurones dédié au fond $q\bar{q}(\gamma)$	140
6.2	Réseau de neurones dédié au fond WW	144
6.3	Réseau de neurones global	145
6.4	<i>Post-sélection</i> sur l'énergie à bas angle	148
6.5	Performance	149
VII	Études systématiques	155
VII.1	Systématiques liées au signal et aux fonds irréductibles	155
1.1	Calibration et résolution en énergie	156
1.2	Résolution angulaire	159
1.3	Systématiques liées à l'étiquetage des b	161
1.4	Systématiques liées aux variables de rejection de $\tau\nu q\bar{q}'$	166
1.5	Bruit de fond de la machine	167
1.6	Résumé des incertitudes et des corrections	168
VII.2	Systématiques liées aux fonds réductibles	169
2.1	Données à 189 GeV	170
2.2	Systématiques liées au fond $q\bar{q}(\gamma)$	171
2.3	Évaluation directe des systématiques liées au fond WW et $We\nu$	172
VII.3	Synopsis des corrections et incertitudes systématiques	176

3.1	Revue des corrections systématiques	176
3.2	Revue des incertitudes systématiques	177
VII.4	Incertitudes systématiques pour les analyses à 183 GeV	181
VII.5	Études systématiques pour l'analyse de 161 à 172 GeV	182
VIII	Résultats et interprétation	183
VIII.1	Exclusions à LEP1	183
VIII.2	Résultats de 161 à 183 GeV	184
2.1	Erreurs systématiques, sans soustraction de fond	184
2.2	Résultat de 161 à 172 GeV	185
2.3	Résultat à 183 GeV	187
2.4	Résultat à 189 GeV	189
2.5	Erreurs systématiques, avec soustraction de fond	189
2.6	Résultats pour l'analyse à réseaux de neurones dédiés à 189 GeV	190
VIII.3	Résultats $H\nu\bar{\nu}$ combinés à 189 GeV	193
3.1	Combinaison des deux réseaux de neurones	195
3.2	Combinaison des trois analyses	197
VIII.4	Combinaison de tous les canaux standard	198
VIII.5	Combinaison dans le "Benchmark"	202

Introduction

Le Modèle Standard des interactions électromagnétique, faible et forte rend compte remarquablement de toutes les observations faites jusqu'à présent. Le secteur électrofaible de la théorie repose sur l'invariance de jauge (groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$). Le fait que les bosons de jauge (W,Z) soient massifs indique que la symétrie électrofaible doit être brisée. Néanmoins, aucune observation expérimentale n'a permis d'élucider le mécanisme de brisure de cette symétrie.

Dans le Modèle Standard, la brisure de la symétrie électrofaible prévoit l'existence d'une particule scalaire dont les couplages aux fermions sont proportionnels à leur masse : le boson de Higgs. Cependant, le Modèle Standard n'est pas naturel en sa présence; la cohérence de la théorie impose que la masse de cette pièce manquante soit de l'ordre de l'échelle électrofaible, alors que la masse d'un scalaire est naturellement de l'ordre de la plus haute échelle à laquelle le modèle est valable, c'est-à-dire $\mathcal{O}(M_{Pl})$ pour le Modèle Standard sans nouvelle physique. Le problème de naturalité constitue l'une des motivations majeures pour la Supersymétrie. Le boson de Higgs joue donc un rôle central non seulement dans la compréhension des mécanismes standard mais aussi dans l'ouverture vers une physique nouvelle.

La recherche du boson de Higgs est l'un des enjeux principaux de LEP2, la seconde phase de prise de données auprès du collisionneur e^+e^- LEP au CERN. Cette thèse présente une étude complète du canal où le boson de Higgs est produit accompagné de deux neutrinos pour les données prises de 1996 à 1998 à des énergies dans le centre de masse de $\sqrt{s}=161$ à 189 GeV. Cet état final peut être atteint à la fois par le processus (prépondérant), où le boson de Higgs est produit dans la voie s accompagné d'un Z, par le processus dans la voie t par fusion d'une paire W^+W^- ou par leur interférence constructive. Nous présentons une méthode pour tenir compte du terme d'interférence.

L'analyse des données se fonde sur trois sélections correspondant aux trois campagnes de prises de données de LEP2 jusqu'en 1998. La première est une analyse séquentielle, la seconde une analyse par réseau de neurones simple et la troisième une analyse par réseaux de neurones multiples. Nous portons une attention plus marquée à la troisième méthode de sélection. Le but de cette approche par réseaux de neurones multiples est d'étudier chaque fond à partir de ses caractéristiques cinématiques. Un réseau de neurones est dédié à chaque type

générique d'états finals pour pouvoir l'identifier de façon simple. Ceci permet d'une part de distinguer le signal du fond et d'autre part d'étudier plus aisément les bruits de fonds spécifiques. Cette méthode a été élaborée en vue des études systématiques expérimentales, nécessaires à 189 GeV, et suscitée par la stratégie de soustraction de fond.

Nous concluons cette thèse en donnant une limite inférieure à la masse du boson de Higgs standard et en interprétant ce résultat dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal.

Chapitre I

Modèles Standard

I.1 Préambule

La théorie des bosons vecteurs intermédiaires *massifs*, extension du modèle de Fermi, n'est pas une théorie de l'interaction faible satisfaisante pour deux raisons majeures. D'une part le processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ n'est pas unitaire (*i.e.* sa section efficace croît trop rapidement avec l'énergie). D'autre part, la présence de bosons vecteurs intermédiaires *massifs* détruit la renormalisabilité de la théorie.

Parallèlement, l'interprétation en termes d'invariance de jauge fondée sur le groupe $SU(2) \otimes U(1)$ pouvant rassembler électromagnétisme et interaction faible, interdit tout terme de masse aux bosons de jauge.

La solution [I.1] ([I.2] pour une revue complète) réside dans le fait que la brisure spontanée de la symétrie de jauge entraîne un terme de masse pour les bosons de jauge sans altérer la renormalisabilité de la théorie. Ce mécanisme prédit un nouvel état physique massif scalaire : le boson de Higgs. En outre, sa contribution notamment au processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, assure l'unitarité de la théorie à condition que sa masse soit inférieure à $\sqrt{4\pi\sqrt{2}/3G_F}$ (environ 700 GeV/ c^2).

Le boson de Higgs est donc l'un des éléments essentiels du Modèle Standard restant à découvrir. Dans ce chapitre, nous tentons de donner un aperçu des raisons théoriques et expérimentales qui motivent les recherches du boson de Higgs à LEP2.

I.2 Le Modèle Standard électrofaible

2.1 La théorie standard

Le Modèle Standard [I.3] est une théorie de jauge fondée sur le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La théorie décrivant l'interaction forte est la chromodynamique quantique (QCD) associée au sous-groupe de jauge $SU(3)_C$. Elle est véhiculée

par huit gluons qui interagissent entre eux et avec les champs de matière avec une constante de couplage g_s . Dans la suite nous nous concentrerons sur la partie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ de la théorie en laissant de côté le secteur de l'interaction forte. Le groupe $U(1)_Y$ abélien donne lieu à une interaction mesurée par la constante de couplage g' et médiée par un boson de jauge unique B . Le groupe $SU(2)_L$, d'ordre trois, engendre une interaction médiée par trois bosons de jauge W^1, W^2 et W^3 et ayant pour constante de couplage g . A chaque groupe est lié un nombre quantique : l'hypercharge Y est associé à $U(1)_Y$ et l'isospin faible I à $SU(2)_L$. Après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, une bonne symétrie demeure, fondée sur le groupe $U(1)_{em}$, dont la charge conservée est la charge électrique :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

Les champs de matière sont les quarks et les leptons. Leur loi de transformation sous les symétries de jauge détermine leurs interactions. Les fermions (u_R, d_R et e_R) droits sont des singlets de $SU(2)_L$ et tous les leptons des singlets de $SU(3)_C$. Les leptons (L) et les quarks (Q) gauches sont dans des doublets de $SU(2)_L$ et les quarks sont des triplets de $SU(3)_C$. Les nombres quantiques permettant d'étiqueter les représentations des champs de matière dans le secteur électrofaible sont résumés dans la Table I.1.

Table I.1: Nombres quantiques des quarks et leptons dans le modèle standard électrofaible.

	Leptons			Quarks			
	e_L^-	ν_L	e_R^-	u_L	d_L	u_R	d_R
I	1/2	1/2	0	1/2	1/2	0	0
I_3	-1/2	1/2	0	1/2	-1/2	0	0
Y	-1	-1	-2	1/3	1/3	4/3	-2/3
Q	-1	0	-1	2/3	-1/3	2/3	-1/3

2.2 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Dans la théorie originelle où la symétrie de jauge est conservée, le lagrangien dans le secteur de Higgs s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} D_\mu = \partial_\mu - ig\vec{W}_\mu \cdot \vec{\sigma} - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \\ V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

I.2. LE MODÈLE STANDARD ÉLECTROFAIBLE

où ϕ est un doublet complexe de champs scalaires de $SU(2)_L$ (solution minimale nécessaire pour lester trois des quatre bosons de jauge et ainsi briser $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$), D_μ est la dérivée covariante et $V(\phi)$ le potentiel de Higgs. Pour briser la symétrie électrofaible, une valeur dans le vide non nulle du champ de Higgs est nécessaire et on doit donc avoir $\mu^2 < 0$. Au minimum de $V < \phi^\dagger \phi > \equiv v^2/2 = -\mu^2/\lambda$. En outre pour ne pas avoir un univers dont le fondamental est chargé, ce qui briserait la symétrie $U(1)_{em}$, il est nécessaire de choisir un doublet d'isospin d'hypercharge $Y_\phi = \pm 1$ (cf. $Q = I_3 + Y/2$ où $I_3 = \pm 1/2$) soit :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Si on se place au voisinage du fondamental, le doublet de Higgs pourra toujours s'exprimer sous la forme :

$$\phi = e^{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{\xi}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ H + v \end{pmatrix} \quad (\text{I.2})$$

où $\vec{\xi}$ et H représentent les quatre degrés de liberté où du doublet de Higgs. Sous cette forme il apparaît que l'on peut toujours éliminer le facteur $e^{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{\xi}}$ par une transformation de $SU(2)$, montrant de plus que les trois champs $\vec{\xi}$ (de Goldstone) ne sont pas des champs physiques. Une fois translaté autour du fondamental, le lagrangien I.1 s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 \\ &+ \frac{1}{2} \left[\frac{g'^2 v^2}{4} B_\mu B^\mu - \frac{g g' v^2}{2} W_\mu^3 B^\mu + \frac{g^2 v^2}{4} \vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu \right] \\ &+ \frac{1}{v} \left[\frac{g'^2 v^2}{4} B_\mu B^\mu H - \frac{g g' v^2}{2} W_\mu^3 B^\mu H + \frac{g^2 v^2}{4} \vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu H \right] \\ &+ \frac{1}{2v^2} \left[\frac{g'^2 v^2}{4} B_\mu B^\mu H^2 - \frac{g g' v^2}{2} W_\mu^3 B^\mu H^2 + \frac{g^2 v^2}{4} \vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu H^2 \right] \end{aligned}$$

La première ligne du lagrangien décrit le boson de Higgs H qui est un champ massif. Les deux dernières lignes décrivent les interactions entre ce champ de Higgs et les bosons de jauge. Enfin, la seconde ligne dévoile des termes de masse pour les bosons W^1 , W^2 , W^3 et B . Ces deux derniers se mélangent pour donner les états propres de masse Z^μ et A^μ (Z et photon). On a ainsi la masse des bosons $W^\pm = 1/\sqrt{2}(W^1 \mp W^2)$:

$$m_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4}$$

Pour obtenir la masse des bosons physiques Z et γ il suffit de diagonaliser la matrice de masse :

$$\frac{1}{4} \begin{pmatrix} g^2 v^2 & -gg'v^2 \\ -gg'v^2 & g'^2 v^2 \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{-1} \begin{pmatrix} m_Z^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{M}$$

où

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix}$$

Il vient que $m_Z^2 = (g^2 + g'^2)v^2/4$ et $m_\gamma = 0$, en outre on peut exprimer $\sin^2 \theta_W$ en fonction des masses ou des couplages :

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{e^2}{g^2} \quad \text{où} \quad e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

Le fait que l'on ait bien un photon de masse nulle découle simplement du fait que v se développe sur la composante neutre de ϕ . La relation entre l'angle de mélange de Glashow θ_W [I.1] et les constantes de couplage est une simple réécriture du mélange des états W^3 et B . Ce que le mécanisme de Higgs prédit réellement est la relation entre les masses des bosons de jauge et $\sin^2 \theta_W$ garantissant à l'ordre des arbres :

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

en très bon accord avec la valeur mesurée.

Dans le cas plus général où N champs de Higgs d'isospin $(I^k, I_3^k)_{\{k=1,N\}}$ (*i.e.* dans la représentation de dimension $2I^k + 1$) sont introduits, le paramètre ρ prend la forme :

$$\rho = \frac{\sum_{k=1}^N v_k^2 [I^k(I^k + 1) - (I_3^k)^2]}{\sum_{k=1}^N 2v_k^2 (I_3^k)^2}$$

On en déduit qu'un modèle avec un nombre quelconque de doublets prédit $\rho = 1$.

2.3 Le secteur des fermions

Un terme de masse pour les fermions $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$ brise explicitement la symétrie électrofaible. Il n'est ni invariant sous $SU(2)_L$ ni sous $U(1)_Y$. Une autre manière d'insérer un terme de masse pour les fermions dans le lagrangien est de les coupler au champs de Higgs. En effet un terme du type Yukawa $\lambda_\psi \bar{\psi}_L \phi \psi_R + h.c.$ est bien invariant à la fois sous $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. En translatant ϕ au voisinage de sa valeur moyenne dans le vide, deux termes apparaissent :

$$\frac{\lambda_\psi v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}\psi + \frac{\lambda_\psi}{\sqrt{2}} H \bar{\psi}\psi$$

I.2. LE MODÈLE STANDARD ÉLECTROFAIBLE

Le premier décrit la masse du fermion ψ ($m_\psi = \lambda_\psi v / \sqrt{2}$) et le second son couplage au boson de Higgs. Le mécanisme prévoit donc un couplage du Higgs aux fermions proportionnel à leur masse. Le lagrangien couplant le boson de Higgs et les fermions s'écrit de la manière suivante en termes de couplages de Yukawa :

$$\lambda_u^{ij} u_i \bar{Q}_j \sigma_2 \phi^* + \lambda_d^{ij} d_i \bar{Q}_j \phi + \lambda_e^{ij} \bar{L}_i e_j \phi$$

où i et j sont des indices de génération.

La mesure précise de la largeur invisible du Z à LEP :

$$\Gamma_{inv}^Z = 499.9 \pm 2.5 \text{ MeV}$$

peut être interprétée en termes de nombre de neutrinos légers dans le Modèle Standard [I.9] :

$$N_\nu = (\Gamma_{inv}^Z / \Gamma_{\ell+\ell^-}) (\Gamma_{\ell+\ell^-} / \Gamma_{\nu\bar{\nu}})_{MS} = 2.994 \pm 0.011$$

D'autre part, pour garantir l'annulation des anomalies qui détruiraient la renormalisabilité de la théorie, la mesure de trois neutrinos légers dans le Modèle Standard implique la présence de trois familles. Les termes de Yukawa $\lambda_{u,d,c}$ sont alors des matrices 3×3 . Ces matrices contiennent tous les paramètres *ad-hoc* du secteur fermionique de la théorie. Elles décrivent à la fois les masses de quarks et leur mélange selon la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (V_{CKM}) et les masses des leptons.

2.4 Contraintes sur la masse du Higgs

La masse du boson de Higgs s'exprime en fonction du couplage λ et de la masse des bosons W^\pm selon :

$$m_H^2 = \frac{4\lambda(v)m_W^2}{g^2}$$

C'est un paramètre libre du potentiel au même titre que λ . A l'ordre des arbres, la masse du boson de Higgs n'est pas contrainte théoriquement. Néanmoins des contraintes apparaissent aux ordres supérieurs.

L'évolution avec l'échelle d'énergie μ de la constante de couplage λ peut être calculée à l'ordre d'une boucle à partir des graphes de la Figure I.1. Dans les graphes (2-a, b et c) n'interviennent que des couplages quartiques. Les graphes (3-a, b) présentent des couplages trilineaires absents de la théorie symétrique. On ne prend en compte que les contributions dues au champ de Higgs. Dans le cadre de cette approximation, l'équation du groupe de renormalisation est :

$$\mu \frac{d\lambda}{d\mu} = \frac{3\lambda^2}{16\pi^2}$$

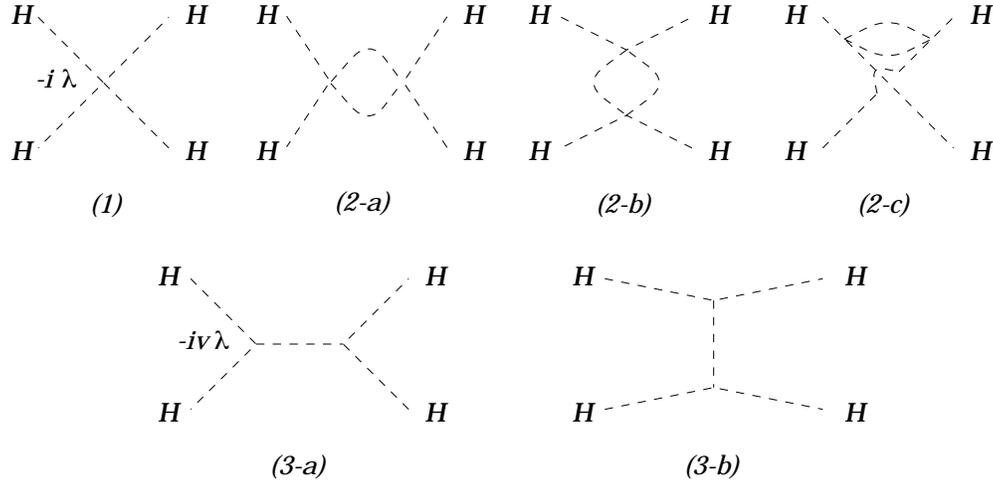


Figure I.1: Contributions à l'auto-couplage λ , à l'ordre le plus bas (1), à l'ordre d'une boucle (2-a,b et c) et au deuxième ordre faisant intervenir les couplages trilineaires absents de la théorie symétrique.

En intégrant cette équation entre l'échelle v et une échelle arbitraire μ_o on obtient :

$$\frac{1}{\lambda(v)} = \frac{1}{\lambda(\mu_o)} + \frac{3}{16\pi^2} \ln \frac{\mu_o}{v}$$

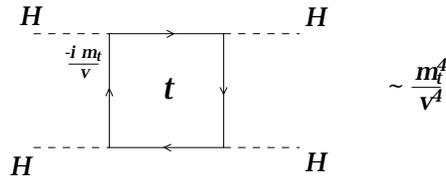
On en déduit, pour une échelle μ_o pouvant aller jusqu'à l'échelle de Planck $M_{Pl} \sim 10^{19} \text{ GeV}/c^2$, que (puisque $1/\lambda(\mu_o) \geq 0$) :

$$\lambda(v) \leq \frac{16\pi^2}{3 \ln(\mu_o/v)} \quad \text{soit} \quad m_H \leq \frac{4v\pi}{3\sqrt{\ln(\mu_o/v)}}$$

Donc plus l'échelle μ_o est grande plus le couplage quartique est petit. On en déduit que si le Modèle Standard est valable jusqu'à l'échelle de Planck $\mu_o = 10^{19} \text{ GeV}$ la limite supérieure sur la masse du Higgs est de l'ordre de $200 \text{ GeV}/c^2$ d'autre part si $\mu_o = 10^3 \text{ GeV}$, m_H doit être inférieure à $\sim 10^3 \text{ GeV}/c^2$. Donc si un Higgs léger ($m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$) n'est pas découvert des manifestations de physique nouvelle à une échelle inférieure au TeV devraient être observables. Ceci constitue l'argument de trivialité.

Nous n'avons jusqu'ici pas tenu compte des effets dus au top et à son fort couplage au Higgs (*cf.* $\lambda_t \propto m_t \approx 173.9 \text{ GeV}/c^2$). Si on prend en compte le diagramme :

I.2. LE MODÈLE STANDARD ÉLECTROFAIBLE



et l'intervention d'une boucle $t\bar{t}$ dans le propagateur du champ de Higgs (dont la contribution au couplage quartique est $\sim \lambda m_t^2/v^2$), l'équation d'évolution du couplage quartique devient :

$$\mu \frac{d\lambda}{d\mu} = \frac{3}{16\pi^2} \left[\lambda^2 + \frac{\lambda m_t^2}{v^2} - \frac{m_t^4}{v^4} \right]$$

ou encore

$$\mu \frac{d\lambda}{d\mu} = (\lambda - \lambda_-)(\lambda - \lambda_+) \quad \text{où} \quad \lambda_{\pm} = \frac{m_t^2}{2v^2} (\sqrt{5} \mp 1)$$

Pour que le potentiel présente un minimum stable, il faut que $\lambda(\mu) > 0$. Cette condition fournit une borne inférieure sur la masse du boson de Higgs. C'est l'argument de stabilité du vide.

Dans la Figure I.2, les arguments de trivivialité et de stabilité du vide tenant compte des effets du quark top sont illustrés.

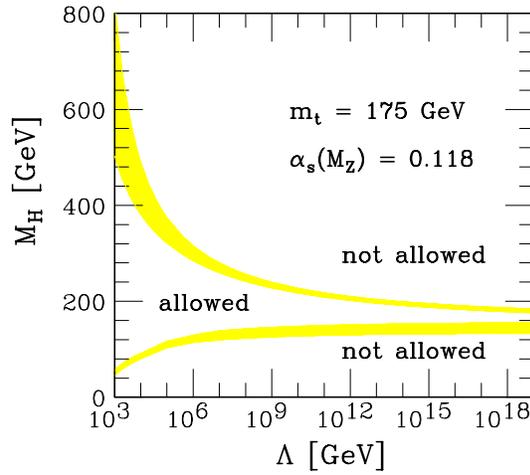


Figure I.2: Limites inférieure et supérieure à la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle Λ de "cut-off", d'après les arguments de stabilité du vide et de trivivialité.

2.5 Ordres supérieurs et mesures de précision

Le secteur de jauge de la théorie électrofaible au niveau des arbres, après brisure de la symétrie, est complètement décrit par trois paramètres : les deux constantes de couplage g et g' et la valeur prise dans le vide du champs de Higgs v ou de façon équivalente la masse des bosons W^\pm ; ou de façon équivalente, la constante de couplage électromagnétique α_{QED} , la masse du boson Z et la masse du boson W .

Dans l'hypothèse (MSM) d'un Modèle Standard minimal (i.e. dont le secteur de Higgs est composé d'un unique doublet avant brisure), les effets d'un boson de Higgs peuvent être mesurés à travers les corrections radiatives qu'il apporte aux paramètres du Modèle Standard. En particulier¹, les corrections à G_F , peuvent être paramétrisées de la façon suivante :

$$G_F = \frac{\pi\alpha_{QED}}{\sqrt{2}m_W^2(1 - m_W^2/m_Z^2)}(1 + \Delta r)$$

où Δr reçoit principalement des contributions du quark top (dues à la grande différence de masse entre le quark top et le quark beau) et du boson de Higgs. Ces corrections sont de la forme [I.6, 7] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta r_t \propto m_t^2 \\ \Delta r_H \propto \log(m_H/m_W) \end{array} \right.$$

Les paramètres permettant d'exprimer n'importe quelle quantité en tenant compte des corrections radiatives sont les suivants :

Paramètre	Valeur	Incertitude relative
$\alpha_{QED}^{-1}(m_Z^2)^\ddagger =$	128.896(90)	0.07%
$\alpha_{QED}^{-1}(m_Z^2)^\ddagger =$	128.905(36)	0.03%
$\alpha_s(m_Z^2) =$	0.119(2)	1.7%
$G_F =$	$1.16639(2) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	0.0017%
$m_Z =$	91.1867(21) GeV	0.0023%
$m_t =$	173.8(5.0) GeV	2.9%

L'évaluation de $\alpha_{QED}(m_Z)$ se fait à partir de la mesure de $\alpha(0)$:

$$\alpha_{QED}(m_Z^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha_\ell(m_Z^2) - \Delta\alpha_{had}(m_Z^2) - \Delta\alpha_{top}(m_Z^2)}$$

La valeur de $\alpha^{-1}(0) = 137.0359895(61)$ est obtenue par effet hall et par la mesure de $g - 2$ de l'électron. Parmi les corrections, la contribution la plus importante est $\Delta\alpha_{had}(m_Z^2)$ due aux quarks légers, deux valeurs sont utilisées [‡][I.10]

¹Dans le schéma de renormalisation "on shell" où les résultats sont donnés en termes de $\sin^2 \theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2$.

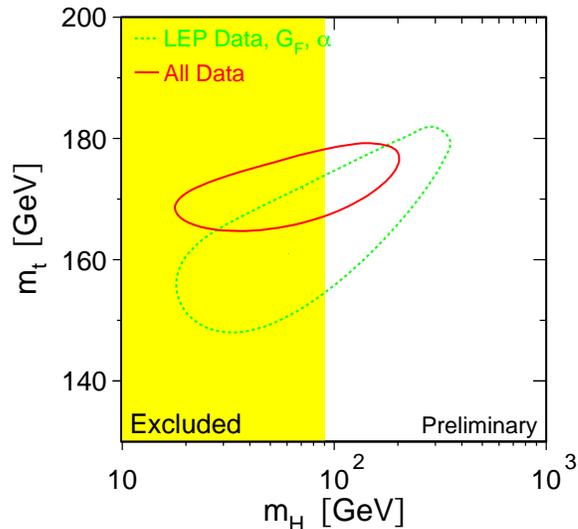


Figure I.3: Contours à 68% de niveau de confiance en m_t et m_H pour un ajustement des données LEP uniquement (pointillé) et un ajustement incluant les données de CDF et de D0 pour la masse du quark top.

et [‡][I.11]. Le terme $\Delta\alpha_\ell(m_Z^2)$ est calculé avec une précision du troisième ordre [I.12] et le terme $\Delta\alpha_{top}(m_Z^2)$ est calculé en fonction de la masse du top. La constante de couplage α_s a été mesurée à différentes énergies allant m_τ à m_Z . La valeur donnée est une moyenne des mesures obtenues à différentes énergies, allant de m_τ à m_Z rapportées à m_Z avec les équations du groupe de renormalisation [I.13, 8]. La constante de Fermi G_F^μ est mesurée à partir de la durée de vie du muon. La masse du Z est mesurée à LEP et la masse du quark top est mesurée au TEVATRON par CDF et D0 [I.8].

Les observables mesurées au LEP et/ou à SLD pour tester le MSM, sont la largeur totale et les largeurs partielles du Z, notamment la largeur partielle rapportée à la largeur hadronique en quarks lourds (R_b), et $\sin^2\theta_{eff}$ évalué à partir des mesures d'asymétries:

$$\sin^2\theta_{eff} \equiv \frac{1}{4}\left(1 - \frac{g_V^\ell}{g_A^\ell}\right)$$

où $g_V = I_3 - 2Q\sin^2\theta_{eff}$ et $g_A = I_3$.

Les asymétries sont les variables les plus sensibles à m_H (R_b est l'observable la plus sensible à m_t) comme l'indique la table ci-dessous résumant les incertitudes relatives provenant des différentes sources d'erreurs : expérimentales, sur R_b , sur m_W , et sur les asymétries (%):

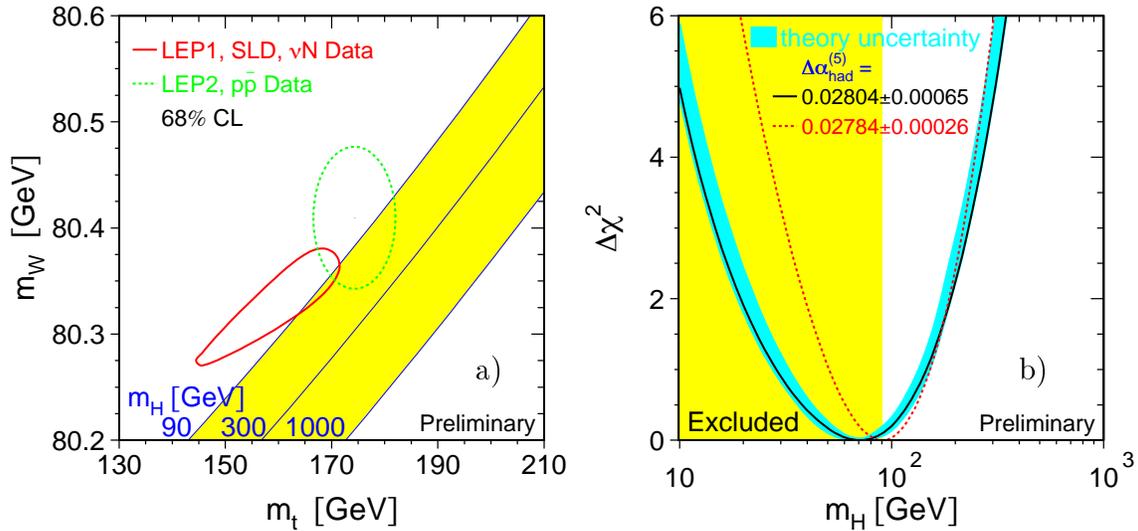


Figure I.4: Comparaison entre les contours à 68% de niveau de confiance pour les mesures indirectes de m_W et m_t (LEP1, SLD, NuTeV, et CCFR) (trait plein) et les mesures directes (TEVATRON et LEP2) (pointillés) (a). Courbes de $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$ en fonction de la masse du boson de Higgs (b). La bande autour de l'ajustement (trait plein) représente une estimation de l'erreur théorique due à l'absence de corrections aux ordres supérieurs.

	incert. exp.	$\Delta m_t = 5 \text{ GeV}/c^2$	$\Delta m_H \in [90 - 1000] \text{ GeV}/c^2$
Γ_Z	0.10	0.05	0.34
R_b	0.34	0.08	0.01
m_W	0.07	0.04	0.22
$\sin^2 \theta_{eff}$	0.08	0.07	0.58

La mesure combinée de $\sin^2 \theta_{eff}$ avec les résultats de LEP et SLD est [I.8] :

$$\sin^2 \theta_{eff} = 0.23157 \pm 0.00018$$

Cette mesure, comparée aux valeurs attendues en faisant varier m_H et en admettant la valeur de m_{top} donnée par CDF/D0, favorise les faibles valeurs de m_H [I.8].

Pour tester l'accord entre le MSM et les données LEP, on compare un ajustement des données LEP (incluant les données de la masse du boson W de LEP2 [I.8]) en laissant les masse du top et du Higgs libres, et un ajustement comprenant la mesure de la masse du quark top (CDF/D0) en Figure I.3. On observe que les faibles valeurs de m_H sont favorisées.

I.3. LES PROBLÈMES DU MODÈLE STANDARD

Les données peuvent aussi être utilisées pour déterminer les masses du quark top et du boson W indirectement, par les mesures LEP et SLD pour M_{top} et par les rapports de courants neutres sur courants chargés auprès d'expériences de diffusion de neutrinos sur des nucléons telles que CCFR et NuTeV [I.8] pour m_W . Le résultat est exprimé en termes de contour à 68% de niveau de confiance dans le plan (m_{top}, m_W) (Figure I.4-a). Ces mesures indirectes peuvent être comparées aux mesures directes obtenues au TEVATRON et à LEP2. Les résultats sont en bon accord [I.8].

Enfin, à l'aide d'un ajustement comprenant toutes les données, on obtient la meilleure contrainte sur la masse du boson de Higgs [I.8]. Dans la Figure I.4-b, les valeurs de $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi_{min}^2$ sont représentées en fonction de m_H . Les deux ajustements correspondent aux deux mesures différentes de $\Delta(\alpha)_{had}$:

i) $\Delta(\alpha)_{had} = 0.02804 \pm 0.00065$ †[I.10]

ii) $\Delta(\alpha)_{had} = 0.02784 \pm 0.00026$ ‡[I.11]

Les résultats des ajustements pour l'une et l'autre valeurs des corrections à α_{QED} due aux quarks légers sont alors :

i) $\log(m_H/\text{GeV}) = 1.88_{-0.41}^{+0.33}$ ($m_H = 76_{-47}^{+85}$)

ii) $\log(m_H/\text{GeV}) = 1.96_{-0.26}^{+0.23}$ ($m_H = 91_{-41}^{+64}$)

Dans l'hypothèse d'un Modèle Standard ayant un secteur de Higgs minimal on préfère une masse de Higgs faible pour accommoder les paramètres électrofaibles mesurés jusqu'à présent.

I.3 Les problèmes du Modèle Standard

La gravité, dont les effets à l'échelle électrofaible sont négligeables (étant donné la très faible valeur de la constante de couplage $G_N \approx 10^{-38} \text{GeV}^{-2}$), définit l'échelle de Planck $M_{Pl} \sim \sqrt{1/G_N} \sim 10^{19} \text{GeV}/c^2$. Celle-ci constitue une limite supérieure au domaine de validité du Modèle Standard (qui n'englobe pas la gravitation). L'échelle de validité de la théorie permet, comme on l'a vu plus haut, grâce à l'argument de "trivialité", d'imposer une limite supérieure à la masse du boson de Higgs. De surcroît, les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs étant quadratiquement divergentes, un réglage fin des paramètres *nus* (paramètres entrant dans le Lagrangien) du modèle est nécessaire à tous les ordres, ce qui rend la théorie très peu *naturelle*. Ce problème d'ordre esthétique, représente l'un des plus importants écueils du Modèle Standard.

Le grand nombre de paramètres libres du Modèle Standard est aussi une de ses faiblesses. Il comprend 20 paramètres libres (3 couplages de jauge, m_H et v

dans secteur de Higgs, 9 masses des quarks et leptons, les 3 angles de mélange et la phase de la matrice CKM et enfin les paramètres θ_{QCD} et θ_2 des termes $\theta_{QCD,2} F^{a\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}^a$ des lagrangiens QCD et électrofaible). Les théories de *grande unification* apportent une solution partielle de ce problème.

3.1 Naturalité

Dans le Modèle Standard, le problème de naturalité se pose dès lors que l'on veut calculer la masse du Higgs en tenant compte des corrections radiatives. Les contributions des diagrammes (a) et (b) de la Figure I.5 apportent une contribution quadratiquement divergente à la masse du boson de Higgs de l'ordre :

$$\Delta m^2 \propto \int^\Lambda \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2} \sim \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}.$$

(si on ne s'intéresse qu'au comportement ultra-violet de cette contribution).

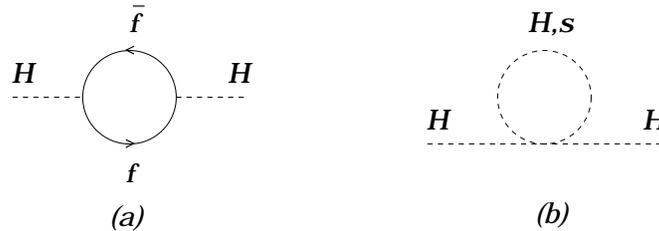


Figure I.5: Contributions quadratiquement divergentes à l'ordre d'une boucle à la masse du Higgs.

Le “*cut-off*” Λ est naturellement de l'ordre de l'échelle à laquelle le Modèle Standard n'est plus valide. Si cette échelle est celle de Planck $M_{Pl} = 10^{19}$ GeV/ c^2 , pour que la masse du boson de Higgs soit inférieure à 1 TeV, (ce qui est nécessaire pour assurer l'unitarité du processus de diffusion W^+W^-), il est nécessaire que la masse nue (paramètre entrant dans le lagrangien) du boson de Higgs soit ajustée finement sur 16 ordres de grandeur et ce, à tous les ordres possibles du développement perturbatif. Un tel ajustement (“*fine-tuning*”) n'est pas naturel. C'est le problème de naturalité du Modèle Standard.

3.2 Grande unification, Hiérarchie

Pour réduire le grand nombre de paramètres du Modèle Standard, on peut essayer d'unifier les trois interactions en une seule symétrie ($SU(5)$, $SO(10)$, ...) avec une

I.4. LA SUPERSYMMÉTRIE

unique constante de couplage. Le groupe le plus simple permettant une telle unification est $SU(5)$. L'ordre de $SU(5)$ est 24 : 12 bosons de jauge supplémentaires sont nécessaires par rapport au Modèle Standard, les leptoquarks. Ces bosons vecteurs couplent les quarks aux leptons et mettent en péril la stabilité du proton. Pour contourner le problème de la désintégration du proton un mécanisme de Higgs en deux étapes, avec deux échelles de brisure différentes permettant de donner une masse très élevée aux leptoquarks est nécessaire. Dans un premier temps la brisure $SU(5) \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ a lieu à une échelle élevée $\gg m_W$, puis la brisure électrofaible $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{em}$ a lieu à l'échelle habituelle $\sim m_W$.

Ce modèle est très séduisant. Il permet d'expliquer de façon naturelle la quantification de la charge électrique puisque celle-ci est un des générateurs de $SU(5)$ et que les valeurs propres des générateurs de groupes non-abéliens simples sont discrètes. Il prédit une valeur de $\sin^2 \theta_W = 3/8$, à l'échelle d'unification (typiquement $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV/c²) qui une fois renormalisée donne une valeur proche de celle mesurée et un rapport m_b/m_τ en bon accord avec la mesure.

Cependant ce modèle rencontre deux difficultés majeures. La première, purement technique, est que dans une théorie de jauge, on peut difficilement mettre "à la main" deux échelles différentes en choisissant comme précédemment deux valeurs dans le vide de champs de Higgs différentes à l'ordre des arbres, car aux ordres supérieurs les deux échelles se mélangent. C'est le problème de la "Hiérarchie de jauge" [I.15]. La seconde, est que l'évolution des couplages est telle qu'il n'existe pas d'échelle à laquelle ils convergent (Figure I.6-a). Si cela avait été le cas, il aurait été naturel de penser qu'au delà de l'échelle où les couplages convergent, la théorie est unifiée. Une unification est donc impossible dans ce contexte.

I.4 La supersymétrie

Nous présentons ici succinctement la supersymétrie en tant qu'extension du Modèle Standard. Nous renvoyons le lecteur à [I.17, 18, 19] pour une présentation plus détaillée. Pour ce qui concerne la Supergravité une revue est présentée dans [I.20].

4.1 Une solution naturelle

La contribution des fermions à la correction sur la masse du boson de Higgs (Figure I.5-a) a un signe opposé à celle due au boson de Higgs (Figure I.5-b), les boucles de fermions ayant un signe -1 et les boucles de bosons un signe +1. Les contributions sont les suivantes [I.21] :

- pour des fermions :

$$\Delta m_H^2 \sim \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} (-2\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln \frac{\Lambda}{m_f} + \dots)$$

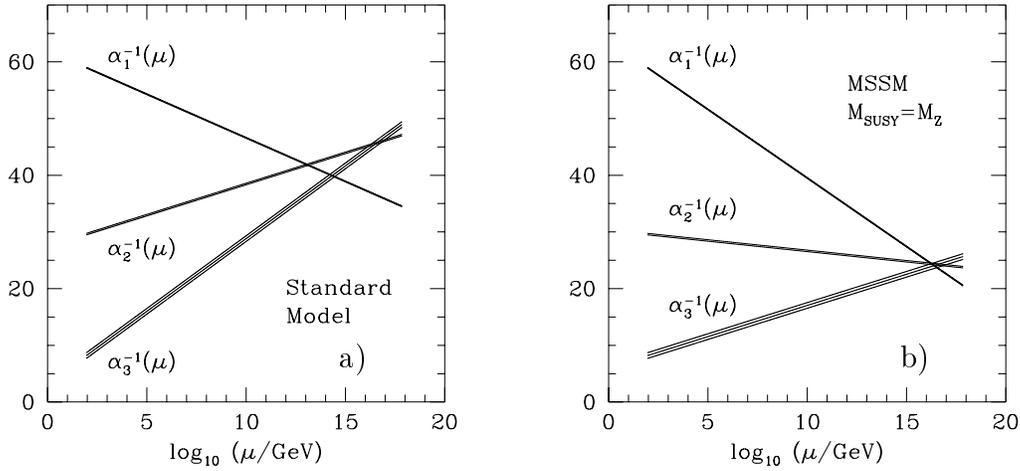


Figure I.6: Evolution des trois constantes de couplage en fonction de l'échelle μ , dans le cas du Modèle Standard et dans le cas du MSSM.

- pour les scalaires :

$$\Delta m_H^2 \sim \frac{\lambda_s}{16\pi^2} (\Lambda^2 + 2m_f^2 \ln \frac{\Lambda}{m_s} + \dots)$$

où λ_s est le couplage quartique entre deux bosons de Higgs et deux scalaires s .

Une théorie contenant deux champs scalaires pour chaque fermion, et telle que $\lambda_s = |\lambda_f|^2$, est une théorie sans divergences quadratiques, d'après les formules ci-dessus. Seules subsistent les divergences logarithmiques, dont on peut s'accommoder (dans le Modèle Standard, les corrections radiatives à la masse d'un fermion sont logarithmiquement divergentes).

Une solution est proposée par la supersymétrie reliant chaque fermion à un boson et *vice versa*. L'existence d'une telle théorie est néanmoins immédiatement remise en cause du fait qu'un spectre symétrique ($m_{\text{boson}} = m_{\text{fermion}}$), requis par la supersymétrie, entre bosons et fermions n'est pas observé. En d'autres termes, la supersymétrie doit être brisée et ce, en préservant l'annulation des divergences quadratiques. Des tentatives pour briser la supersymétrie spontanément ont vu le jour, mais aucune n'a apporté de réponse entièrement satisfaisante [I.17, 20]. En revanche, une brisure explicite "douce" de la supersymétrie, où des termes de masse bien choisis sont insérés *à la main*, permet à la fois de donner des masses différentes aux partenaires supersymétriques et de préserver l'annulation

I.4. LA SUPERSYMMÉTRIE

des divergences quadratiques. Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs s'expriment sous la forme :

$$\Delta m_H^2 \propto m_{soft}^2 \left(\ln \frac{\Lambda}{m_{soft}} + \dots \right)$$

où m_{soft} est la différence de masse entre deux partenaires supersymétriques. Cette relation et le fait que la masse du boson de Higgs ne doit pas être trop élevée indiquent que m_{soft} doit être de l'ordre de $1 \text{ TeV}/c^2$.

De la même façon, ce meilleur contrôle des divergences quadratiques permet aussi, dans le cadre de théories de grande unification, de régler le problème de hiérarchie, car le mélange des échelles aux ordres supérieurs est négligeable².

Enfin, une des plus fortes motivations pour la supersymétrie est qu'elle permet l'unification des couplages à grande échelle. Comme le montre la Figure I.6-b, dans une théorie supersymétrique englobant le Modèle Standard [I.16] les équations du groupe de renormalisation sont modifiées de telle sorte que les couplages parviennent à se rencontrer (à une échelle $\sim 10^{16} \text{ GeV}$).

4.2 Le Modèle standard supersymétrique minimal

Pour élaborer un Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM), comme extension du Modèle Standard, il paraît naturel de voir si le Modèle Standard n'est pas lui-même supersymétrique. Comme les partenaires supersymétriques doivent avoir les mêmes nombres quantiques conservés (à l'exception du spin), le Modèle Standard n'est pas supersymétrique.

Une extension supersymétrique du Modèle Standard nécessite donc un spectre complet de nouveaux champs, partenaires des champs physiques connus. A chaque fermion (lepton et quark) sont attachées deux particules scalaires (“*sleptons*” et “*squarks*”), à chaque boson de jauge est lié un fermion (“*jaugino*”), et à chaque boson de Higgs est associé un fermion (“*higgsino*”). Comme on le verra plus loin, le secteur de Higgs dans un modèle minimal, doit contenir au moins deux doublets (h_1 et h_2). Le contenu en champs du MSSM avant brisure de la symétrie électrofaible est résumé dans la Table I.2.

4.3 Le secteur de Higgs du MSSM

A la différence du secteur de Higgs du Modèle Standard, celui du MSSM nécessite deux doublets de champs de Higgs. Ceci s'explique par le fait que les Higgsinos contribuent aux anomalies, et que deux doublets d'hypercharge opposée sont nécessaires pour préserver leur annulation. Avant brisure, le secteur de Higgs

²Néanmoins il est important de noter que si les modèles de grande unification sont très prédictifs, même supersymétriques, ils nécessitent un *ajustement fin* [I.16] des paramètres du secteur de Higgs à l'ordre des arbres pour pouvoir accommoder les deux échelles de brisure 3.2.

Table I.2: Particules formant le MSSM. Dans la première partie sont indiqués les fermions de matière et leur partenaires supersymétriques (u et d désignent respectivement des quarks de type “up” et “down”). La deuxième partie est consacrée aux deux doublets de Higgs et leurs partenaires, les Higgsinos. La troisième partie est dédiée aux bosons de jauge et leurs partenaires fermioniques, les *gauginos*.

spin 0	spin 1/2	spin 1
$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	-
\tilde{u}_R	u_R	-
\tilde{d}_R	d_R	-
$\begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{e} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	-
\tilde{e}_R	e_R	-
h_1	\tilde{h}_1	
h_2	\tilde{h}_2	
-	\tilde{B}	B
-	\tilde{W}	W
-	\tilde{g}	g

minimal contient donc 8 degrés de liberté. Après brisure trois sont absorbés par les bosons de jauge Z et W^\pm qui acquièrent une masse. Il en reste donc cinq, soit cinq champs de Higgs physiques.

Les champs de Higgs h_1 et h_2 intervenant dans le potentiel de Higgs peuvent s'écrire :

$$h_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} \quad h_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}$$

Le potentiel de Higgs est formé de termes purement supersymétriques, dont les origines ne sont pas discutées ici mais dont on peut trouver une description complète dans [I.22], et de termes de brisure douce. La partie purement supersymétrique du potentiel s'écrit :

$$V_{SUSY} = V_D + V_F \quad \begin{cases} V_F = \mu^2(h_1^\dagger h_1 + h_2^\dagger h_2) \\ V_D = \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(h_1^\dagger h_1 - h_2^\dagger h_2)^2 + \frac{1}{2}g^2|h_1^\dagger h_2|^2 \end{cases}$$

où μ est un terme de masse du potentiel supersymétrique (“*superpotentiel*”) et g et g' sont les couplages de jauge. Le terme de brisure douce du potentiel de Higgs s'écrit :

I.4. LA SUPERSYMMÉTRIE

$$V_{Soft} = m_1^2 h_1^\dagger h_1 + m_2^2 h_2^\dagger h_2 - m_{12}^2 (\varepsilon_{ij} h_1^i h_2^j + h.c.)$$

où (m_1, m_2, m_{12}) sont les paramètres de brisure douce et ε_{ij} est le tenseur complètement anti-symétrique. Le potentiel complet est la somme de ces deux termes :

$$V = V_{SUSY} + V_{Soft}$$

On peut remarquer que le terme quartique en champs de Higgs dépend des couplages de jauge, contrairement au Modèle Standard où celui-ci est complètement libre. C'est ce qui permet de contraindre la masse du boson de Higgs neutre le plus léger.

On note v_1 et v_2 les valeurs dans le vide des champs de Higgs h_1 et h_2 respectivement. La somme $v_1^2 + v_2^2 = v^2$ est reliée à la masse du boson W. En revanche, leur rapport :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$$

est un paramètre libre du modèle, où β est l'angle de mélange des parties imaginaires de ϕ_1° et ϕ_2° (en revanche l'angle de mélange de leurs parties réelles, α n'est pas un paramètre libre). La minimisation du potentiel de Higgs impose les relations suivantes [I.22] :

$$(m_1^2 + \mu^2)v_1 - m_{12}^2 v_2 + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)v_1 = 0$$

$$(m_2^2 + \mu^2)v_2 - m_{12}^2 v_1 - \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(v_1^2 - v_2^2)v_2 = 0$$

Des trois paramètres libres initiaux (on peut intégrer la dépendance de μ dans celle des paramètres de brisure douce $\tilde{m}_1^2 = m_1^2 + \mu^2$ et $\tilde{m}_2^2 = m_2^2 + \mu^2$) seul un paramètre de brisure douce reste libre. Le secteur de Higgs du MSSM est donc déterminé à l'ordre des arbres par deux paramètres uniquement $\tan \beta$ et un terme de brisure douce.

Après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, les cinq états physiques restants sont deux bosons de Higgs chargés (H^\pm), un boson de Higgs neutre CP-impair (A) et deux bosons de Higgs neutres CP-pairs (h, H). Le terme de brisure douce m_{12}^2 est déterminé par :

$$m_{12}^2 = \frac{1}{2} m_A^2 \sin 2\beta$$

La donnée de m_A et $\tan \beta$ permet donc de calculer toutes les masses des bosons de Higgs du MSSM à l'ordre des arbres :

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 &= m_{W^\pm}^2 + m_A^2 \\ m_{h/H}^2 &= \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos 2\beta} \right) \end{aligned}$$

L'angle de mélange des bosons de Higgs neutres CP-pairs α est fixé par la relation :

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \left(\frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \quad (\text{I.3})$$

De l'expression ci-dessus on déduit que pour toute valeur de m_A et $\tan \beta$, la masse du boson de Higgs neutre le plus léger est forcément inférieure à m_Z , car :

$$m_h \leq |\cos 2\beta| m_Z$$

4.4 Le secteur des stops

Dans le secteur des stops, dans la base $(\tilde{t}_L, \tilde{t}_R)$, où $\tilde{t}_{L,R}$ sont les partenaires supersymétriques des deux états de chiralité des quarks top, les états propres de masses s'obtiennent en diagonalisant la matrice de masse suivante :

$$\begin{pmatrix} m_Q^2 + m_t^2 + (I_3 - Q \sin^2 \theta_W) m_Z^2 \cos 2\beta & m_t (A_t - \mu \tan \beta) \\ m_t (A_t - \mu \tan \beta) & m_U^2 + m_t^2 + Q \sin^2 \theta_W m_Z^2 \cos 2\beta \end{pmatrix}$$

où $I_3 = 1/2$ et $Q = 2/3$ pour un stop.

Les termes m_Q et m_U , comme le couplage trilinéaire A_t sont des paramètres de brisure douce. Les autres termes sont supersymétriques. On remarque que le terme non diagonal est proportionnel à la masse du top. Les états propres de masse peuvent donc être très différents des états propres d'interaction.

On peut définir de façon analogue des matrices de mélange pour tous les scalaires partenaires de fermions et notamment des couplages trilinéaires A_f . Les termes non-diagonaux étant proportionnels à la masse des fermions partenaires, seul le mélange dans le secteur des stops sera discuté.

4.5 Corrections radiatives

A cause du fort couplage de Yukawa du quark top, les corrections radiatives à la masse des boson de Higgs peuvent être importantes. Les corrections radiatives à l'ordre d'une boucle à m_h , dans le cas où la valeur supérieure de l'ordre des arbres est saturée, en considérant les deux états propres physiques des stops dégénérés en masse, peuvent s'écrire [I.23] :

$$\frac{3g^2}{8\pi^2} \frac{m_t^4}{m_W^2} \log \left(\frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2} \right) \quad (\text{I.4})$$

Une formulation plus complète prenant en compte les effets du mélange dans le secteur des stops (qui comme on l'a vu peut être important), d'effets à deux boucles et même des corrections QCD à la masse du quark top est développée

I.4. LA SUPERSYMMÉTRIE

en [I.24]. Les Figures I.7 illustrent les effets dus au mélange dans le secteur des stops (a) et les effets dus à la masse typique M_{SUSY} des stops définie par :

$$M_{SUSY} = \sqrt{\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2}{2}}$$

Par simplicité, toutes les masses de particules supersymétriques sont prises égales à M_{SUSY} . En outre les corrections au second ordre [I.24] sont comparées aux corrections tenant compte du premier ordre uniquement [I.25]. On observe que l'effet du mélange est important. La dépendance en M_{SUSY} (b) montre que les corrections sont fonction croissante de M_{SUSY} .

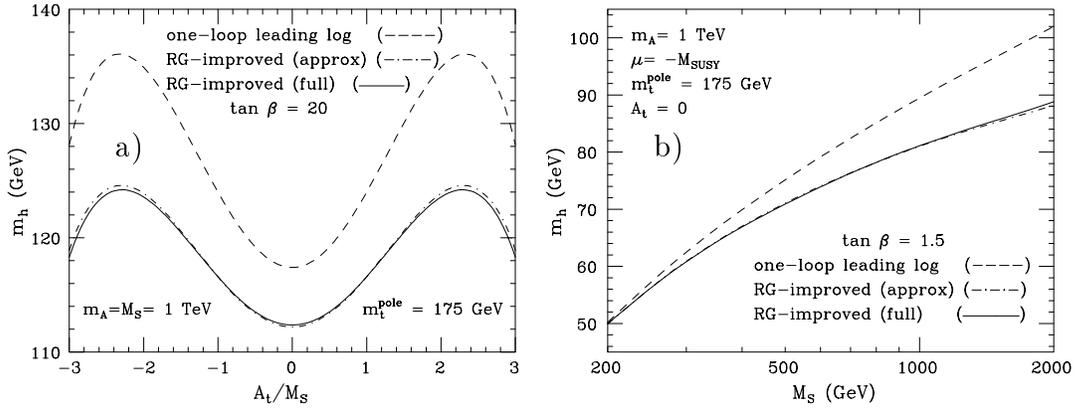


Figure I.7: Evolution de la masse du boson de Higgs neutre CP-pair le plus léger (h) en fonction du terme doux de mélange dans le secteur des stops (A_t) (a) et en fonction de la masse typique de brisure douce dans le secteur des squarks (M_{SUSY}) (b).

Pour interpréter les résultats expérimentaux seuls les paramètres les plus pertinents (A_t , M_{SUSY} et μ) en plus de m_A et $\tan \beta$ sont considérés. Des valeurs typiques pour ces paramètres correspondant à des configurations de référence (du "benchmark") sont $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $|\mu| \ll M_{SUSY}$ et :

- Le "maximal mixing" : est l'impact maximal du mélange dans le secteur des stops, qui est donné par $A_t = \sqrt{6}M_{SUSY}$.
- Le "no-mixing" : correspond à la configuration où le mélange est nul dans le secteur des stops $A_t = 0$.

Dans la Figure I.8-a, on montre les valeurs de m_h en fonction de m_A , pour deux valeurs de $\tan \beta = 1.6$ (ensemble de courbes bas) et 15 (ensemble de courbes

haut) et différentes valeurs de mélanges dans le secteur des stops : “*maximal mixing*” (en trait plein), “*no-mixing*” (en trait tireté) et un mélange intermédiaire (en pointillé). Dans la Figure I.8-b, l’évolution de m_h en fonction de $\tan \beta$ est illustrée dans le cas de l’impact maximal du mélange des stops et dans le cas de mélange nul.

C’est dans ce contexte que les résultats des recherches de bosons de Higgs seront interprétés.

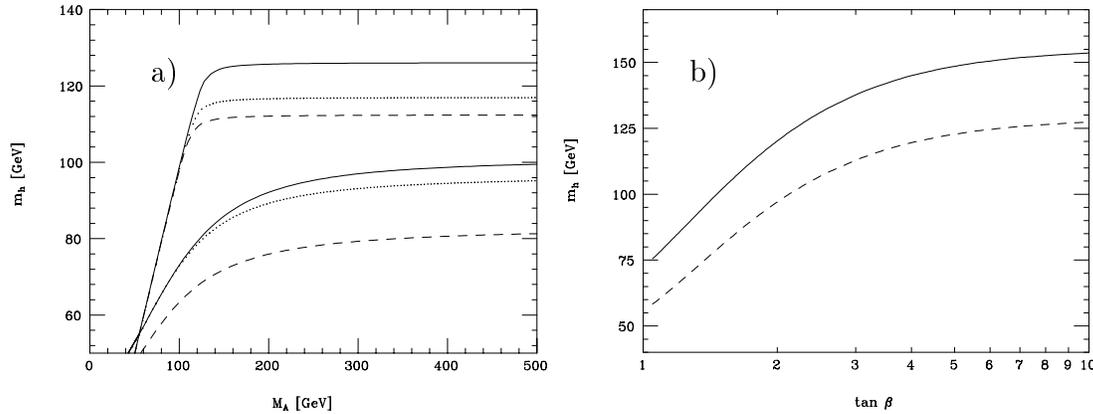


Figure I.8: Evolution de la masse du boson de Higgs neutre CP-pair le plus léger (h), en fonction de la masse du boson de Higgs neutre CP-impair A (a) et de $\tan \beta$ (b).

4.6 Supergravité minimale

Jusqu’à présent, la supersymétrie a été décrite comme théorie globale. Jauger la supersymétrie (SUSY locale) permet d’incorporer naturellement la gravité, en tant que théorie de jauge : la supergravité. En outre, le graviton, de spin-2 nécessite un partenaire supersymétrique : le gravitino (de spin 3/2).

Ce contexte nouveau, permet, grâce à l’introduction d’un secteur caché dans la théorie, ne communiquant avec le secteur visible que par l’intermédiaire de la gravité, d’expliquer les termes de brisure douce. Dans ce secteur caché, l’introduction de champs idoinés qui développent une valeur dans le vide non nulle, permet une brisure spontanée de la supersymétrie. Par ce mécanisme, le gravitino acquiert une masse (de façon analogue aux bosons de jauge dans le mécanisme de Higgs de brisure de la symétrie électrofaible).

Le modèle de supergravité minimale est un MSSM contraint. A l’échelle M_{GUT} , on suppose les masses des jauginos égales à $m_{1/2}$, les masses des scalaires unifiées à m_o et les couplages trilineaires $A_{\tilde{f}}$ sont unifiés à A_0 (rigoureusement ces unifications

ont lieu à M_{Pl} , mais l'évolution de M_{Pl} à M_{GUT} est couramment négligée). Dans ce scénario, la symétrie électrofaible est dynamiquement brisée. Ce mécanisme est déclenché par les corrections radiatives dues au fort couplage de Yukawa du top. Ceci permet de déterminer le paramètre μ au signe près. Les paramètres du modèle minimal de Supergravité sont donc :

$$(m_{1/2}, m_0, \text{signe}(\mu), A_0, \tan \beta)$$

Dans le secteur qui nous intéresse, le secteur de Higgs, cela signifie principalement que m_A n'est plus un paramètre libre.

4.7 Scénario du point fixe infra-rouge

Dans le cadre de mSUGRA il est possible de contraindre plus encore les paramètres du secteur de Higgs. C'est le scénario du point *quasi*-fixe infra-rouge. On note $Y_t(t)$ le couplage de Yukawa du top; l'équation du groupe de renormalisation donnant son évolution en fonction de t (où $t = \log(M_{GUT}^2/Q^2)$) reflète l'échelle Q d'énergie peut être intégrée analytiquement pour des valeurs modérées de $\tan \beta \sim \mathcal{O}(1)$ en :

$$Y_t(t) = \frac{Y_t(0)E(t)}{1 + 6Y_t(0)F(t)} \quad (\text{I.5})$$

où E et F sont des fonctions connues de t . Pour des valeurs assez grandes de $Y_t(0)F(t) \gg 1$, le couplage de Yukawa du top est indépendant de sa valeur à grande échelle et tend vers une valeur fixe $Y_{fixe} \equiv E(t)/6F(t)$ à la petite échelle.

Numériquement, on montre que Y_t est très proche de Y_{fixe} dès que $Y_t(0) \geq 0.01$ [I.26]. La valeur de la masse du top dépend des paramètres $Y_t(t)$ et $\tan \beta$. Une fois Y_t fixé à Y_{fixe} et la masse du top mesurée, on trouve que $\tan \beta$ est proche de 1, ce qui justifie l'expression analytique I.5³.

La conséquence importante de ce scénario est qu'il favorise les faibles valeurs de $\tan \beta$ et prédit une masse du boson de Higgs inférieure à $97 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$, à la portée des recherches directes à LEP2 [I.26].

³La résolution complète des équations du groupe de renormalisation montre qu'il existe une autre solution *fixe* pour des valeurs de $\tan \beta \sim m_t/m_b$. Néanmoins ces solutions ne sont pas naturelles dans le cadre de mSUGRA, car un *ajustement fin* des paramètres est nécessaire pour pouvoir assurer la brisure dynamique de la symétrie électrofaible [I.26]

Chapitre II

Phénoménologies des bosons de Higgs à LEP2

II.1 Désintégration des bosons de Higgs

1.1 Désintégrations du boson de Higgs standard

La largeur totale du boson Higgs standard, de masse $m_H \sim \mathcal{O}(m_Z)$, est très faible (~ 3 MeV) et le mode de désintégration dominant est de loin $H \rightarrow b\bar{b}$ ($\sim 85\%$). Les canaux de désintégration $\tau^+\tau^-$ ($\sim 8\%$) et $c\bar{c}$ ($\sim 3\%$) sont largement inférieurs mais ne sont pas négligeables. Les différents taux d'embranchement des modes de désintégration du boson de Higgs sont représentés dans la Figure II.1. On peut noter que les canaux de désintégration du Higgs en paire WW ou ZZ hors couche de masse restent négligeables dans le domaine de masses qui nous intéresse (60-100 GeV/ c^2). En revanche, le canal de désintégration en paire de gluons, qui pourtant nécessite une boucle de quarks, n'est pas négligeable. Le canal de découverte pour le futur collisionneur hadronique LHC, où le higgs se désintègre en paire de photons *via* une boucle de fermions ou de bosons de jauge chargés, est négligeable dans le cadre de LEP2.

La largeur partielle du boson de Higgs standard en paire de quarks s'exprime en fonction de leur masse *renormalisée* $m_q(m_H)$ à la masse du Higgs [II.1], de manière à prendre en compte les corrections QCD les plus significatives :

$$\Gamma(H \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi} m_q^2(m_H) m_H \quad (\text{II.1})$$

Les autres corrections étant très faibles ne sont pas prises en compte ici. Une formulation plus complète, notamment au deuxième ordre en α_S est développée en [II.1].

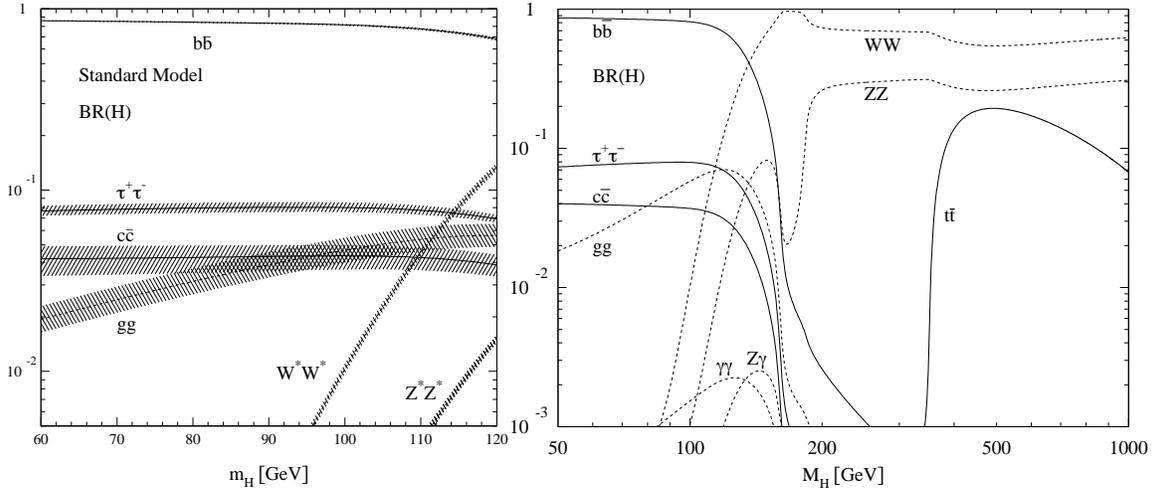


Figure II.1: Taux d'embranchement des désintégration du Higgs standard en fonction de sa masse. Les bandes désignent les incertitudes liées à la masse des quarks et à la mesure de α_s .

1.2 Couplage des bosons de Higgs neutres du MSSM aux particules du Modèle Standard

Les couplages des Higgs neutres du MSSM aux quarks, leptons et bosons de jauge sont semblables à ceux du Modèle Standard à un coefficient près dépendant des paramètres α et β . Ces couplages, normalisés aux couplages du Modèle Standard, sont indiqués dans la Table II.1.

L'angle de mélange des Higgs neutres du secteur CP-pair α est relié à β par I.3. En outre, quand m_A est grand (en pratique $m_A > 200 \text{ GeV}/c^2$) on a :

$$\tan 2\alpha \approx \tan 2\beta \quad \text{avec} \quad -\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq 0 \quad \text{et} \quad 0 \leq \beta \leq \frac{\pi}{2}$$

ce qui entraîne $\beta - \alpha \approx \pi/2$. Tous les couplages du Higgs neutre CP-pair h sont alors égaux à ceux du Modèle Standard.

1.3 Désintégrations des bosons de Higgs neutres du MSSM

Les taux d'embranchement des désintégrations de bosons de Higgs neutres du MSSM sont représentés en Figure II.2

Le boson de Higgs neutre CP-pair h a une masse inférieure à $\sim 130 \text{ GeV}/c^2$, ses modes de désintégration sont donc limités principalement aux fermions, et

Table II.1: Couplages des bosons de Higgs neutres du MSSM aux quarks leptons et bosons de jauge à l'ordre des arbres et normalisés aux couplages du Modèle Standard.

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

particulièrement aux plus lourds parmi ceux qui lui sont accessibles, les quarks b . Typiquement le taux d'embranchement $h \rightarrow b\bar{b}$ est de l'ordre de 90%, ce qui est plus élevé que dans le Modèle Standard. Le taux de désintégration en paires de taus de 8%, n'est pas négligeable. En revanche, les désintégrations en quarks charmés et en gluons sont défavorisées par rapport au Modèle Standard. Ces valeurs typiques dépendent de $\tan \beta$ comme on peut le voir dans la Table II.1.

Pour des masses de A accessibles à LEP2 (*i.e.* $m_A < \mathcal{O}(100 \text{ GeV}/c^2)$), le A aussi se désintègre principalement en paires $b\bar{b}$ et en $\tau^+\tau^-$. Un cas délicat est celui où le A est assez léger pour que la désintégration $h \rightarrow AA$ s'ouvre à de faibles valeurs de $\tan \beta$.

Enfin un scénario intéressant est celui où les bosons de Higgs du MSSM se désintègrent en paires de neutralinos, ce qui nécessite au préalable une masse de neutralino adéquate et donc contraint le processus dans un domaine de l'espace des paramètres qui se trouve exclu par la recherche directe de charginos. Néanmoins, la contrainte de la limite par les charginos peut être relâchée si l'hypothèse d'universalité des masses de jauginos est elle aussi relâchée. Ceci permet d'avoir un neutralino léger à souhait, tout en ayant des charginos assez lourds pour ne pas être exclus par les recherches directes. Les résultats les plus récents sur les recherches de désintégrations invisibles de bosons de Higgs ont été publiés dans [II.5].

II.2 Processus de production, le cas standard

À LEP1, le processus de Bjorken ($Z \rightarrow HZ^*$) a été utilisé pour rechercher le boson de Higgs, excluant des masses inférieures à $65.4 \text{ GeV}/c^2$. À LEP2, le processus principal est le même en inversant les rôles des Z réels et virtuels. Les trois mécanismes de production ayant été pris en considération à LEP2, sont :

- a) le Higgs-strahlung : production d'un Higgs et d'un Z , sur sa couche de masse dans l'état final, dans la voie s ,

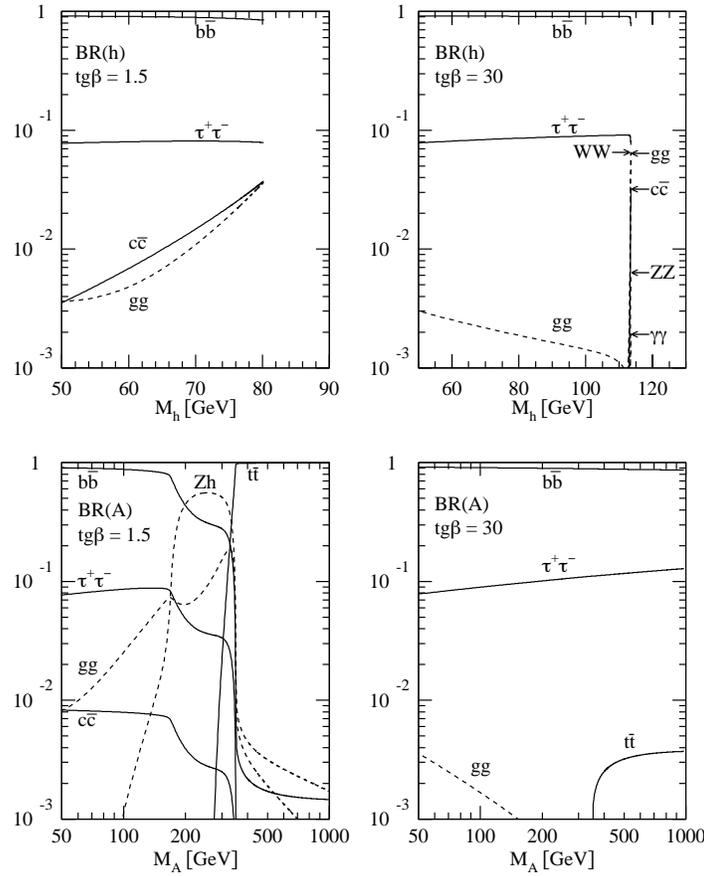


Figure II.2: Taux d'embranchement des désintégration des bosons de Higgs neutres du MSSM pour des valeurs de $\tan \beta$ de 1.5 et 30 et $M_{susy} = 1\text{TeV}$.

- b) la fusion WW : production d'un boson de Higgs et de deux neutrinos à travers le couplage de deux bosons W dans la voie t au Higgs ($e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$),
- c) la fusion ZZ : production d'un boson de Higgs et de deux électrons à travers le couplage de deux bosons Z au Higgs dans la voie t ($e^+e^- \rightarrow He^+e^-$).

Les diagrammes correspondants sont illustrés dans la Figure II.3.

Typiquement la section efficace de production pour le processus (a) est d'un ordre de grandeur supérieur à celle du processus (b) qui est elle-même supérieure d'un ordre de grandeur à celle de (c). En outre la fusion ZZ donne lieu à un état final avec un Higgs et deux électrons concernant exclusivement l'analyse des états finals à deux leptons chargés. D'autre part le canal (b) ayant deux neutrinos dans l'état final ne relève que du canal qui nous intéresse. On ne décrira ici que les processus de Higgs-strahlung (a) et de fusion WW (b) ainsi que leur interférence.

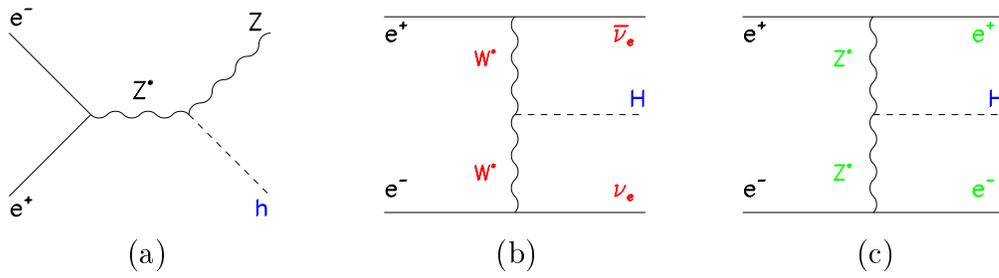


Figure II.3: Diagrammes de production de bosons de Higgs dans le processus de Higgs-strahlung (a), de fusion WW (b) et de fusion ZZ (c).

2.1 Higgs-strahlung

La section efficace différentielle de production s'écrit :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)}{d \cos \theta^*} = \frac{g^4 m_Z^2 (v_e^2 + a_e^2)}{128\pi (s - m_Z^2)^2 \cos \theta_w} \frac{p_z}{\sqrt{s}} \left[(1 + \cos^2 \theta^*) + \frac{E_Z^2}{m_Z^2} \sin^2 \theta^* \right] \quad (\text{II.2})$$

Pour les énergies atteintes à LEP2, $\gamma_Z^2 \sim 1$, la section efficace différentielle de production sera alors à peu près uniforme en $\cos \theta^*$. Le Z et donc le boson de Higgs seront produits spatialement uniformément.

Les sections efficaces de Higgs-strahlung uniquement sont représentées en fonction de la masse du boson de Higgs pour diverses énergies, notamment les énergies atteintes à LEP2 (de 130 à 189 GeV) dans la Figure II.4.

Les événements produits par Higgs-strahlung qui nous intéressent sont ceux où le Z se désintègre en paire de neutrinos, ce qui représente 20% de tous les états finals possibles. Le canal à énergie manquante profite aussi des événements de signal qui sont produits par le processus de fusion WW, ce qui représente une partie non négligeable du signal.

2.2 Fusion WW

Comme on l'a vu plus haut, l'état final où un boson de Higgs est produit en association avec deux neutrinos, reçoit des contributions du Higgs-strahlung où le Z se désintègre en une paire de neutrinos et du processus de fusion WW dans la voie t . Contrairement au Higgs-strahlung qui, si on néglige les effets de largeur du Z , admet un seuil à $\sqrt{s} - m_Z$, le processus de fusion WW peut théoriquement produire un boson de Higgs ayant une masse proche de \sqrt{s} .

La section efficace totale du processus de fusion WW peut s'écrire sous la

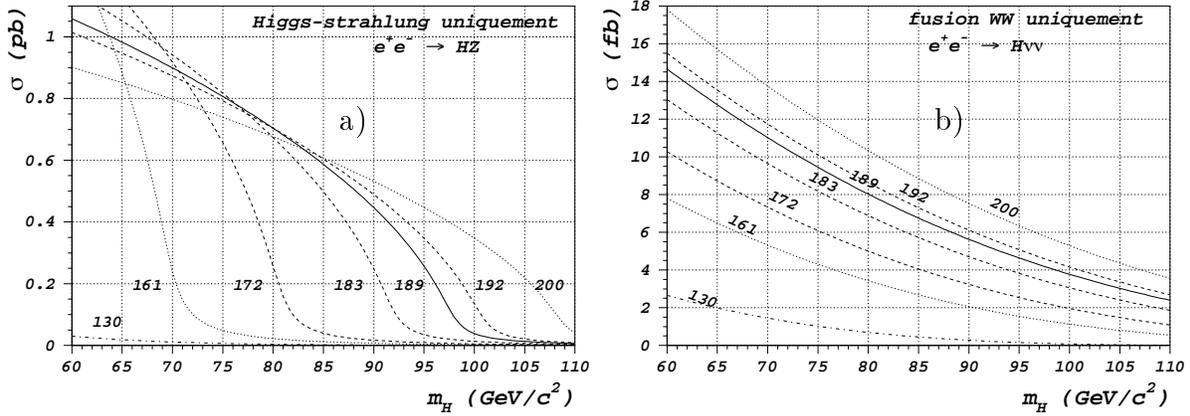


Figure II.4: Sections efficaces de production Higgs-strahlung ($e^+e^- \rightarrow HZ$) (a) et de fusion WW ($e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$) (b) sans corrections radiatives pour différentes énergies dans le centre de masse.

forme compacte [II.1] :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H) = \int_{x_H}^1 dx \int_x^1 \frac{F(x, y)}{(1 + (y - x)/x_W)^2} dy$$

où $x_H = m_H^2/s$, $x_W = m_W^2/s$ et

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

avec $z = y(x - x_H)/(xx_W)$.

Les sections efficaces de production du processus de fusion WW exclusivement sont représentées dans la Figure II.4. La dépendance en masse est douce. La contribution de la fusion WW est dominante pour des masses de Higgs au dessus du seuil, mais la section efficace est très faible. C'est au seuil que l'importance relative de la fusion par rapport au Higgs-strahlung sera la plus grande.

Les deux processus, le Higgs-strahlung et la fusion WW, sont simulés par HZHA [II.2], et ce en tenant compte des corrections électrofaibles à la section efficace. En particulier la masse du quark top, les valeurs de m_Z , Γ_Z et G_F ne sont pas fixés, et les paramètres $\sin^2 \theta_W$, M_W , α_S et $\Delta\rho$ sont recalculés. Par contre l'interférence entre les processus de fusion et de Higgs-strahlung n'est pas considérée.

II.3 Interférence

II.3. INTERFÉRENCE

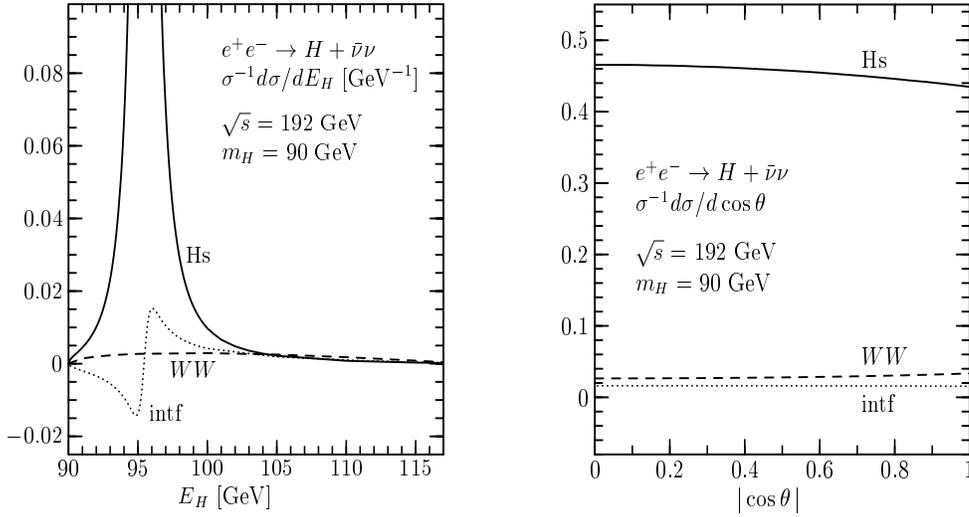


Figure II.5: Section efficace doublement différentielle intégrée sur $\cos \theta^*$ en fonction de l'énergie E_H (a) et intégrée sur E_H en fonction $|\cos \theta^*|$ (b) pour les trois composantes normalisées à la section efficace totale. Le pic en (a) correspond à une masse invariante des neutrinos égale à celle du Z atteint 0.52.

La section efficace doublement différentielle de l'interférence entre les processus de Higgs-strahlung et de fusion WW, peut s'exprimer sous la forme [II.3] :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H)}{dE_H d\cos\theta^*} = \frac{G_F^3 m_Z^8 p_H}{\sqrt{2}\pi^3 s} \times \mathcal{G} \quad (\text{II.3})$$

où E_H et p_H sont l'énergie et l'impulsion du Higgs et :

$$\mathcal{G} = \frac{(v_e + a_e) \cos^4 \theta_W}{8} \frac{s_\nu - m_Z^2}{(s - m_Z^2) [(s_\nu - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2]} \times \left[2 - (h_1 + 1) \log \frac{h_1 + 1}{h_1 - 1} - (h_2 + 1) \log \frac{h_2 + 1}{h_2 - 1} + (h_1 + 1)(h_2 + 1) \frac{\mathcal{L}}{\sqrt{r}} \right]$$

où s_ν est la masse invariante des deux neutrinos, $E_\nu = \sqrt{s} - E_H$ leur énergie, et les paramètres $h_{1,2}$ sont définis par :

$$h_{1,2} = 1 + \frac{2m_W^2}{\sqrt{s}(E_\nu \pm p_H \cos \theta)}$$

Les termes \mathcal{L} et r sont définis à partir de $c_\chi = 1 - 2s_\nu/(E_\nu^2 - (p \cos \theta)^2)$ et $s_\chi^2 = 1 - c_\chi^2$:

$$r = h_1^2 + h_2^2 + 2c_\chi h_1 h_2 - s_\chi^2$$

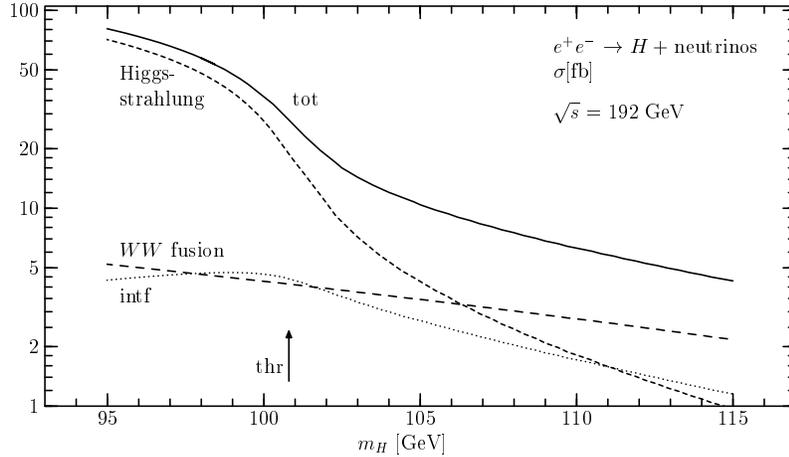


Figure II.6: Section efficace pour les trois composantes de la production du boson de Higgs en association avec deux neutrinos.

$$\mathcal{L} = \log \frac{h_1 h_2 + c_\chi + \sqrt{r}}{h_1 h_2 + c_\chi - \sqrt{r}}$$

La Figure II.5 illustre les sections efficaces différentielles correspondant à l'intégration de II.3, par rapport à l'énergie E_H et $\cos \theta^*$.

On indique le seuil dans la Figure II.6. Pour des hypothèses de masse proches du seuil, l'interférence entre les deux processus de production de Higgs en association avec deux neutrinos est du même ordre (voire plus importante) que la fusion seule. Or c'est justement au seuil que l'importance relative de la fusion est la plus grande et c'est là aussi que se trouve la sensibilité des analyses. Il est donc important de tenir compte du terme d'interférence, non simulé dans HZHA [II.2].

A partir de II.3, et par un simple changement de variables pour éviter les variations rapides de la section efficace différentielle pour le Higgs strahlung dans la région où la masse invariante des neutrinos est proche de celle du Z, on calcule le terme d'interférence.

3.1 Radiation dans l'état initial

Les sections efficaces, telles qu'elles sont calculées par HZHA [II.2], tiennent compte des corrections électrofaibles et de la radiation dans l'état initial (ISR). Dans le calcul du terme d'interférence, on prend en considération les corrections électrofaibles, en utilisant les paramètres renormalisés calculés par HZHA. Pour tenir compte de la radiation de photon dans l'état initial (ISR) on applique à la section efficace nue σ_0 le traitement suivant :

$$\sigma(s) = \int_{x_H}^1 G(x) \sigma_0(xs) dx$$

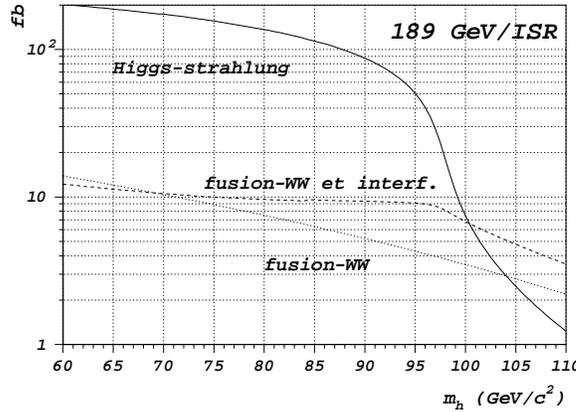


Figure II.7: Les trois composantes de la section efficace de production $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$ avec corrections radiatives (ISR).

où x est la fraction d'énergie restant après radiation du photon, $x_H = m_H^2/s$ et $G(x)$ est la fonction "radiatrice" dont la forme est décrite en [II.4].

La Figure II.7 illustre les sections efficaces, avec traitement des corrections radiatives pour les trois composantes du processus $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$.

II.4 Processus de production, le cas supersymétrique

Dans le cas supersymétrique les trois processus de production présentés restent valables pour la production du boson de Higgs CP-pair le plus léger (h). Néanmoins, celui-ci peut aussi être produit en association avec le boson de higgs neutre CP-impair (A). Aux trois diagrammes de production de bosons de Higgs de la Figure II.3, vient s'ajouter le diagramme de la production associée de la Figure II.8.

Dans le cas de la production de h par les diagrammes de la Figure II.3, le calcul des sections efficaces du MSSM est le même que dans le cas standard en tenant compte du couplage entre h et le boson de jauge Z de $\sin(\beta - \alpha)$. Il vient donc :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ) = \sin^2(\beta - \alpha) \times \sigma_{MS}$$

et

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow h\nu\bar{\nu}) = \sin^2(\beta - \alpha) \times \sigma(e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu})_{MS}$$

Dans le cas de la production associée, la section efficace peut aussi s'écrire sous forme factorisée en fonction de la section efficace du Modèle Standard :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow hA) = \cos^2(\beta - \alpha) \times \bar{\lambda}\sigma_{MS}$$

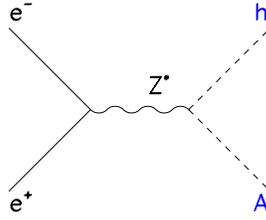


Figure II.8: Diagramme de production associée de bosons de Higgs neutres du MSSM.

où

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_{hA}\sqrt{\lambda_{hA}}}{\sqrt{\lambda_{hZ}(12m_Z^2/s + \lambda_{hZ})}} \quad \text{et} \quad \lambda_{hA/Z} = \frac{1 - (m_h - m_{A/Z})^2/s}{1 - (m_h + m_{A/Z})^2/s}$$

On observe que les différents types de processus de production sont complémentaires. La production associée a sa section efficace proportionnelle à $\cos^2(\beta - \alpha)$ et le Higgs-strahlung ainsi que la fusion WW ont leur section efficace proportionnelle à $\sin^2(\beta - \alpha)$.

II.5 Canaux de recherche à LEP2

5.1 Canaux standard

Les recherches du boson de Higgs standard à LEP2 font appel à cinq analyses dédiées chacune aux cinq topologies de signal différentes. Quatre d'entre elles tirent profit des désintégrations du Z dans le processus de Higgs-strahlung (les taux d'embranchement du Z sont indiqués) :

- *canal à 4-jets* : état final $Hq\bar{q}$ (64.6%);
- *canal à énergie manquante* : l'état final étudié dans cette thèse $H\nu\bar{\nu}$ (20.0%);
- *canal leptonique* : état final $H\ell^+\ell^-$ (6.7%);
- *canal taus* : état final $H\tau^+\tau^-$ (3.4%).

Le canal à énergie manquante et le canal leptonique bénéficient en plus des fusion WW et ZZ respectivement. Tous les canaux, à l'exception du canal leptonique tirent profit du large taux d'embranchement du boson de Higgs en paire de quark beaux. Enfin, l'embranchement de 8% du boson de Higgs en paires de taus, est utilisé dans le canal :

II.6. CARACTÉRISTIQUES DU SIGNAL RECHERCHÉ

- *canal taus* : état final $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ (5.3%)

La combinaison de tous ces canaux permet de donner une limite (à 95% CL) sur la masse du boson de Higgs standard.

5.2 Canaux MSSM

Les recherches de bosons de Higgs dans le cadre du MSSM font appel aux canaux standard (pour les grandes valeurs de $\sin^2(\beta-\alpha)$). Pour couvrir les faibles valeurs de $\sin^2(\beta-\alpha)$, on utilise le processus de production associée. Deux topologies sont recherchées correspondant aux modes de désintégration dominants des bosons de Higgs h et A :

- *le canal à 4-quark b* : état final $b\bar{b}b\bar{b}$ (84%);
- *le canal taus* : état final $\tau^+\tau^-b\bar{b}$ (14%).

La combinaison de tous les canaux, standard et MSSM, permet de déterminer une limite inférieure (à 95% CL) sur la masse du boson de Higgs neutre CP-pair le plus léger h en fonction de $\sin^2(\beta-\alpha)$. Ce résultat, peut ensuite être interprété dans des configuration de référence de l'espace des paramètre MSSM.

II.6 Caractéristiques du signal recherché

6.1 Normalisation du signal

Pour calculer le nombre d'événements de signal attendus, on tient compte du calcul des sections efficaces d'interférence en faisant l'hypothèse que le processus d'interférence a la même cinématique que le processus de fusion. En d'autre termes, l'efficacité appliquée au processus d'interférence est prise égale à l'efficacité sur le processus de fusion WW . Cette hypothèse est conservatrice, car l'efficacité de sélection de fusion WW est systématiquement plus faible que celle du Higgsstrahlung, ce qui est une conséquence de la perte de la contrainte de recul à un Z sur sa couche de masse.

Le nombre total d'événements de signal sera alors calculé de la manière suivante :

$$n_s = [(20\%\sigma_{HZ} + \sigma_{WWH}) \times \epsilon_{HZ} + \sigma_{intf} \times \epsilon_{WWH}] \mathcal{L} \quad (\text{II.4})$$

où n_s désigne le nombre d'événements de signal attendus pour une luminosité \mathcal{L} et σ_{HZ} , σ_{WWH} , σ_{intf} les sections efficaces de Higgsstrahlung, de fusion WW et de leur interférence. Le terme ϵ_{HZ} est l'efficacité pour le processus Higgsstrahlung et pour la fusion WW et ϵ_{WWH} est l'efficacité pour le processus de fusion WW uniquement. Les efficacités sont toujours données en tenant compte de toutes les désintégrations du boson de Higgs possibles.

6.2 Caractéristiques topologiques et cinématiques

La caractéristique topologique principale du signal est qu'il est formé de deux *jets*. Si l'hypothèse de masse de Higgs est loin du seuil cinématique, son impulsion transverse conduit à ce que l'angle azimutal entre les deux *jets* soit inférieur à π . On dit dans ce cas que les deux *jets* sont acoplanaires. Pour des hypothèses où le Higgs est produit près du seuil cinématique, les deux *jets* sont produits plutôt dos à dos. Ceci est illustré dans la Figure 3.1.

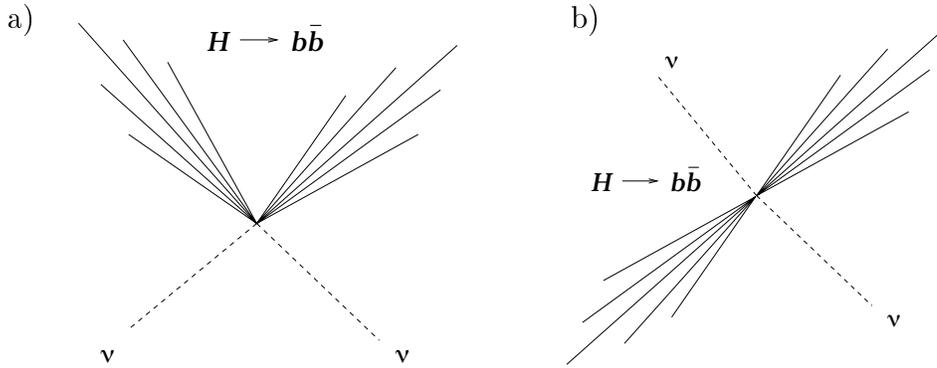


Figure II.9: Topologies des événements de signal pour des hypothèses de masses du boson de Higgs éloignées du seuil (a) et pour des hypothèses proches du seuil (b).

La caractéristique cinématique essentielle du signal est la masse invariante non nulle des deux neutrinos de l'état final. Dans le cas du Higgs-strahlung, les deux neutrinos sont issus de la désintégration d'un Z sur sa couche de masse, ce qui donne une contrainte cinématique supplémentaire.

Nous élaborons nos analyses à partir de ces caractéristiques et du fort taux d'embranchement du Higgs en $b\bar{b}$.

Chapitre III

Les processus physiques standard

Nous décrivons dans ce chapitre les processus standard les plus significatifs constituant le bruit de fond dans les recherches de bosons de Higgs à LEP2. Nous insistons sur les caractéristiques qui les distinguent du signal. En particulier, nous séparons les fonds en deux catégories :

- Les fonds réductibles sont des processus physiques qui se distinguent facilement du signal. Quand des événements de ces fonds sont sélectionnés par les analyses, c'est qu'ils sont dans des configurations extrêmes et sont donc souvent mal simulés. Une attention particulière est donc nécessaire pour les réduire à la fraction la plus faible possible, de manière à minimiser les incertitudes systématiques liées à leur simulation. Dans l'ordre croissant de leur "réductibilité" les fonds concernés sont (pb) :

Processus	161	172	183	189
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	1400*	1600*	594‡	605‡
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	148	121	102	99
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	6.2‡	6.6‡	6.8‡	6.8‡
$e^+e^- \rightarrow We\nu$	0.37	0.52	0.61	0.67
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	3.34	13.23	15.73	16.53

(* $W_{min} = 30 \text{ GeV}/c^2$, ‡ $W_{min} = 2.5 \text{ GeV}/c^2$, † $C_{kin} = 12 \text{ GeV}/c^2$)

- Les fonds irréductibles sont des processus physiques qui ne se distinguent pas ou peu du signal. Les processus concernés sont :

Processus	161	172	183	189
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	0.008	0.011	0.013	0.015
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	3.56‡	2.96‡	2.54‡	2.77‡

(‡ $C_{kin} = 0.2 \text{ GeV}/c^2$)

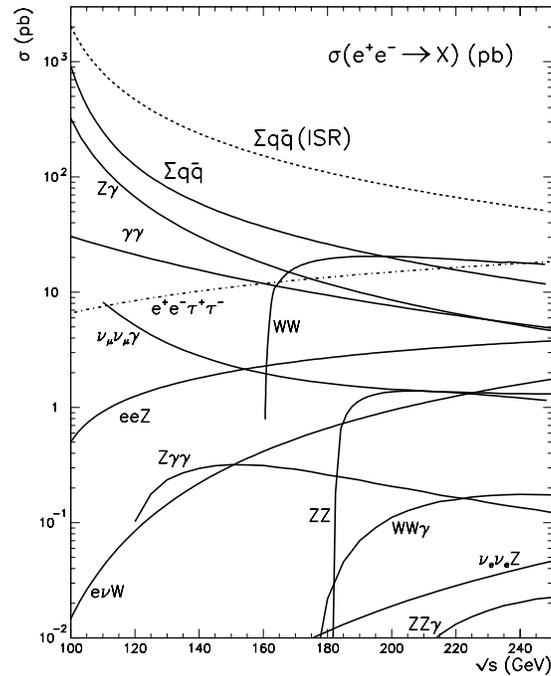


Figure III.1: Sections efficaces des processus standard à LEP2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les processus à deux photons ne sont pas représentés.

Ces événements sont, comme le signal, sélectionnés en masse et leur modélisation ne pose pas de problèmes particuliers. Paradoxalement, s'ils sont difficiles à rejeter, la bonne maîtrise de leur simulation entraîne qu'ils peuvent être soustraits sans danger.

Dans la Figure III.1 sont représentées les sections efficaces en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour tous les fonds standard, excepté le fond à deux photons.

On ne considère ici que les fonds dont l'état final comporte des hadrons. Cette hypothèse constitue le premier niveau de présélection. Pour y parvenir, la présence d'au moins quatre traces chargées dans un événement est requise et la somme des énergies de toutes les traces doit être supérieure à 10% de l'énergie dans le centre de masse. Tous les états finals purement leptoniques sont rejetés par ces critères de sélection.

III.1 Fonds réductibles

1.1 Événements à deux photons

La section efficace de production croît en $(\ln(s/m_e^2))^2$, où s est l'énergie dans le centre de masse des deux électrons initiaux et m_e est la masse de l'électron [III.2], alors que celle d'annihilation décroît en $1/s$. C'est pourquoi le processus à deux photons $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ est de très loin le plus prolifique à LEP2. C'est aussi le processus le plus facile à rejeter.

Comme le montre la Figure III.2, l'état final de ce processus consiste en une paire de quarks généralement reculant à un électron ou un positron. Dans une grande majorité des cas, l'électron et le positron s'échappent dans le tube à vide. La masse du système visible est alors celle invariante des deux photons. Elle est donc généralement faible. L'impulsion transverse de l'état final est limitée par la somme des impulsions transverses de l'électron et du positron initiaux qui est limitée par l'acceptance du détecteur à :

$$p_{\perp} < \sin(\theta_{min})\sqrt{s}$$

où $\theta_{min} = 34$ mrad (*cf.* chap. IV). L'impulsion transverse maximale pour ce type d'événements est donc $\sim 3.4\%\sqrt{s}$.

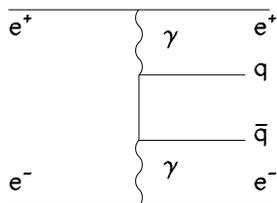
Pour une faible fraction des événements $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, l'électron (ou le positron) peut être détecté ("*simple étiquetage*"). Généralement cela se traduit par un dépôt d'énergie électromagnétique à bas angle dans le LCAL (*cf.* chap. IV). Il peut arriver, très rarement, que l'électron soit reconstruit comme trace chargée ou que deux électrons soient détectables ("*double étiquetage*"). Enfin, il peut aussi arriver qu'un électron soit émis à un angle supérieur à 34 mrad mais ne soit pas détecté. Cela peut se produire si l'électron dépose son énergie dans une région peu ou pas instrumentée et qu'il n'est pas reconstruit comme trace chargée. Ces événements sont rares mais délicats, car leur impulsion transverse (p_{\perp}) peut être importante.

Une attention particulière sera portée à un niveau de présélection pour assurer la meilleure rejection possible des événements à deux photons.

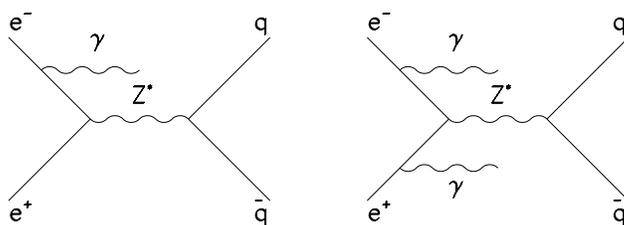
Les générateurs utilisés pour la production du processus $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ sont PHOT02 [III.11] et PYTHIA [III.7]. Les événements sont générés avec une coupure sur la masse invariante du système de quarks dans l'état final (W_{min}). La section efficace totale à 189 GeV du processus $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ est de 605 pb^{-1} avec la coupure $W_{min} > 2.5 \text{ GeV}/c^2$.

1.2 Processus à deux fermions

L'état final à deux fermions est produit par le processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^*$. Comme le montre la Figure III.1 la section efficace de production de paires de quarks est le processus dominant après les processus à deux photons,


 Figure III.2: Diagramme de production $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

et ce malgré l'atténuation de la section efficace une fois la résonance du Z passée. Ceci n'est vrai que si l'on tient compte de la radiation dans l'état initial (ISR). La section efficace sans ISR est aussi illustrée et cesse d'être dominante à haute énergie.


 Figure III.3: Diagrammes de production $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$.

La correction au premier ordre en α_{QED} au processus de production de deux fermions correspond à un unique photon (ISR) et présente un pôle à 0° . Le photon ISR sera donc préférentiellement émis dans le tube à vide (Figure III.3). En outre, la masse du système reculant au photon ISR émis, est celle d'un Z. Cette cinématique spécifique peut être reconstituée par la seule donnée de la direction des *jets*. En effet, le rapport entre la masse du système reculant au photon radiatif et l'énergie dans le centre de masse peut s'exprimer simplement en fonction des angles polaires des deux *jets* [III.3] :

$$\frac{s'}{s} = \frac{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 - |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}$$

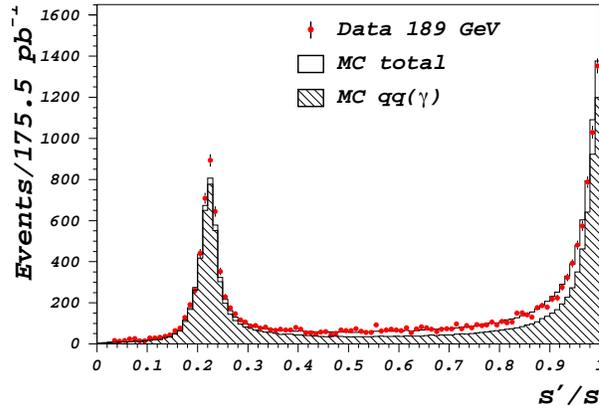


Figure III.4: Distributions de la variable s'/s pour des événements pris à 189 GeV, pour les données et la simulation.

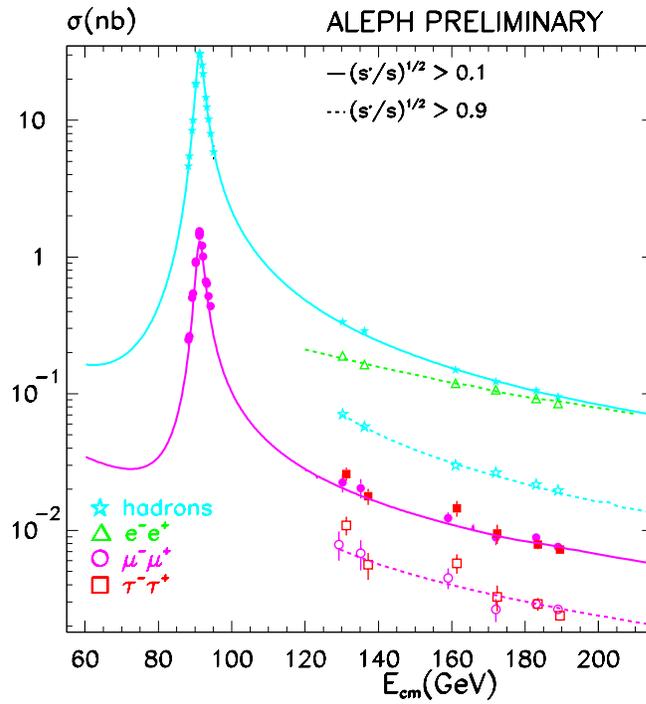


Figure III.5: Sections efficaces des différents processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ inclusives et exclusives aux énergies dans le centre de masse de LEP2 .

où $\theta_{1,2}$ sont les angles polaires des deux *jets*. Les distributions de la variable s'/s pour des événements de données et de simulation à 189 GeV sont illustrées en Figure III.4.

Cette variable est utilisée dans l'analyse décrite au chap. VI et dans la mesure de sections efficaces des processus à deux fermions. Celles-ci ont été faites à toutes les énergies de LEP2 [III.3] :

- pour le processus inclusif (*i.e.* incluant la radiation dans l'état initial) avec $\sqrt{s'/s} > 0.1$.
- pour les processus exclusifs où les photons ISR sont rejetés par la coupure $\sqrt{s'/s} > 0.9$.

Les résultats sont illustrés dans la Figure III.5. Les sections efficaces mesurées sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard.

La correction au second ordre en α_{QED} (Figure III.3), où deux photons sont émis dans l'état initial (processus "*doublement radiatif*") a une section efficace beaucoup plus faible. En revanche, ils sont beaucoup moins réductibles que les événements où au plus un photon ISR est émis, du fait que les deux photons, quand ils sont émis dans des directions opposées, peuvent avoir une masse invariante importante. En outre la simulation de la radiation dans l'état initial est délicate, particulièrement s'agissant du second ordre. Une attention particulière sera portée à la rejection et à l'étude des systématiques liées à ce fond (dans les chap. VI et VII).

1.3 Processus à quatre fermions

Dans les processus à quatre fermions pris en considération, on sépare les états finals avec un boson Z et ceux avec des bosons W.

Processus $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$

Le diagramme associé à ce processus est illustré dans la Figure III.6. Dans ce processus l'état final est constitué d'un boson Z qui est produit sur sa couche de masse, d'un électron et d'un positron. L'électron spectateur est diffusé à bas angle échappant ainsi à la détection et engendrant de l'énergie manquante. Il peut arriver aussi que celui-ci soit détecté mais à bas angle, ce qui est moins fréquent. L'autre électron recule à un boson Z et peut être émis à grand angle dans le détecteur et donc être isolé et identifié, mais il est en général d'impulsion faible. A cause de l'électron spectateur perdu dans le tube à vide et du fait que l'état final est principalement constitué d'un Z, ce processus ressemble fortement aux événements $q\bar{q}(\gamma)$. Dans l'analyse ces deux fonds seront traités de façon analogue.

Les événements Zee sont engendrés par PYTHIA [III.7] avec une masse du Z^* minimale de $C_{kin} = 12 \text{ GeV}/c^2$.

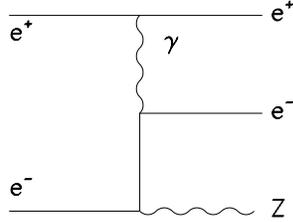


Figure III.6: Diagramme de production du processus réductible $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$.

Production de paires WW

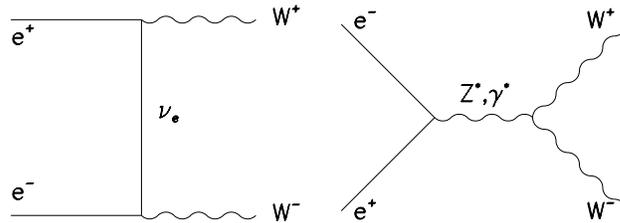


Figure III.7: Les trois diagrammes CC03 de production de paires WW.

La production de paires WW est un processus doublement résonnant étudié en détail à LEP2. Cette étude a été notamment menée pour la mesure de la masse du boson W [III.5]. Parmi les états finals possibles, ceux qui nous intéressent sont les états finals semi-leptoniques et en particulier $\tau\nu q\bar{q}$, car il donne lieu à deux neutrinos, l'un de la désintégration du boson W et l'autre de la désintégration du lepton tau. Comme le signal, et contrairement aux fonds $q\bar{q}(\gamma)$ et Zee, les états finals $\tau\nu q\bar{q}$ n'ont pas de direction privilégiée. Ils sont donc moins réductibles que les fonds $q\bar{q}(\gamma)$ et Zee. En revanche, ils ont un tau isolé *a priori*, dont la désintégration peut être identifiée.

Les sections efficaces de ce processus ont été mesurées à toutes les énergies de LEP2 et sont en bon accord avec le Modèle Standard comme le montre la Figure III.8 pour la moyenne faite des quatre expériences LEP. Néanmoins dans ALEPH un défaut d'événements WW dans les données a été observé spécifiquement dans le canal à quatre quarks, significatif à 2.2σ de la valeur attendue du Modèle Standard [III.4].

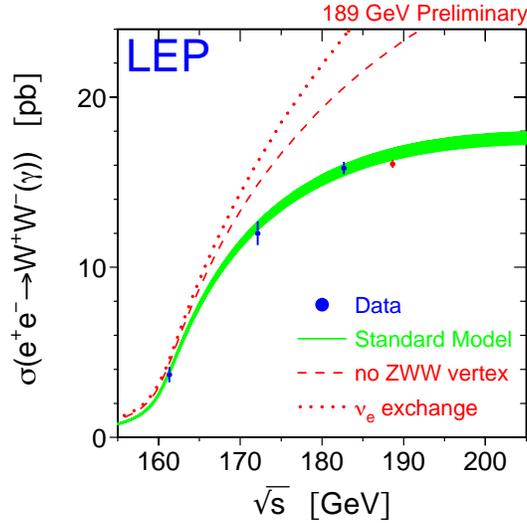


Figure III.8: Sections efficaces de production $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ mesurées à LEP2.

Deux lots d'événements ont été engendrés : d'une part un lot tenant compte de tous les états finals à 4 fermions engendrés par EXCALIBUR [III.10], d'autre part un lot ne faisant appel qu'aux diagrammes CC03 (où CC03 désigne les trois diagrammes "charged current" indiqués dans la Figure III.7) a été engendrés par KORALW [III.9].

Processus de production $e^+e^- \rightarrow W e \nu$

Les diagrammes de production du processus $e^+e^- \rightarrow W e \nu$ sont illustrés dans la Figure III.9. Comme pour le processus Zee, l'électron spectateur est généralement perdu dans le tube à vide. Comme on peut le voir dans la Figure III.1, la section efficace de production de ce processus est faible. Comme pour le processus $e^+e^- \rightarrow Z e^+e^-$, le générateur utilisé est PYTHIA [III.7], en particulier parce qu'il parvient à engendrer des événements où l'électron spectateur est émis avec une impulsion transverse nulle.

III.2 Processus irréductibles

Le processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$ où les deux bosons Z sont produits sur leur couche de masse admet un seuil de production à $\sqrt{s}=2m_Z$. Des événements avec deux bosons Z sur leur couche de masse n'ont pu être observés qu'à partir de $\sqrt{s}=183$ GeV.

III.2. PROCESSUS IRRÉDUCTIBLES

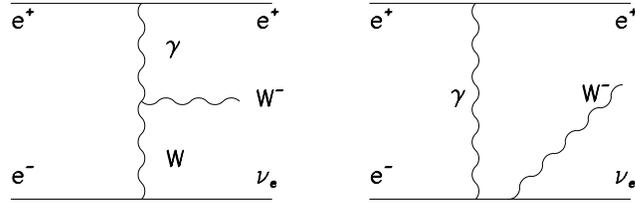


Figure III.9: Diagrammes de production d'un W^\pm dans la production $e^+e^- \rightarrow We\nu$.

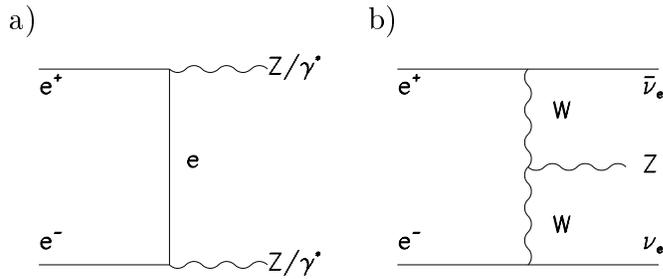


Figure III.10: Diagrammes de production des processus irréductibles $e^+e^- \rightarrow ZZ$ et $e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$.

Pour des hypothèses de masse du boson de Higgs proches de m_Z , ce processus est irréductible du point de vue cinématique, quand un des Z se désintègre en une paire de neutrinos et l'autre en une paire de quarks. Si le Z hadronique se désintègre en paire $b\bar{b}$, ce fond est complètement irréductible. Les sensibilités des recherches du boson de Higgs aux énergies de 183 et 189 GeV sont respectivement 85 et 95 GeV/ c^2 . Pour les recherches présentées dans cette thèse, le fond ZZ est irréductible dans les conditions mentionnées ci-dessus.

Le diagramme de production de paires de Z , que l'on note NC02 pour ("neutral current 2" où le "2" se réfère aux deux diagrammes que l'on peut déduire de celui de la Figure III.10-a en interchangeant le rôle des Z). La section efficace de production a été mesurée [III.6] à 183 et 189 GeV :

$$\sigma_{NC2}(183 \text{ GeV}) = 0.22^{+0.18}_{-0.22} \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)} \text{ pb}$$

$$\sigma_{NC2}(189 \text{ GeV}) = 0.63 \pm 0.12 \text{ (stat)} \pm 0.05 \text{ (syst)} \text{ pb}$$

Ces mesures sont en bon accord avec les valeurs attendues du Modèle Standard de 0.25 à 183 GeV et 0.63 à 189 GeV.

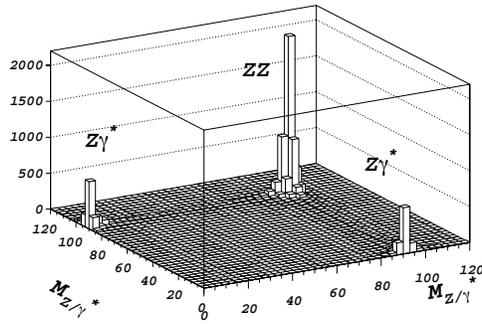


Figure III.11: Distribution de la masse des bosons Z ou γ^* au niveau du générateur.

Les événements $e^+e^- \rightarrow ZZ$ et $e^+e^- \rightarrow Z\gamma^*$ sont engendrés par PYTHIA [III.7] avec une masse de Z^* minimale de $C_{kin} = 0.2 \text{ GeV}/c^2$. La distribution en masses des bosons Z ou γ^* est illustrée en Figure III.11. Cinématiquement, les événements qui nous intéressent sont ceux présentant deux neutrinos dans l'état final issus forcément d'un Z . Dans le cas d'un état final $Z\gamma^*$, le système visible sera constitué des produits de désintégration d'un γ^* de masse *a priori* faible. Ces événements ne sont donc pas irréductibles, seuls ceux où les deux Z sont sur leur couche de masse le sont.

Le processus $Z\nu\bar{\nu}$ est compté comme l'un des processus irréductibles. Le diagramme de production de ce processus est illustré dans la Figure III.10-b. Étant donnée sa très faible section efficace, son rôle demeure marginal. En outre la masse invariante des deux neutrinos n'est pas contrainte à la masse du Z . Ces événements ont été engendrés par HZHA [III.2].

III.3 Interférences

Les processus “*quatre fermions*” ayant les mêmes états finals interfèrent. Dans le cas qui nous intéresse les possibilités d'interférence sont restreintes :

- le processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$ ne peut interférer avec les processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu$ dans les états finals susceptibles d'être sélectionnés, qui dans un cas sont deux quarks et deux neutrinos (ZZ) et dans l'autre deux quarks, un ou deux neutrinos et un lepton ($We\nu$ et WW).
- les processus $We\nu$ et WW n'interfèrent pas non plus pour les états finals $\tau\nu q\bar{q}$ qui sont les plus susceptibles d'être sélectionnés dans le processus

III.3. INTERFÉRENCES

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^-.$$

- le processus $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ ne peut interférer avec aucun des processus sus-cités, dans le cadre de l'analyse de l'état final $H\nu\bar{\nu}$.

Le recouvrement des différents états finals des processus à quatre fermions dans le canal qui nous intéresse est très faible. Néanmoins le choix des processus est fait de sorte à ce qu'aucun recouvrement ne soit possible. Les processus utilisés sont alors :

- $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$: Seuls les diagrammes CC03 sont pris en compte.
- $e^+e^- \rightarrow We\nu$: Engendré indépendamment avec PYTHIA pour simuler l'électron à 0° .
- $e^+e^- \rightarrow ZZ$: Tous les diagrammes NC08 sont utilisés (les diagrammes NC08 sont toutes les combinaisons possibles à l'ordre des arbres du diagramme représenté dans la Figure III.10-(a)).

Chapitre IV

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre nous décrivons le dispositif expérimental nous ayant permis d'aboutir à l'analyse et aux conclusions de cette thèse. La première partie est consacrée au collisionneur, le LEP (*“Large Electron Positron collider”*) et la seconde partie au détecteur ALEPH (*“Apparatus for LEp PHysics”*). Nous insistons sur les parties essentielles à notre analyse.

IV.1 Le LEP

L'anneau de collisions e^+e^- (LEP) du Laboratoire Européen pour la Physique des Particules (CERN) est situé sous la frontière franco-suisse, à une profondeur variant de 50 à 150 mètres. Cette grande profondeur permet aux expériences de réduire considérablement les événements provenant de rayons cosmiques. Ses ~ 27 km de circonférence en font le plus grand collisionneur construit à ce jour.

Les faisceaux d'électrons et de positrons subissent plusieurs étapes d'accélération avant d'être injectés dans le LEP. La source d'électrons est un filament chauffé. Les électrons produits sont accélérés jusqu'à une énergie de 200 MeV avant d'être envoyés sur une cible de tungstène (convertisseur), où leur énergie leur permet de produire une paire e^+e^- . Les positrons sont recueillis puis accélérés, jusqu'à atteindre une énergie de 600 MeV. Ils sont stockés par paquets dans les anneaux d'accumulation d'électrons et positrons EPA (*“Electron Positron Accumulator”*). Le complexe d'accélérateurs linéaires précédent l'étape de stockage dans l'EPA est le LIL (*“LEP Injector Linacs”*). Lorsque ces paquets atteignent une taille raisonnable ($\sim 10^{10}$ électrons) ils sont successivement injectés dans le PS, où ils sont accélérés à une énergie de 3.5 GeV, dans le SPS pour y atteindre une énergie de 22 GeV et enfin dans le LEP pour y atteindre leur énergie nominale. Simultanément, des électrons sont directement accélérés à 600 MeV dans les LIL et stockés en sens opposé aux positrons dans l'EPA. Ils suivent ensuite le même cheminement que les positrons avant d'arriver dans le LEP. Typiquement, les courants atteints sont de 2 mA par faisceaux, et ce dans la configuration

“4×4”, la plus simple utilisée à LEP2. Cette configuration consiste en 4 “paquets” d’électrons croisant 4 paquets de positrons, se croisant toutes les 22 μ s.

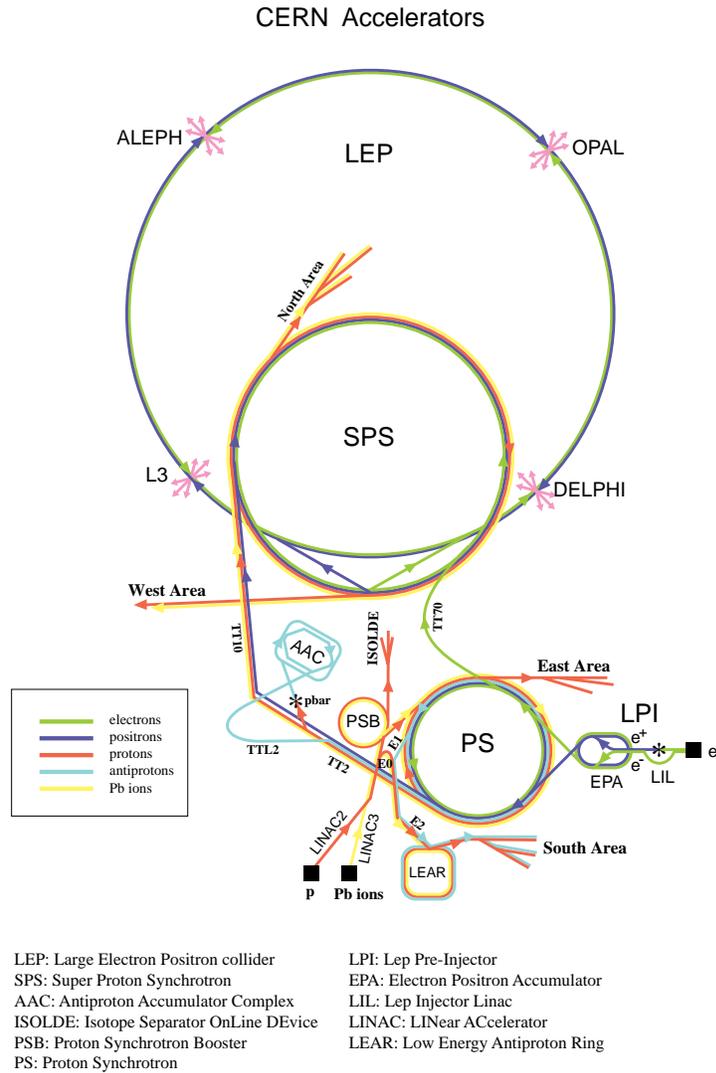


Figure IV.1: Le complexe d’accélération du CERN.

De 1989 à 1995, le LEP a fonctionné à des énergies voisines de la résonance du Z.

Dans sa deuxième phase de fonctionnement le LEP doit accommoder les deux priorités suivantes: atteindre la plus haute énergie nominale et la plus grande luminosité. La luminosité \mathcal{L} est le paramètre essentiel à l’évaluation de la section efficace d’un processus, puisqu’elle la relie directement au nombre d’événements

IV.1. LE LEP

observés par unité de temps ($dN/dt = \mathcal{L}\sigma$). Dans un collisionneur e^+e^- , la luminosité est définie de la manière suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{n_b \chi_{e^-} \chi_{e^+} f}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

où χ_{e^\pm} est le nombre de particules contenues dans chaque paquet, n_b le nombre de paquets, $\sigma_{x,y}$ les dimensions transverses de ces paquets et f la fréquence de révolution des particules.

La luminosité est mesurée par comptage du processus *Bhabha* de diffusion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à bas angle (électrons détectés dans les détecteurs à luminosité décrits en 2.3) dont la section efficace est connue avec une bonne précision. Celle-ci croît en $1/\theta^4$ (où θ est l'angle polaire de diffusion) et est dominée par le processus QED d'échange de photon dans la voie t .

Les énergies et luminosités obtenues à LEP2 sont résumées dans la Table IV.1.

Table IV.1: Energies et luminosités intégrées obtenues à LEP2.

année	1995		1996		1997	1998
\sqrt{s} (GeV)	130	136	161	172	183	189
\mathcal{L} (pb^{-1})	3	3	11	11	57	175

Les cavités accélératrices de LEP1 étaient des cavités normales (Cuivre). Pour atteindre de plus forts gradients d'accélération, les cavités normales sont progressivement remplacées par des cavités supraconductrices (Niobium) [IV.1]. La valeur nominale du gradient est de 6 MV/m. C'est cette quantité qui détermine l'énergie maximale atteinte par la machine. Les cryostats des cavités supraconductrices sont conçus pour délivrer une puissance de réfrigération de 6 kW à 4.5 K (améliorée à 12 kW pour la montée en énergie de 1999). Or ces cryostats sont soumis à deux types de charges, l'une indépendante du champ accélérateur dans la cavité et la seconde proportionnelle au carré du champ accélérateur : E_{acc}^2/Q , où Q est le facteur de qualité de la cavité. C'est ce dernier terme qui limitera l'énergie maximale pouvant être atteinte, d'autant que le facteur de qualité Q décroît avec le gradient. Au dessus de 6 MV/m le facteur de qualité décroît de façon plus importante [IV.2] ce qui rend difficile la montée à une énergie de 100 GeV par faisceau qui nécessite un gradient de l'ordre de 7 MV/m.

En ce qui concerne la luminosité, le facteur limitant au niveau des cavités est la puissance Radio-Fréquence fournie par les klystrons. Une fois que le gradient accélérateur est fixé, la puissance délivrée par les klystrons limite directement les courants admis dans la machine. Néanmoins la limite sur les courants initiaux atteints (au cours de la prise de donnée de 1998) de près de 6 mA était due à

un tout autre problème qui est qu'un câble servant à mesurer le champs dans les cavités, inadapté, ne résistait pas à de grandes puissances. Pour la prise de données de 1999, ces câbles ont été remplacés sur toutes les cavités, et des courants initiaux plus importants pourront être atteints.

Une fois l'intensité fixée, le paramètre important pour augmenter la luminosité est la largeur transverse verticale du faisceau. Celle-ci tend naturellement vers une faible valeur, puisque les électrons et les positrons perdent une fraction de leur impulsion par rayonnement, or quand ils sont accélérés dans les cavités, seule leur composante longitudinale est renouvelée, c'est le phénomène d'amortissement. Cette largeur peut aussi être réglée par une optique appropriée notamment formée de quadripôles. Toutefois les interactions faisceau-faisceau qui dépendent à la fois des dimensions transverses et de l'intensité des faisceaux interdisent une trop grande focalisation. Le mode de fonctionnement de LEP est ainsi régi par le réglage de la taille transverse du faisceau en fonction de la luminosité, c'est le fonctionnement dit "à la limite faisceau-faisceau". Or l'effet "faisceau-faisceau" décroît avec l'énergie, ce qui permet à haute énergie, avec une optique de focalisation plus forte de réduire la taille transverse verticale des faisceaux et d'augmenter la luminosité.

1.1 Mesure de l'énergie

A LEP1 la mesure de l'énergie utilisait la polarisation naturelle qu'acquièrent les faisceaux. C'est la méthode de dépolarisation résonante. Cette approche nécessite une polarisation transverse supérieure à 5%, pour une incertitude de 1 MeV sur la mesure absolue de l'énergie des faisceaux. Ce qui est impossible à des énergies supérieures à 60 GeV à cause d'imperfections de la machine [IV.3]. La mesure absolue de l'énergie des faisceaux à haute énergie se fait en deux étapes. La première consiste en deux calibrations de l'énergie par dépolarisation résonante, l'une aux énergies de LEP1 et la seconde à l'énergie maximale pouvant fournir un taux de polarisation suffisant (*i.e.* 60 GeV par faisceaux). La seconde, est l'extrapolation de cette calibration à haute énergie en essayant de mesurer aussi précisément que possible les champs magnétiques des dipôles. Deux méthodes sont utilisées. D'une part, on mesure le flux magnétique dans une boucle conductrice installée dans les aimants à leur construction appelée "*flux loop*". D'autre part, le champ magnétique est mesuré de façon indépendante à l'aide de sondes à résonance magnétique nucléaire (RMN). Les précisions atteintes sont de l'ordre de 18 MeV. L'incertitude la plus importante provient de l'extrapolation de la calibration des mesures à haute énergie.

Pour la campagne de prise de données de 1999, un nouveau dispositif est prévu, le "spectromètre LEP". Ce dispositif, un dipôle calibré, prévoit de réduire à environ 10 MeV la précision sur la mesure de l'énergie des faisceaux, grâce à une mesure précise à haute énergie. Les résultats obtenus sur l'extrapolation des calibrations à haute énergie pourront être utilisés pour corriger *a posteriori* les

énergies mesurées les années précédentes.

Les mesures détaillées des énergies dans le centre de masse (\sqrt{s}) et de leur dispersion ($\sigma_{\sqrt{s}}$) [IV.4] pour les données utilisées dans cette thèse sont résumées dans la Table IV.2.

Table IV.2: Mesure des énergies dans le centre de masse (\sqrt{s}) et de leur dispersion ($\sigma_{\sqrt{s}}$). Les erreurs de mesure sont indiquées.

	161	172		183				189
\mathcal{L} (pb ⁻¹)	10.8	1.1	9.6	0.2	3.9	50.8	1.9	175.5
\sqrt{s} (GeV)	161.3	170.3	172.3	180.8	182.0	182.7	183.8	188.6
Erreur (MeV)	27	30		25				20
$\sigma_{\sqrt{s}}$ (MeV)	144 ± 7	165 ± 8		219 ± 11				237 ± 12

Les effets de la dispersion en énergie n'ont pas été pris en compte. En revanche les valeurs précises des énergies ont été utilisées. A 183 GeV, les nombres d'événements de signal ont été calculés à partir des différentes luminosités et sections efficaces (de ~ 181 à 184 GeV). A 189 GeV, des lots d'événements de signal et de fonds ont été simulés avec une valeur d'énergie dans le centre de masse de 188.6 GeV.

1.2 Localisation de la région lumineuse

Pour la recherche de bosons de Higgs à LEP2, l'identification de jets issus de quarks beaux est essentielle. Or celle-ci repose en grande partie sur l'efficacité de reconstruction de vertex secondaires donc sur une localisation aussi précise que possible du vertex primaire à chaque événement. Les algorithmes de reconstruction du vertex primaire ou d'étiquetage de quarks b font appel à la mesure de la région d'interaction ou région lumineuse (*“beam spot”*). Néanmoins comme il a été montré en [IV.6] la contribution du *beam spot* à la performance de ces algorithmes n'est pas cruciale.

A LEP1, la détermination de la zone d'interaction des faisceaux était faite à partir de la reconstruction des traces, en particulier grâce au détecteur de vertex (décrit en sec. 2.1), avec des lots d'une centaine d'événements (des *“chunks”*), correspondant à une quantité de bonnes traces suffisante pour une mesure précise et assez fréquente (toutes les 2 ou 3 minutes). A LEP2, étant donné le taux d'événements hadroniques, une telle mesure est difficile.

A LEP2, deux approches ont été projetées pour la mesure de la zone d'interaction. La première est d'utiliser la mesure précise de la position des faisceaux de part et d'autre du point de collision à l'aide de BOM (*“Beam Orbit Monitors”*) et des quadrupoles QS0 les plus proches de l'expérience. Avec cette méthode [IV.5]

des précisions de $25\mu\text{m}$ et $7\mu\text{m}$ sont obtenues dans les directions horizontale et verticale respectivement. La seconde approche analogue à celle utilisée à LEP1 consiste à tirer profit de la très haute section efficace de production $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. L'utilisation de "chunks" d'événements $\gamma\gamma$ permet d'atteindre une précision sur les positions verticales et horizontales du faisceau de 37 et $52\mu\text{m}$ respectivement [IV.7] avec environ 5nb^{-1} de données.

IV.2 Le Détecteur ALEPH

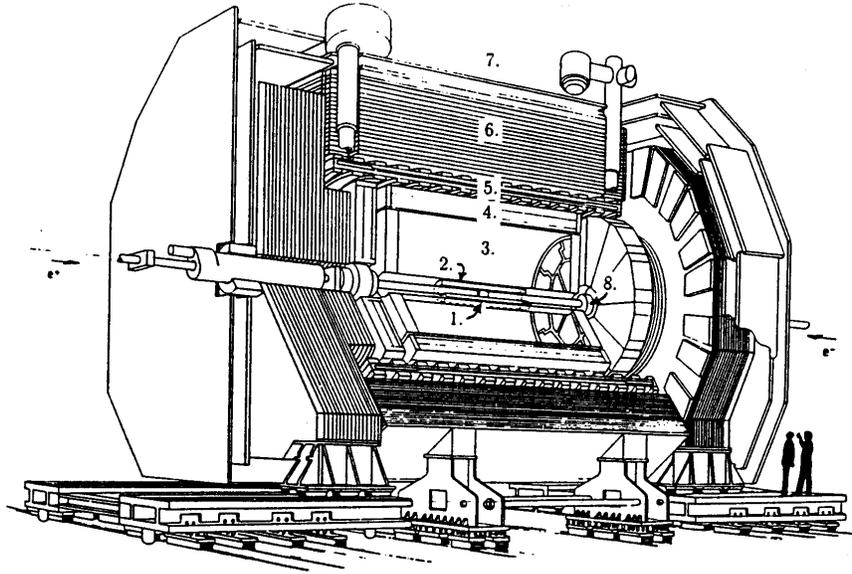


Figure IV.2: Le détecteur ALEPH. En partant du centre vers la périphérie on rencontre : (1) le détecteur de vertex (VDET), (2) la chambre à trace interne l'ITC, (3) la chambre à projection temporelle TPC, (4) le calorimètre électromagnétique (ECAL), (5) l'aimant supraconducteur, (6) le calorimètre hadronique (HCAL), (7) les chambres à muons et (8) les calorimètres à luminosité LCAL et SICAL .

Dans cette partie on décrit le détecteur ALEPH (*Apparatus for LEP Physics*) en se focalisant sur ses spécificités relevant de la recherche de bosons de Higgs dans le canal à énergie manquante. On développe particulièrement les thèmes de mesure d'énergie et de reconstruction de vertex secondaires.

Le détecteur ALEPH couvre de façon hermétique une majeure partie de l'espace de phases disponible. Cette qualité est essentielle pour l'évaluation de l'énergie manquante. Une description détaillée du détecteur est donnée en [IV.8]. Ses performances et les algorithmes standard d'analyse sont décrits en [IV.9].

Table IV.3: Description géométrique des principaux sous-détecteurs et de l'aimant supraconducteur d'ALEPH (*pour les éléments du BARREL).

	VDET II	ITC	TPC	ECAL	Aimant	HCAL
Longueur* (cm)	40	200	470	477	700	700
Rayon interne*	6.3	12.8	31	185	248	300
Rayon externe*	11	28.8	180	225	293	468
X_0 (long. de rad.)	0.041	0.014	0.071	21.5	1.6	—
Acceptance($ \cos \theta $)	0.95	0.97	0.95	0.97	—	0.99

La Figure IV.2 montre schématiquement le détecteur dans son ensemble et la Table IV.3 résume les spécificités de ses principaux constituants. Le détecteur peut être séparé en deux parties génériques soulignant ses deux fonctions fondamentales : la reconstruction des traces et la mesure de l'énergie. A ces deux aspects différents de la fonction du détecteur correspondent deux parties de sa géométrie; la région centrale pour la reconstruction des traces et la partie périphérique pour la mesure de l'énergie.

La région centrale est constituée de trois éléments : le VDET (essentiel à la détection de vertex secondaires), l'ITC (dont la réponse rapide est aussi utilisée dans le système de déclenchement) et la TPC (permettant de surcroit la mesure de l'ionisation spécifique de particules).

Pour la mesure de l'impulsion des traces chargées, un champ magnétique de 1.5 Tesla longitudinal est créé par un solénoïde supraconducteur en niobium-titane.

La région périphérique dédiée à la mesure de l'énergie, est aussi constituée de trois éléments. Le ECAL (permettant aussi l'identification d'électrons et de photons), le HCAL (permettant aussi l'identification de muons) et les chambres à muons (utilisées uniquement pour l'identification des muons).

Enfin, pour la mesure de la luminosité, deux calorimètres (LCAL et SICAL) sont installés à bas angle. Le BCAL calorimètre de petite dimension est illustré sur la Figure IV.2 mais n'est pas indiqué (Appareil rectangulaire apparaissant autour du tube à vide à l'extérieur du détecteur).

2.1 Le détecteur de vertex

Depuis 1995 ALEPH utilise un nouveau détecteur de micro-vertex (VDET II). Sa structure à deux couches de bandes de silicium double faces est similaire à celle de l'ancien détecteur (VDET I). Pour chacune des couches, une face est dédiée à la mesure de la position azimutale des traces (ϕ) (avec des bandes parallèles à l'axe du faisceau), l'autre face (avec des bandes perpendiculaires au faisceau) est dédiée à la mesure de la position longitudinale z . La largeur des pistes pour

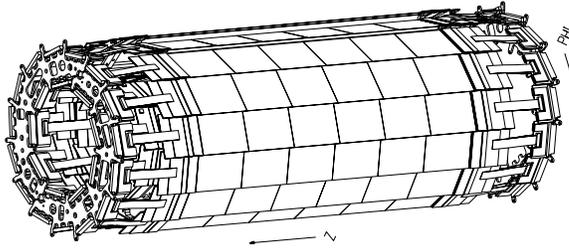


Figure IV.3: Illustration du nouveau détecteur de vertex d’ALEPH.

les faces “ z ” et “ $R\phi$ ” sont de $50\ \mu\text{m}$ et $25\ \mu\text{m}$ respectivement. Pour obtenir la meilleure extrapolation possible de la trace au point d’interaction, on a besoin du plus grand bras de levier possible. L’espace disponible est contraint par le tube à vide à un rayon de $5.5\ \text{cm}$ et par l’ITC à un rayon de $12.8\ \text{cm}$. La première couche du VDET se trouve à $6.3\ \text{cm}$ et la seconde à $11\ \text{cm}$, profitant au mieux de l’espace à disposition. Les modifications majeures apportées au nouveau VDET sont :

- a) la longueur active du détecteur est doublée passant à $40\ \text{cm}$. La couverture angulaire passe de 0.85 à 0.95 en $|\cos\theta|$.
- b) Une partie de l’électronique de “*façade*” est déplacée de la région centrale aux extrémités du détecteur. La quantité de matière passive est ainsi divisée par deux les effets de dispersion par diffraction multiple seront donc plus faibles, permettant d’améliorer la résolution.
- c) Une meilleure résistance à la radiation est obtenue avec l’utilisation de nouvelles puces de lecture.

En incidence normale, la résolution sur la mesure de l’impact d’une trace chargée est de $\sim 10\ \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $\sim 16\ \mu\text{m}$ en z . La dépendance polaire des résolutions est illustrée en Figure IV.4.

Ces nouvelles dispositions ont été mises au point pour accroître le potentiel de découverte des recherches de bosons de Higgs à LEP2.

2.2 La reconstruction des traces

La chambre à traces interne (ITC)

L’ITC est une chambre multifils à dérive cylindrique. Elle permet d’une part une mesure précise de la localisation azimutale ($R\phi$) des traces chargées dans le domaine radial allant de 16 à $26\ \text{cm}$. D’autre part, une localisation longitudinale est

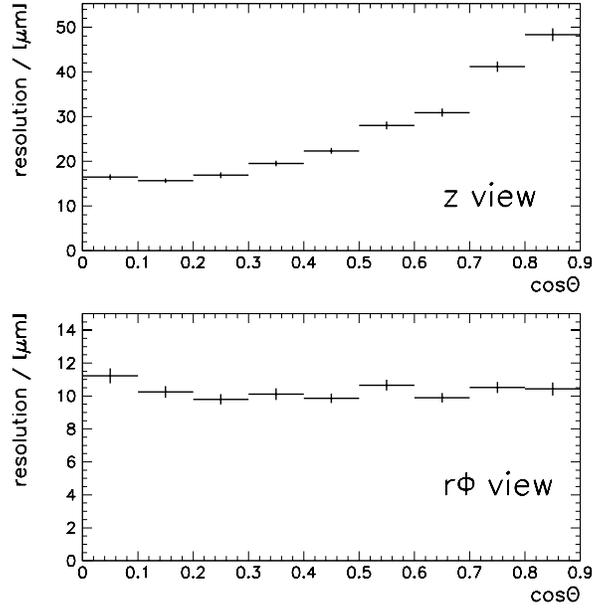


Figure IV.4: Résolutions de la mesure des positions longitudinale et azimutale en fonction du cosinus de l'angle polaire.

possible grâce à la mesure de la différence de temps de dérive, avec une précision d'environ $150 \mu\text{m}$. Comme on le verra en 2.7, c'est l'unique détecteur utilisant l'information des traces chargées pour le déclenchement de niveau 1.

L'ITC comporte 8 plans de fils structurés en cellules hexagonales. Au centre de chaque cellule se trouve un fil de lecture. Au total 960 cellules sont utilisées. La résolution azimutale atteinte est de $150 \mu\text{m}$.

La chambre à projection temporelle (TPC) et reconstruction des traces chargées

La TPC est l'élément principal du détecteur pour la reconstruction des traces chargées. Elle est constituée d'un volume cylindrique séparé en son milieu par une électrode centrale produisant un champ électrique longitudinal. Aux extrémités, se trouvent des chambres à fils rangées en secteurs. Au total la TPC est constituée de 18 secteurs (dont 6 internes et 12 externes). Ces secteurs sont imbriqués de sorte que les zones passives de frontière entre secteurs ne soient pas projectives. Une vue schématique de la TPC est présentée en Figure IV.5.

Aucune zone passive n'est présente au sein de la TPC. Les particules chargées ionisent le mélange gazeux d'argon (91%) et de méthane (9%). Les électrons d'ionisation dérivent selon les lignes de champs électrique vers les extrémités où leur coordonnées azimutales ($R\phi$) et leur temps d'arrivée sont mesurés. On en

tire une mesure de la coordonnée longitudinale à partir de la vitesse de dérive. La qualité de la reconstruction de la trace dépend fortement de la précision avec laquelle on connaît la vitesse de dérive et l'alignement des extrémités. La vitesse de dérive des électrons est régulièrement calibrée avec un système de lasers et par comparaison de l'angle polaire mesuré dans la TPC à celui mesuré dans le VDET. L'alignement des deux extrémités est déterminé à partir d'événements di-muons pris dans les données à la résonance du Z. Enfin, les inhomogénéités du champs pouvant perturber la trajectoire de dérive des électrons sont cartographiées.

L'acceptance angulaire de la TPC (Table IV.3) est limitée à $|\cos\theta| < 0.96$. Les informations obtenues du VDET, de l'ITC et de la TPC sont réunies pour reconstruire une trace. Pour chaque trace une hélice est ajustée en tenant compte de la diffusion multiple pouvant intervenir entre chacun de ces éléments. En premier lieu ce sont les points mesurés dans la TPC (21 au maximum pour une trace bien contenue) fournissant le plus d'information spatiale *a priori* qui sont ajustés, l'information de l'ITC et du VDET viennent s'ajouter ensuite. En tenant compte du champ magnétique de 1.5 T régnant dans la partie centrale du détecteur, la courbure des hélices ainsi obtenues peut directement se traduire en termes d'impulsion de traces chargées. Pour des traces ayant le maximum de points reconstruits, la résolution sur la mesure de leur impulsion en utilisant uniquement l'information provenant de la TPC est :

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 1.2 \times 10^{-3} \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

La résolution effective sur cette mesure dépend de l'angle polaire puisque le nombre de points maximum reconstituables en dépend aussi. En incluant l'information de l'ITC, la résolution optimale est améliorée :

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 0.8 \times 10^{-3} \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

En tenant compte de l'information du VDET, la résolution est encore améliorée de 30% passant à :

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 0.6 \times 10^{-3} \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

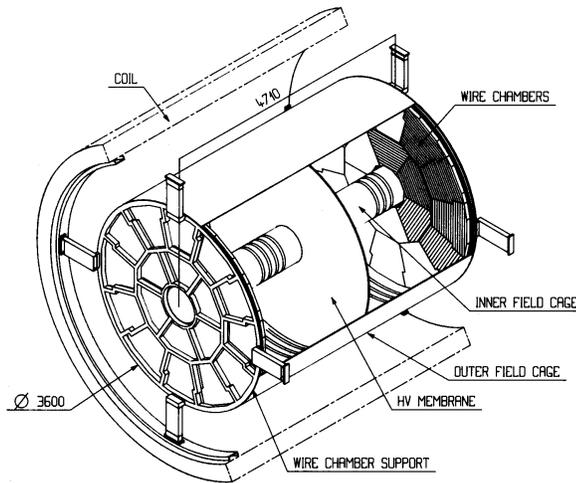


Figure IV.5: Illustration de la chambre à projection temporelle (TPC).

L'alignement des sous détecteurs est mesuré à partir de données $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et de rayons cosmiques.

2.3 Les calorimètres

La partie périphérique du détecteur, composée du calorimètre électromagnétique (ECAL) et du calorimètre hadronique (HCAL) est réservée à la mesure de l'énergie.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Le ECAL est un calorimètre à échantillonnage composé de 45 plans de couches de plomb alternés avec des couches de chambres à fils. Son épaisseur est de 22 longueurs de radiation. Il est constitué de 36 modules au total dont 12 trapézoïdaux formant le BARREL et deux fois 12 modules en forme de pétales formant les ENDACPS (Figure IV.6). Les couches de détection sont composées d'une série d'extrusions en aluminium renfermant les fils anodiques sous haute tension. Celles-ci sont remplies d'un mélange de xénon et de CO_2 . Une feuille de mylar graphitée ferme ces extrusions en les isolant du plan cathodique à "pads" ou damiers de $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ en cuivre.

Quand une gerbe électromagnétique se développe, les électrons ionisent le mélange gazeux et les électrons résultant sont accélérés vers les fils. A proximité des fils, ils déclenchent une avalanche dont les charges seront collectées par les plans de fils. L'avalanche sera aussi détectée par effet capacitif par les pads.

Les pads sont regroupés en *tours* pointant vers le point d'interaction. Chaque tour est lue en trois niveaux de profondeur ou "storeys". L'ensemble des storeys forment les "stacks" ou couches, correspondant à 4, 9 et 9 longueurs de radiation. Environ 74000 tours sont ainsi constituées, chacune couvrant un angle solide de $0.92^\circ \times 0.92^\circ$. Cette haute granularité permet notamment une bonne identification des électrons et des photons qui forment *a priori* des

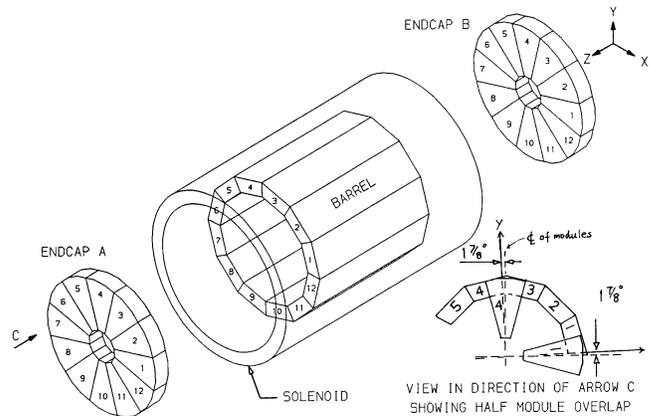


Figure IV.6: Illustration en perspective du calorimètre électromagnétique (ECAL).

gerbes bien contenues. Les résolutions angulaires et en énergie sont :

$$\frac{\Delta E}{E} = 1\% \oplus \frac{18\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (\text{IV.1})$$

$$\Delta\phi = \frac{\Delta\theta}{\sin\theta} = 0.32 \oplus \frac{2.7}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \text{ mrad} \quad (\text{IV.2})$$

La calibration en énergie du ECAL est réalisée grâce aux événements $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ et *Bhabha* en comparant impulsion mesurée et énergie déposée.

Le calorimètre hadronique (HCAL)

La structure de fer qui constitue le principal support du détecteur ALEPH, tout en assurant le retour du champ magnétique sert aussi d'absorbeur hadronique. L'épaisseur totale du fer est de 1.2 m correspondant à 7.2 longueurs d'interaction pour un hadron à incidence normale. Instrumentée, cette structure constitue le calorimètre hadronique (HCAL).

Le HCAL est composé de 12 modules trapézoïdaux formant le BARREL et de deux ENDCAPS de 6 pétales. Le fer est divisé en 22 et 23 couches, dans les ENDCAPS et dans le BARREL respectivement, entre lesquelles sont intercalés des plans de "*tube streamer*". La lecture des tubes permet une mesure bi-dimensionnelle du développement du dépôt d'énergie. Ce type de lecture permet une analyse des topologies formées par les tubes touchés afin de séparer les hadrons des muons. Le HCAL est aussi lu de façon capacitive, de façon analogue à celle du ECAL, en 4788 tours de grande dimension. Chacune d'elles couvre un angle solide typiquement de $3.7^\circ \times 3.7^\circ$. L'information donnée par les fils des *tubes streamer* est aussi utilisée au niveau du déclenchement.

La résolution du HCAL est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{85\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (\text{IV.3})$$

La calibration globale est réalisée à partir d'événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Pour intercalibrer les différents modules entre eux des événements Z hadroniques sont utilisés. La calibration tient notamment compte des zones inactives ("*cracks*").

Les luminomètres (LCAL-SICAL)

La luminosité délivrée par le LEP est mesurée à l'aide du LCAL ("*Luminosity CALorimeter*"), constitué de couches de plomb et de chambres à fils regroupées en trois *stacks* (de manière analogue au ECAL) et du SICAL (*SILicon CALorimeter*), constitué de deux cylindres de 12 couches de tungstène alternées avec 12 plans de détecteurs au silicium.

IV.2. LE DÉTECTEUR ALEPH

Le LCAL fournit une mesure de dépôts d'énergie avec une résolution en énergie de $15\% \sqrt{E/\text{GeV}}$ et une résolution angulaire de $2.5 \sqrt{E/\text{GeV}}$ mrad. Sa couverture angulaire est comprise entre 45 et 160 mrad.

Le SICAL permettait à LEP1 une mesure à des angles allant jusqu'à 24 mrad avec une résolution de $34\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$. A LEP2, à cause du niveau de fond plus élevé, des masques protecteurs ont été installés obturant une grande partie de l'acceptance de la sensibilité du SICAL. Dans cette nouvelle configuration, l'énergie n'est mesurée qu'à partir de 34 mrad.

Enfin le BCAL ayant pour but de mesurer la luminosité instantanée en ligne est un calorimètre constitué de couches de tungstène alternées de couches de scintillateur.

2.4 Identification des électrons

Dans ALEPH, deux approches sont utilisées pour l'identification des électrons. La première, surtout efficace pour des particules de faible impulsion (typiquement inférieures à 5 GeV), est la mesure de la perte d'énergie par ionisation, par unité de longueur (dE/dx) dans la TPC. La seconde est la mesure du profil longitudinal et transverse du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique.

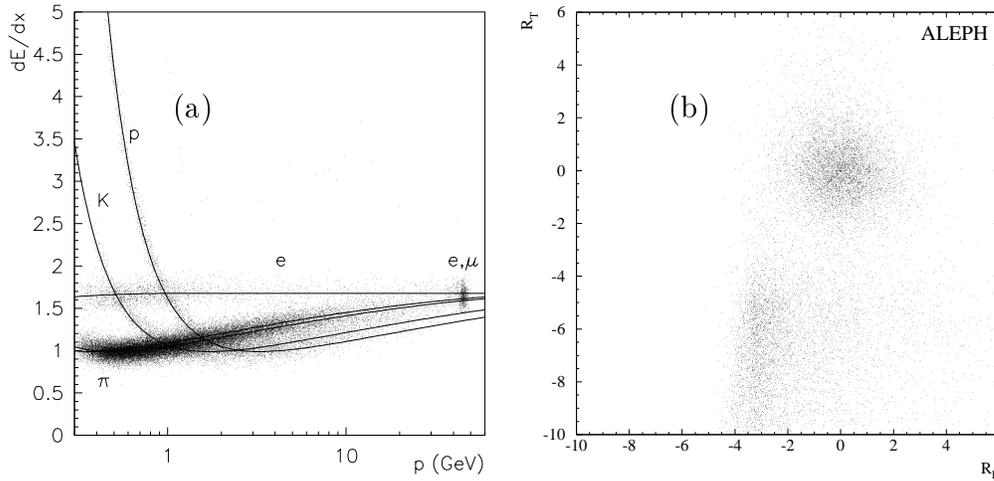


Figure IV.7: Distributions de l'ionisation spécifique (a) pour différents types de traces en fonction de l'impulsion de la trace et des estimateurs calorimétriques R_T et R_L (b).

L'estimateur associé à l'ionisation spécifique (R_I) est calculé par comparaison

de l'ionisation $I = dE/dx$ mesurée pour une trace donnée à l'ionisation spécifique moyenne pour un électron $\langle I \rangle$ en tenant compte de la résolution sur la mesure :

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

La mesure du dE/dx est faite sur les fils. Pour effectuer une mesure correcte, il est requis que l'ionisation soit échantillonnée sur au moins 50 fils, bien séparés des autres traces.

Le développement transverse de la gerbe dans le ECAL est mesuré par l'estimateur R_T . Celui-ci est défini à partir de l'impulsion p de la trace et de l'énergie déposée par la gerbe dans les quatre tours les plus proches de l'extrapolation de la trace (E_4) :

$$R_T = \frac{E_4/p - \langle E_4/p \rangle}{\sigma_{E_4/p}}$$

où $\langle E_4/p \rangle$ est la fraction d'énergie moyenne déposée par un électron dans les quatre tours les plus proches de l'extrapolation de sa trace et $\sigma_{E_4/p}$ est la résolution attendue sur cette fraction.

L'estimateur R_L mesure la profondeur de développement d'une gerbe. On définit préalablement la variable χ_L , mesurant l'inverse de la profondeur longitudinale moyenne de la gerbe :

$$\chi_L = \frac{E_4}{\sum_{i=j}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j S_j}$$

où E_i^j est l'énergie déposée dans le i^{eme} storey du j^{ieme} stack et S_j la profondeur moyenne des dépôts d'énergie dans le j^{ieme} stack. L'estimateur R_L s'exprime de la façon suivante :

$$R_L = \frac{\chi_L - \langle \chi_L \rangle}{\sigma_{\chi_L}}$$

où σ_{χ_L} est la résolution de la mesure du paramètre χ_L .

La distribution bi-dimensionnelle dans le plan (R_T, R_L) pour un échantillon de traces (enrichi en conversions de photons) est illustrée dans la Figure IV.7-b.

2.5 Identification des photons

On identifie chaque *storey* du premier *stack* du ECAL n'ayant pas de voisin adjacent plus énergétique. Tous les autres *storeys* sont assignés au *storey* voisin adjacent le plus énergétique. Cette opération est répétée dans les second et troisième *stacks*, où cette fois les voisins dans les *stacks* adjacents sont pris en compte de façon analogue. Les agrégats ainsi formés sont considérés comme candidats "*photons*" si leur énergie est supérieure à 250 MeV et si aucun impact de trace ne se trouve à moins de 2cm du barycentre de l'agrégat.

2.6 Identification des muons

Les muons, étant au minimum d'ionisation dans le HCAL, sont identifiés selon leur profil *digital* et selon l'information donnée par les chambres à muons. Chaque trace est extrapolée à partir de la TPC jusqu'au calorimètre hadronique et les chambres à muons. Une “*route*” d'une largeur de trois déviations standard (estimée à partir de déviations possibles dues à la diffusion multiple) est tracée autour de la trace extrapolée. Cette route rencontre un certain nombre de plans de tubes susceptibles d'être touchés (N_s). Le nombre de plans de tubes réellement touchés sur la *route* de la trace est noté (N_t). Pour pouvoir identifier un muon, au

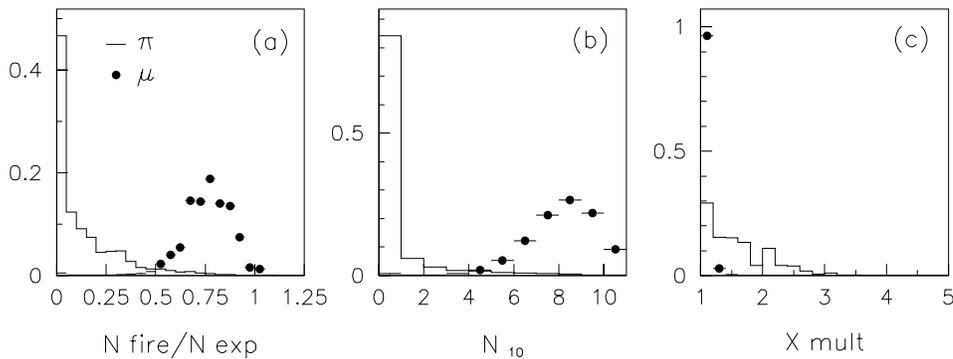


Figure IV.8: Distributions des variables utilisées dans l'identification des muons.

moins dix plans dans des zones actives doivent être susceptibles d'être touchés. On définit aussi N_{10} le nombre de plans touchés parmi les dix derniers sur la *route* de la trace. Pour diminuer le fond de gerbes hadroniques, on définit le nombre moyen de signaux digitaux par couche X_{mult} . Pour caractériser un muon, on applique les critères de sélection suivants :

- $N_t/N_s > 0.4$
- $N_{10} > 4$
- $X_{\text{mult}} < 1.5$

Les distributions de ces variables sont illustrées dans la Figure IV.8. Enfin, on peut aussi demander qu'une ou deux chambres à muons sur la *route* de la trace extrapolée soit touchée. Différents niveaux de sélection pour l'identification de muons, combinant les critères énoncés ci-avant, sont possibles.

2.7 Le système de déclenchement

Le taux de production d'événements "*intéressants*" est de l'ordre du Hertz alors que la fréquence de croisements de faisceaux est de ~ 45 kHz (soit $\sim 22\mu\text{s}$ entre chaque croisement de faisceau). Le système de déclenchement doit sélectionner le plus possible d'événements *intéressants* en limitant son taux d'enregistrement à quelques Hertz. Le déclenchement se fait en trois niveaux successifs :

- Niveau 1 : Pour permettre une décision rapide entre chaque croisement de faisceau on utilise les éléments de détection à réponse rapide : le ECAL, le HCAL et l'ITC. A ce niveau la fréquence de déclenchement doit atteindre quelques centaines de μs pour permettre à la TPC de fournir une information plus complète sans temps mort (le temps de dérive des électrons dans la TPC est de l'ordre de $45\mu\text{s}$). Les déclenchements courants sont :
 - énergie minimale de 6 GeV dans le BARREL du ECAL ou 3 GeV dans les ENDCAPS.
 - Trace électromagnétique : un dépôt d'énergie d'au moins ~ 1 MeV dans le ECAL, en correspondance avec une trace reconstruite dans l'ITC.
 - muons : Présence d'une particule pénétrante dans le HCAL en coïncidence avec l'ITC.

La décision au premier niveau se fait en $\sim 5\mu\text{s}$.

- Niveau 2 : L'information de la TPC peut être prise en considération pour raffiner les décisions prises au niveau 1. A ce niveau si la décision de niveau 1 est confirmée, la lecture du détecteur entier est déclenchée.
- Niveau 3 : Ce niveau de déclenchement a lieu après lecture complète de l'événement. Son rôle est de minimiser la quantité de données enregistrée en essayant de la limiter aux événements *intéressants* en rejetant des événements de fond tel que les interactions gaz-faisceau.

L'efficacité de déclenchement pour des événement de désintégration de Z est meilleure que 99.99% avec une incertitude de 0.01%.

IV.3 Algorithme *energy flow*

La philosophie de l'algorithme de "*energy flow*" est de combiner les mesures calorimétriques de l'énergie avec les mesures d'impulsion des traces chargées dont la résolution est excellente. En utilisant aussi les bonnes performances d'identification d'électrons, de muons et de photons. C'est cet algorithme que l'on utilise dans les analyses présentées dans cette thèse, en particulier pour ses performances

IV.3. ALGORITHME ENERGY FLOW

dans la reconstruction de l'énergie des *jets*, qui est un ingrédient essentiel, notamment à l'évaluation de l'énergie manquante. La question, pour reconstruire correctement l'énergie d'un jet, est de savoir quelle est la contribution provenant des traces chargées et quelle est celle provenant d'objets neutres pouvant être indiscernables de la fluctuation d'une gerbe calorimétrique. La solution apportée par l'algorithme de *energy flow* est brièvement évoquée dans cette section.

Dans un premier temps les “*bonnes*” traces chargées sont recensées. Une *bonne* trace chargée est une trace dont l'origine se trouve dans un cylindre de rayon 2 cm et de longueur 20 cm centré au point d'interaction et étant mesuré par au moins 4 points dans la TPC. Certaines traces ne provenant pas du cylindre entourant le point d'interaction, peuvent provenir de la conversion de photons en paires e^+e^- ou de hadrons neutres se désintégrant en paires de particules chargées détectées dans la TPC, provenant d'un vertex secondaire éloigné. Ces traces sont répertoriées dans la classe des “*paires converties*” ou V0. Le bruit électronique dans les calorimètres est soustrait en identifiant les canaux bruyants systématiquement présents dans un grand nombre d'événements consécutifs et ceux dont le signal mesuré sur les tours est incompatible avec celui mesuré sur les fils.

Les traces sont ensuite extrapolées aux calorimètres, où leurs sont associés des dépôts calorimétriques. Ces agrégats de traces chargées et de dépôts calorimétriques ou de dépôts d'énergie électromagnétique associés à des dépôts d'énergie hadronique forment les objets calorimétriques. Les objets calorimétriques sont ensuite traités de la façon suivante :

- Les traces chargées identifiées comme électrons ainsi que les dépôts d'énergie ECAL associés sont retirés de la liste des objets calorimétriques. Si la différence entre l'énergie calorimétrique et l'impulsion de la trace est plus grande de plus de trois fois la résolution du ECAL, cette différence est prise comme provenant d'un photon de brehmstrahlung, et sera comptabilisée comme objet électromagnétique neutre.
- Les traces chargées identifiées comme muons sont aussi retirées de la liste des objets calorimétriques avec au maximum 1 GeV d'énergie électromagnétique et 400 MeV d'énergie par plan HCAL touché sur la *route* d'extrapolation de la trace du muon.
- Les photons sont aussi retirés de la liste des objets calorimétriques et sont comptabilisés en tant qu'objets électromagnétiques, de la même façon que les reliquats de dépôts d'énergie d'électrons.
- A ce niveau seuls demeurent parmi les objets calorimétriques les hadrons neutres et chargés. A nouveau les traces chargées sont retirées de la liste des objets calorimétriques ainsi que leurs dépôts d'énergie. L'énergie calorimétrique en excès d'un écart correspondant à la résolution des calorimètres

est considérée comme énergie hadronique neutre¹.

Une fois que tous les objets calorimétriques de l'événement ont été pris en compte, celui-ci peut se résumer par une série d'objets *energy flow* : les électrons, les muons, les photons et les hadrons neutres et chargés, auxquels on ajoute les objets à bas angle, détectés dans les luminomètres.

La méthode "naïve" la plus simple pour mesurer globalement l'énergie d'un événement est de sommer toute l'énergie calorimétrique présente dans l'événement. La résolution résultante est assez limitée :

$$\sigma(E) = 1.2\sqrt{E/\text{GeV}}$$

La résolution en énergie de l'algorithme *energy flow* a été étudiée à l'aide de désintégrations hadroniques à la résonance du Z. En outre, des événements radiatifs ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$) où le photon ISR est détecté ont aussi été utilisés pour évaluer la résolution à des énergies plus faibles. La résolution obtenue est :

$$\sigma(E) = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E/\text{GeV}} + (0.6 \pm 0.2)\text{GeV}$$

IV.4 La simulation du détecteur

La simulation de la réponse du détecteur est réalisée par le programme GALEPH basé sur la librairie GEANT.

IV.5 Étiquetage des quarks b (1^{ère} partie)

L'identification de *jets* de quark b peut être réalisée grâce à trois approches différentes. La première et la plus puissante consiste en l'utilisation de l'information de la durée de vie des hadrons beaux. En effet, ceux-ci parcourent une longueur typique de 2 mm avant de se désintégrer quand ils sont produits dans la désintégration d'un Z. La seconde consiste en l'utilisation de leur désintégration semi-leptoniques donnant lieu à un état final avec un lepton ayant une impulsion transverse p_{\perp} par rapport au jet non négligeable. Enfin on peut essayer de tirer profit des caractéristiques cinématiques des *jets* issus de quarks b.

Pour tirer profit de la caractéristique de durée de vie des hadrons beaux, deux algorithmes sont décrits ici. Le premier est une recherche directe de vertex secondaires. Le second, utilise le paramètre d'impact tri-dimensionnel pour assigner à une trace une probabilité de provenir du vertex primaire.

Les algorithmes qui sont décrits préconisent l'agrégation des événements en *jets*. Les méthodes d'agrégation sont décrites au chap. VI. Dans ce qui suit on se contente de considérer un jet comme un ensemble de traces reflétant l'hadronisation des quarks de l'état final.

¹Le rapport des réponses du calorimètre électromagnétique aux électrons et aux pions mesuré à 1.3 est pris en compte.

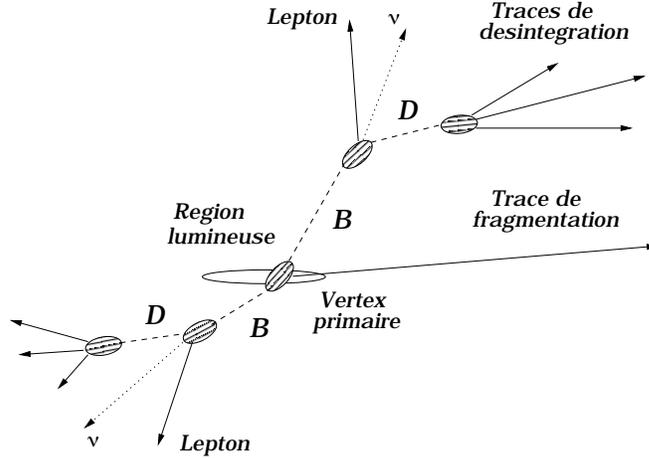


Figure IV.9: Illustration d'un état final à deux mesons B se désintégrant tous deux semi-leptoniquement en mesons charmés.

5.1 Détermination du vertex primaire

La première étape dans l'identification des événements ayant des particules à grande durée de vie, est la reconstruction du vertex primaire et ce, pour chaque événement. Dans tous les cas l'information sur la zone d'interaction est utilisée en plus de l'information donnée par les traces. Une première méthode consiste à réaliser un ajustement de la position du vertex primaire à partir des traces de l'événement et de leurs erreurs. Cette approche utilisée dans la reconstruction des vertex secondaires (5.2) a le désavantage d'être sensible aux traces provenant de vertex secondaires. Or ce sont justement ces événements qui nous intéressent.

Une seconde méthode plus subtile et plus naturelle pour la physique des hadrons beaux, utilisée dans l'approche par les paramètres d'impact tridimensionnels (5.3), est de contourner le vol des hadrons beaux en se plaçant dans le plan perpendiculaire à leur trajectoire qui est reconstruite en agrégeant l'événement en *jets*. Dans ce plan, toutes les traces de désintégration proviennent du vertex primaire (sauf dans le cas où le hadron beau se désintègre en un hadron charmé se désintégrant en un vertex tertiaire éloigné). L'information combinée de tous les *jets* permet de reconstruire la position 3-dimensionnelle du vertex primaire. Dans la pratique les informations provenant des traces, des *jets* et de la mesure de la région d'interaction (dans le plan transverse au faisceau uniquement) sont combinées pour ajuster le vertex primaire à l'aide du χ^2 suivant :

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

où B_i est la position du faisceau dans la direction i ($= 1$ à 3) mesurée à une

précision de σ_i^B et V_i est la position du vertex primaire dans la direction i . Dans le second terme N_{jet} représente le nombre de jets, N_{track}^j le nombre de traces dans le jet j et D_{\perp}^k est la distance de la trace k au vertex V dans le plan perpendiculaire au jet, mesurée avec une incertitude σ_{\perp}^k . Les résolutions sont typiquement de 20, 10 et 40 μm dans les directions respectives x , y et z avec des queues non gaussiennes particulièrement dans les directions longitudinale (z) et transverse horizontale (x), moins contraintes que la direction transverse verticale par la mesure de la région lumineuse ².

5.2 Recherche de vertex secondaires

Cette approche consiste à utiliser l'algorithme de recherche directe de vertex secondaires [IV.13] pour étiqueter des jets de quark b. Dans un premier temps les coordonnées du vertex primaire sont déterminées par ajustement de traces en tenant compte de leurs erreurs de reconstruction. Une fois le vertex primaire reconstruit un χ_{pvx}^2 est calculé, dans l'hypothèse où toutes les traces proviennent de ce vertex. Ensuite pour chaque jet, un volume autour du vertex primaire est balayé longitudinalement par pas de 200 μm sur ± 1 cm et transversalement par pas de 20 μm sur 500 μm . Chaque point correspond à une hypothèse de vertex secondaire. Pour chaque hypothèse les traces sont assignées au vertex le plus proche et un χ_{svx}^2 est calculé. Les vertex secondaires sont ensuite déterminés par les maxima de la différence :

$$\Delta\chi^2 = \chi_{pvx}^2 - \chi_{svx}^2$$

C'est cette variable qui est utilisée dans le cadre de l'étiquetage de quark b.

5.3 Paramètres d'impact

Dans cette partie on décrit l'algorithme principal d'étiquetage de jets contenant des hadrons beaux. Contrairement à la méthode de reconstruction directe, celle-ci ne permet pas de reconstruire les vertex secondaires et ne vise qu'à donner une probabilité qu'une trace provienne du vertex primaire ou non. Elle est définie à partir du paramètre d'impact signé. Pour un événement ou pour un jet, les probabilités des traces peuvent être combinées, pour évaluer la probabilité que dans l'événement ou dans un jet il y ait un vertex déplacé. Les deux principaux avantages du paramètre d'impact signé sont :

- Les hadrons beaux se désintègrent souvent en hadrons charmés qui eux aussi ont une durée de vie non négligeable. Les traces d'un vertex tertiaire peuvent ne pas être rattachées au vertex primaire, ce qui réduit le pouvoir statistique de mesure de durée de vie, alors que du point de vue du

²Cet effet mis en évidence pour les données prises à LEP1 l'est moins pour les données de LEP2 étant donné que la reconstruction de la région lumineuse est moins précise.

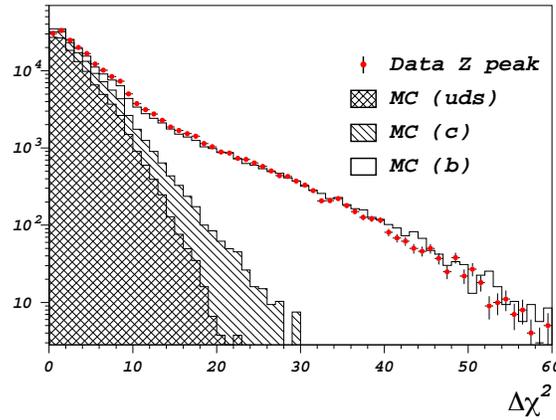


Figure IV.10: Distributions de la variable $\Delta\chi^2$ pour des événements pris à la résonance du Z.

paramètre d'impact, les traces de vertex tertiaires contribuent avec celles de vertex secondaires à la statistique.

- Les paramètres d'impact négatifs peuvent être utilisés comme échantillon de contrôle pour évaluer la résolution expérimentale sur les paramètres d'impact.

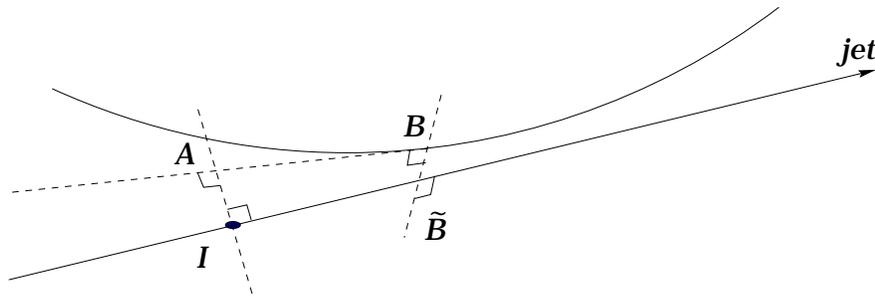


Figure IV.11: Schéma de détermination du paramètre d'impact signé.

Pour définir le paramètre d'impact signé, on doit d'abord définir la direction du jet, le point de la trace le plus proche de la direction du jet (B) et le point de la direction du jet le plus proche de la trace \tilde{B} . Le point \tilde{B} est sensé représenter le point de désintégration du hadron. A partir du point B, on extrapole par une

droite la trace et on note A le point le plus proche du vertex primaire I . Le paramètre d'impact tri-dimensionnel non signé est :

$$D = AI$$

Le paramètre d'impact signé est :

$$\tilde{D} = \begin{cases} D & \text{si } \tilde{B} \text{ est après } I \\ -D & \text{si } \tilde{B} \text{ est avant } I \end{cases}$$

L'erreur σ_D sur la mesure du paramètre d'impact est dominée par l'erreur sur les paramètres d'ajustement de la trace à une hélice mais a aussi une contribution provenant de la reconstruction du vertex primaire. Pour déterminer la signification statistique du paramètre d'impact, on calcule σ_D en prenant en compte les corrélations entre les erreurs sur la reconstruction de la trace et celles provenant de la localisation du vertex primaire. Cette corrélation "trace/vertex" provient du fait que les traces sont utilisées dans la mesure du vertex primaire.

La "signification" statistique de la mesure du paramètre d'impact est alors donnée par :

$$S = \tilde{D}/\sigma_D$$

Dans la Figure IV.12-a on montre la distribution de la *signification* S du paramètre d'impact pour des événements pris à la résonance du Z .

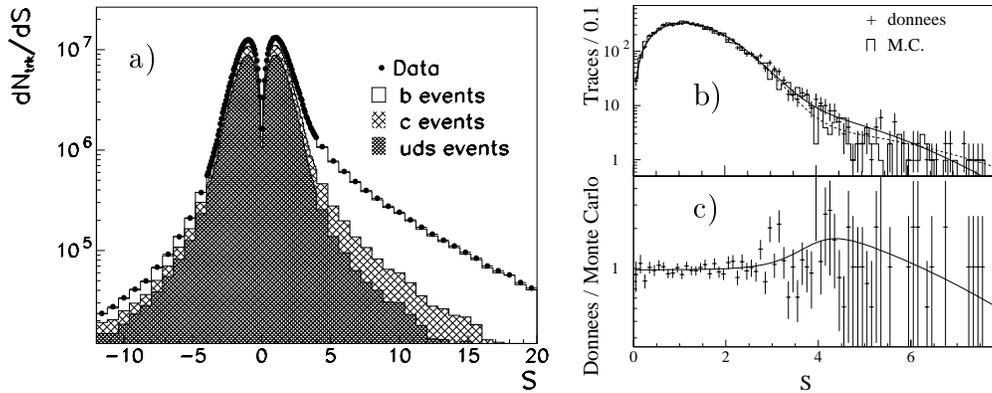


Figure IV.12: Distribution de la *signification* statistique du paramètre d'impact (a), distribution, en valeur absolue, de la partie négative de la distribution des paramètres d'impact (b) et rapport données/Monte Carlo pour ces mêmes valeurs (c).

Pour assigner une probabilité pour une trace de provenir du point d'interaction, en tenant compte de la résolution intrinsèque de la mesure de la *signification*

IV.5. ÉTIQUETAGE DES QUARKS B (1^{ÈRE} PARTIE)

statistique du paramètre d'impact, on utilise la partie négative de la distribution de S qui n'est pas polluée par des traces provenant de vertex secondaires (Figure IV.12-b). Cette distribution est ajustée par une forme analytique tenant compte des queues non gaussiennes, appelée “fonction de résolution” notée $\mathcal{R}(S)$. A partir de cette forme approchée de la densité de probabilité qu'une trace provienne du point d'interaction, on définit la probabilité que la trace provienne du point d'interaction par :

$$\mathcal{P}_T(\tilde{D}/\sigma_D) \equiv \int_{-\infty}^{-\tilde{D}/\sigma_D} \mathcal{R}(x) dx$$

Cette quantité représente la probabilité que la trace ait une *signification* S plus grande que celle observée. Comme on le verra au chap. V, pour un ensemble de traces (événement ou d'un jet), ces probabilités indépendantes peuvent être combinées. La probabilité combinée est \mathcal{P}_N :

$$\mathcal{P}_N = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \quad \text{où} \quad \Pi \equiv \sum_{i=1}^N \mathcal{P}_{T_i}$$

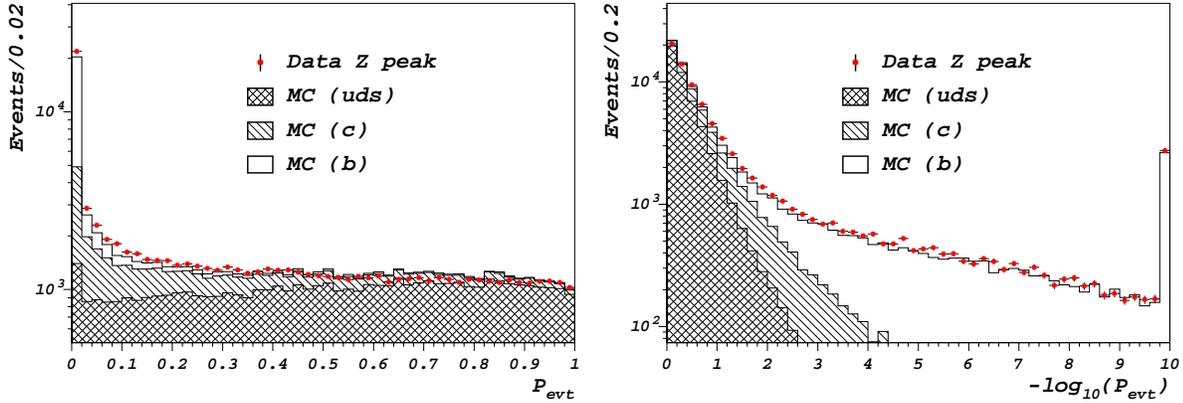


Figure IV.13: Distributions de la probabilité combinée pour un événement que ses traces proviennent toutes du vertex primaire \mathcal{P}_{evt} .

Les distributions de la probabilité pour l'événement entier \mathcal{P}_{evt} sont représentées en Figure IV.13 pour des données prises à la résonance du Z. Les contributions des différents saveurs de quarks y sont détaillées.

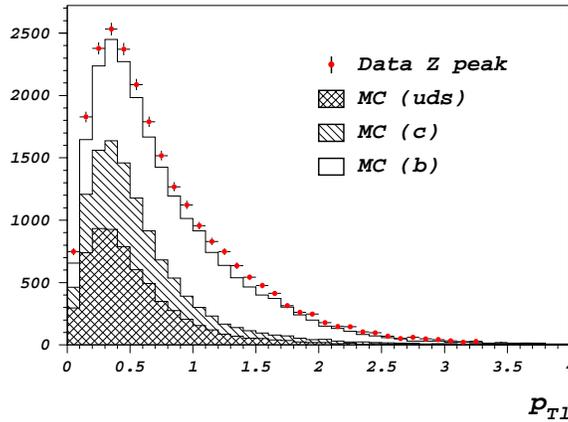


Figure IV.14: Distributions de la variable $p_{\perp\ell}$ pour des *jets* d'événements pris à la résonance du Z où au moins un lepton a été identifié.

5.4 Combinaison par réseau de neurones

D'autres variables moins discriminantes permettent de distinguer des jets contenant des hadrons beaux.

On peut tirer profit des états finals semi-leptoniques des mesons B ($\sim 20\%$), où les leptons ont une énergie assez élevée dans le référentiel du méson. On définit donc la variable impulsion transverse $p_{\perp\ell}$ calculée par rapport au jet de l'électron ou du muon identifié ayant la plus grande impulsion. Les distributions de cette variable pour des *jets* d'événements pris au Z sont illustrées en Figure IV.14³.

Par ailleurs on peut aussi tirer profit du fait que la masse des mesons beaux est élevée. Les variables cinématiques choisies sont les suivantes :

- La sphéricité “propulsée” \mathcal{B}_{sph} : la sphéricité rapportée au référentiel de repos du jet. La sphéricité est définie à partir du tenseur des impulsions S^{ij} qui lui même est défini à partir des impulsions p_k des particules énergie flow formant le jet :

$$S^{ij} = \frac{\sum_k p_k^i p_k^j}{\sum_k |\vec{p}_k|^2}$$

où p_k^i est l'impulsion selon i de l'objet *energy flow* k du jet. Si on appelle Q la valeur propre la plus grande de S^{ij} , la sphéricité $S_{sphericity}$ est :

³Dans l'analyse des données de 161 à 172 GeV, où l'analyse était particulièrement sensible au fond WW, les leptons identifiés ayant une impulsion transverse par rapport au jet supérieure à 1.5 GeV/c ne sont pas pris en compte dans la variable $p_{\perp\ell}$.

IV.5. ÉTIQUETAGE DES QUARKS B (1^{ÈRE} PARTIE)

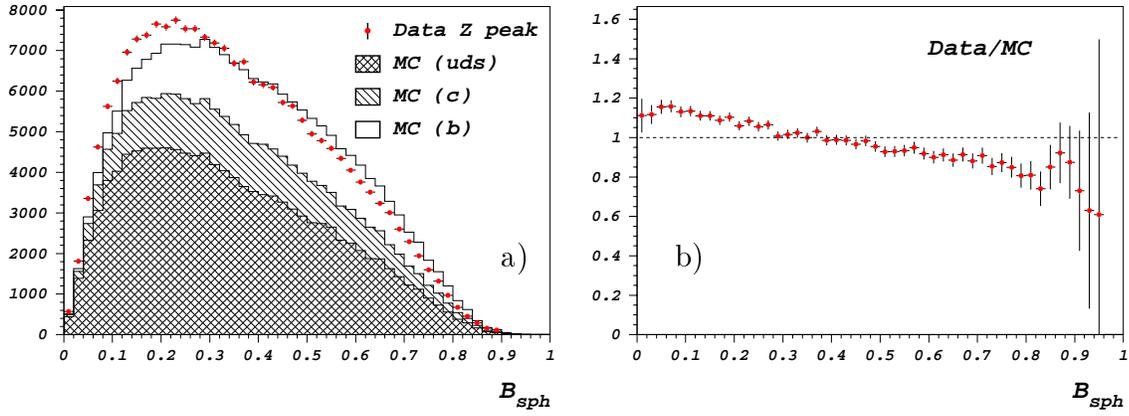


Figure IV.15: Distributions de la sphéricité dans le référentiel de repos du jet pour les données et la simulation (a) et leur rapport (b).

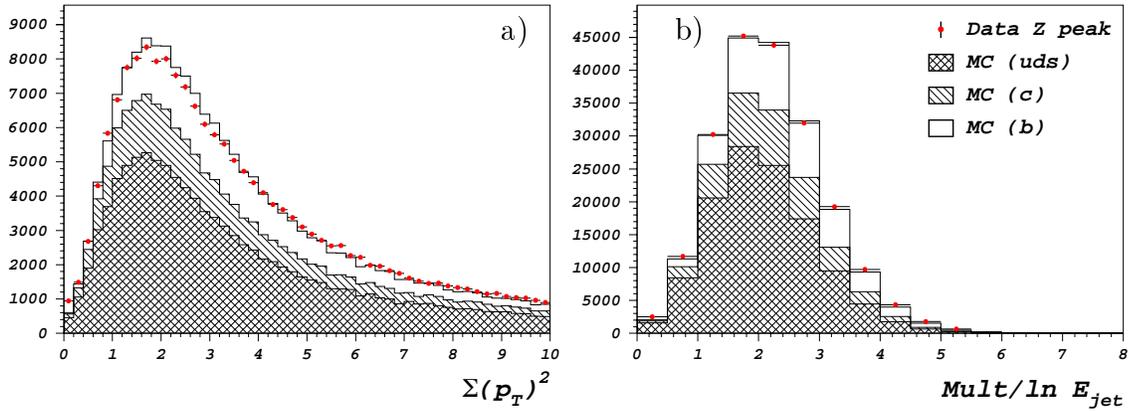


Figure IV.16: Distributions de la variable $\sum p_{\perp}^2$ (a) et de la multiplicité des jets $Mult/\ln E_{jet}$ (b) pour les données et la simulation.

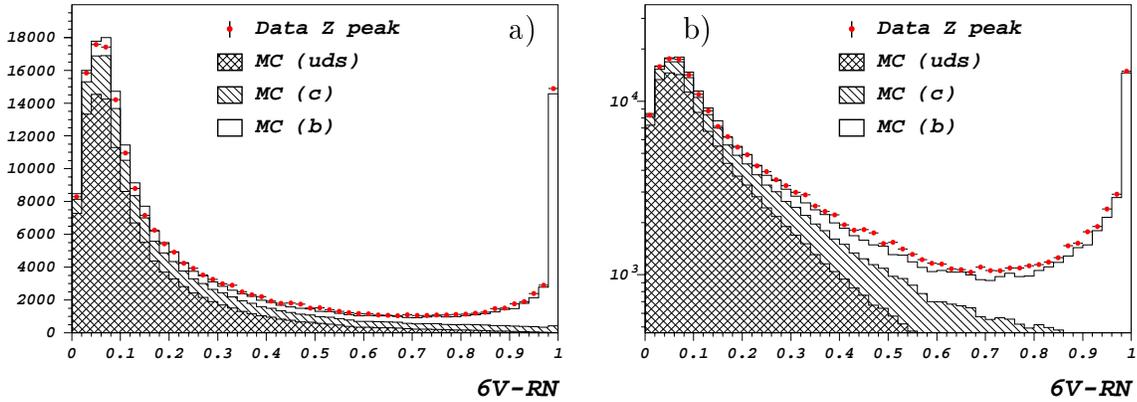


Figure IV.17: Distributions de la sortie de réseau de neurones pour des événements de données pris à la résonance du Z et pour la simulation en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

$$S_{sphericity} = \frac{3}{2}(1 - Q)$$

- Le carré de la somme des impulsions transverses de toutes les particules *energy flow* du jet ($\sum p_{\perp}^2$).
- La multiplicité du jet (où la multiplicité se réfère à toutes les particules *energy flow* du jet) est normalisée au logarithme de son énergie ($Mult/\ln E_{jet}$). Cette normalisation est utilisée pour atténuer la dépendance en énergie de la multiplicité.

Les distributions de ces variables sont représentées dans les Figures IV.15 et IV.16. On observe un désaccord systématique dans la distribution de la sphéricité dans le référentiel du jet. Les effets systématiques liés à l'étiquetage des quarks b seront étudiés au chap. VII.

Pour combiner de façon optimale toutes les variables utiles à l'étiquetage des quarks b décrites plus haut ($\mathcal{P}_{jet}, \Delta\chi^2, p_{\perp\ell}, \mathcal{B}_{sph}, \sum p_{\perp}^2, Mult/\ln E_{jet}$), on utilise un réseau de neurones. Les techniques de réseaux de neurones sont décrites au chap. V. Les caractéristiques de celui utilisé pour l'étiquetage de quarks b sont les suivantes : 6 entrées (correspondant aux 6 variables décrites plus haut), une couche intermédiaire comportant dix nœuds, et une classe de sortie unique (correspondant à la variable discriminante unique, combinaison non linéaire des variables d'entrée). On utilise l'acronyme *6V RN btag* pour désigner ce réseau de neurones. Celui-ci est entraîné à haute énergie (161 -189 GeV) exclusivement sur des événements $q\bar{q}\gamma$. Les distributions de sortie du *6V RN btag* sont illustrées en Figure IV.17.

Les performances du réseau de neurones *6V RN btag* sont indiquées dans la Figure IV.18, en termes de rejection de *jets* de gluons ou de quarks de toute saveur autre que b. Un gain substantiel est obtenu par rapport à l'utilisation de la méthode des paramètres d'impact uniquement (\mathcal{P}_{jet}).

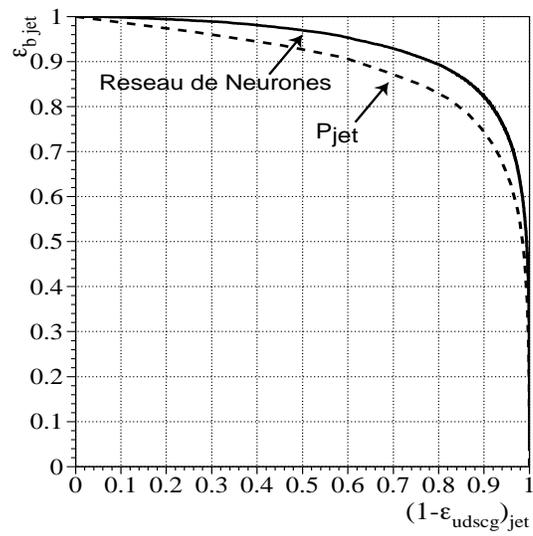


Figure IV.18: Courbes d'efficacité en fonction de la pureté du réseau de neurones $6V RN btag$ et de la probabilité \mathcal{P}_{jet} , calculées à partir d'événements Monte Carlo du processus $q\bar{q}(\gamma)$.

Chapitre V

Considérations statistiques

V.1 Réseaux de neurones

L'analyse physique, vu à travers le prisme réducteur de la statistique, revient simplement à séparer un signal d'un fond, c'est-à-dire séparer des événements ayant différents attributs sur une base statistique. La méthode classique d'application de coupures sur les distributions statistiques de ces attributs a l'avantage d'être claire mais n'est pas nécessairement optimale, dans la mesure où les attributs peuvent être corrélés entre eux. Pour tenir compte de ces corrélations un grand nombre d'outils statistiques sont disponibles. Les réseaux de neurones artificiels se situent parmi les méthodes les plus performantes pour réaliser une séparation optimale entre un signal et un bruit de fond.

Dans cette partie nous donnons un aperçu des fondements théoriques des réseaux de neurones dans l'optique de la réalisation d'une analyse physique. Nous nous attacherons à dégager les grandes lignes de façon à montrer que les articulations de cet outil sont visibles et qu'ils ne constituent pas une boîte noire.

1.1 Définitions et terminologie

Les réseaux de neurones artificiels (RN) sont des systèmes de traitement d'informations. Parmi les tâches qu'ils sont capables d'exécuter, celle qui nous intéresse est la "*classification*" qui consiste à ranger par classes des événements caractérisés par leurs attributs. Un RN est constitué d'entrées, de sorties, de neurones et de connexions le tout structuré en couches. Chaque neurone est un processeur d'informations et traite les données qui lui proviennent, via chaque connexion, des nœuds se trouvant sur la couche précédente. Un RN type à trois classes, une "*couche intermédiaire*" et trois entrées est illustré en Figure V.1. La notation de l'architecture de ce RN est **3-2-3**. Ceci résume le fait que les événements sont caractérisés par trois variables (*i.e.* trois entrées) et qu'ils se répartissent en trois classes (trois sorties), alors que la couche intermédiaire comporte deux neurones.

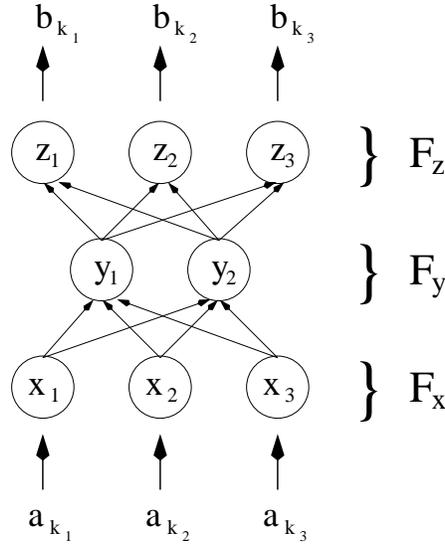


Figure V.1: Illustration d'un réseau de neurones type.

Le RN présenté en Figure V.2 a une architecture **m-p**. Pour n événements, les entrées sont notées :

$$A_k = (a_{k_1}, a_{k_2}, \dots, a_{k_m}); \quad k = 1, 2, \dots, n$$

correspondant chacune à une variable physique d'un événement et les sorties :

$$B_k = (b_{k_1}, b_{k_2}, \dots, b_{k_p}); \quad k = 1, 2, \dots, n$$

correspondant chacune à une classe d'événements.

Comme on peut le voir en Figure V.2 à chaque couche correspond un vecteur sortie de neurones de cette couche :

$$F_X = (x_1, x_2, \dots, x_m)$$

$$F_Z = (z_1, z_2, \dots, z_p)$$

et à chaque connexion entre les nœuds x_i et z_j correspond un poids w_{ij} . La matrice (W) contenant tous les poids peut être définie comme :

$$W = (w_{ij})_{i=1,m;j=1,p}$$

On ne considérera que le cas (le plus répandu) où l'information se dirige en sens unique des entrées vers les sorties (*feedforward*). Comme l'illustre la Figure V.2 chaque nœud traite l'information provenant de tous les neurones de la couche précédente; dans le cas de la première couche chaque nœud traitera

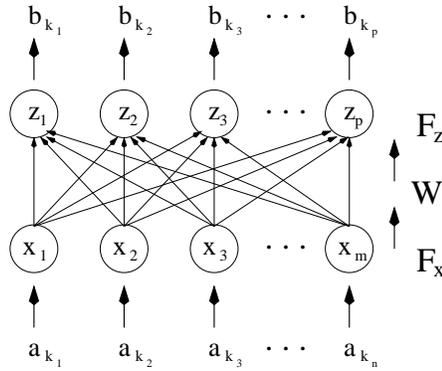


Figure V.2: Illustration d'un réseau de neurones d'architecture (m-p) sans couche intermédiaire.

directement les entrées. En Figure V.3-a, où est représenté le mode de fonctionnement d'un neurone, il apparaît que chaque sortie ne dépend pas seulement de tous les neurone inférieurs mais aussi du paramètre θ_j : "le seuil". La sortie z_j peut s'exprimer sous la forme :

$$z_j = F(X, W_j, \theta_j) = F\left(\sum_{i=1}^n x_i w_{ij} - \theta_j\right) = F(X.W_j - \theta_j)$$

où $W_j = (w_{1j}, w_{2j}, \dots, w_{mj})$ et F est la "fonction d'activation". Le choix de la fonction d'activation dénote du caractère historiquement électronique des réseaux de neurones puisque les plus répandues sont les fonctions linéaires, rampe de Heavyside ou sigmoïde. A l'exception de la fonction linéaire, toutes les fonctions d'activation bornées introduisent une non-linéarité dans la dynamique du RN. Le caractère non-linéaire de la méthode réside dans le choix de la fonction d'activation. Dans notre cas on se limitera au cas de la sigmoïde ainsi définie :

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

où α est le paramètre de transfert que l'on considèrera constant pour tous les neurones. Le paramètre seuil peut être intégré à la couche en ajoutant un neurone supplémentaire dont la valeur de sortie est la valeur de seuil (Figure V.3-b).

Une façon élégante de dissimuler l'utilisation du paramètre de seuil pour simplifier les calculs est de considérer que sa valeur provient d'un neurone supplémentaire fictif x_0 (Figure V.3-b). La sortie z_j s'exprimera alors :

$$z_j = F(X, W_j, \theta_j) = F\left(\sum_{i=0}^n x_i w_{ij}\right).$$

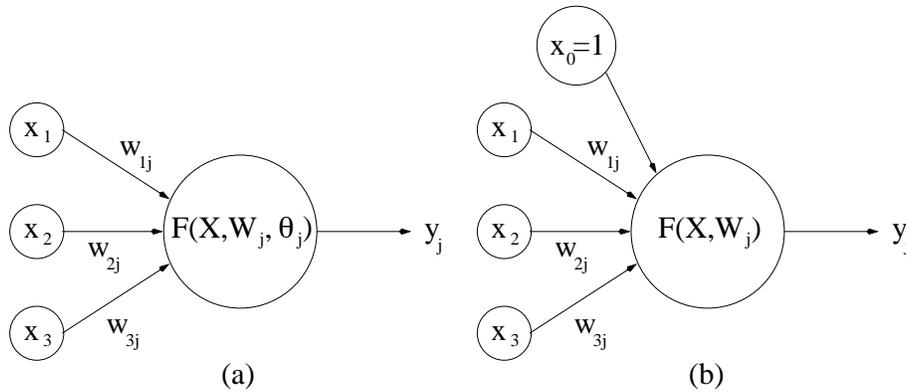


Figure V.3: Illustration de la fonctionnalité d'un nœud de RN (a). Une autre représentation des seuils (b).

1.2 Entraînement d'un réseau de neurones

Pour illustrer le principe de l'apprentissage par rétro-propagation des erreurs, on se place dans le cas du réseau de neurones présenté en Figure V.4 ayant une couche intermédiaire, m entrées et p sorties. On considère que toutes les fonctions d'activation de la couche intermédiaire sont des sigmoïdes ayant un paramètre de transfert $\alpha = 1$. On choisit l'identité pour les fonctions d'activation des nœuds restants. Dans le cadre d'une analyse physique, les entrées (A) sont des observables physiques des événements que l'on veut classer et les sorties (B) sont choisies de telle sorte que l'on puisse discerner sans ambiguïté une classe d'une autre. On s'arme alors d'un lot d'événements *d'entraînement* pour lesquels les valeurs de sortie seront fixées à l'avance pour chaque classe et d'un lot *de test* pour mettre à l'épreuve l'entraînement de façon non biaisée. Il est important d'insister sur le fait que pour les lots d'entraînement et de test les sorties sont fixées, par exemple pour les événements de signal $b_{k_1} = 1$ et $b_{k_l, l \neq 1} = -1$ et pour des événements de fond $j \neq 1$ $b_{k_j} = 1$ et $b_{k_l, l \neq j} = -1$ (en réalité pour ce qui est du problème qui nous concerne on ne s'intéressera qu'aux réseaux de neurones à deux classes, où l'une est réservée au signal et la second au fond). Les lots d'entraînement et de test sont constitués d'événements Monte-Carlo. Le but de l'apprentissage est de déterminer un jeu de poids tel que les sorties calculées z_j soient les plus proches possible des sorties désirées (B). A l'issue de la phase d'apprentissage où l'origine des événements est connue (apprentissage supervisé), le RN est utilisé pour des événements dont l'origine est inconnue a priori, en particulier les données réelles. Il ne reste plus alors qu'à trouver comment faire varier les poids de façon à trouver une solution optimale.

Pour ce faire revenons à l'exemple donné en Figure V.2 d'un RN à deux couches sans couche intermédiaire. On prend comme fonction d'activation l'i-

V.1. RÉSEAUX DE NEURONES

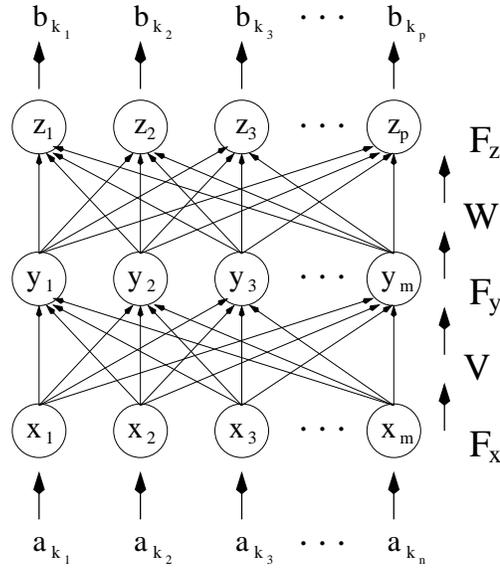


Figure V.4: Illustration d'un réseau de neurones type ayant k_n entrées et k_p sorties.

dentité pour tous les neurones. On définit l'erreur comme la différence entre la valeur désirée et la valeur calculée de sortie ($\delta_j = b_{k_j} - z_j$). La ruse consiste à utiliser l'erreur pour ajuster les poids selon :

$$w'_{ij} = w_{ij} + \alpha \delta_j a_{k_i}$$

où w'_{ij} est le nouveau poids et α est le "taux d'apprentissage" qui n'est rien de plus qu'une constante à fixer. Par cette méthode on réalise immédiatement que les poids auront une valeur stable pour une erreur minimale. On définit alors un coût :

$$E = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - z_j)^2 = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - \sum_{i=1}^m x_i w_{ij})^2$$

on déduit que :

$$\frac{\partial E}{\partial w_{ij}} = -(b_{k_j} - z_j) a_{k_i} \quad \text{donc} \quad w'_{ij} = w_{ij} - \alpha \frac{\partial E}{\partial w_{ij}}.$$

Le problème dans l'application d'une telle méthode à notre RN multi-couche (Figure V.4) est de définir la contribution d'une couche intermédiaire à l'erreur de la couche de sortie. En d'autres termes le problème est de connaître l'erreur dont doit être crédité chaque nœud y_j pour pouvoir appliquer une méthode analogue à celle décrite pour un réseau sans couche intermédiaire. La solution réside dans l'utilisation du coût de façon analogue à celle du RN à deux couches, en utilisant

comme fonction d'activation une fonction continument dérivable. On définit à nouveau le coût pour un RN à trois couches :

$$E = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - z_j)^2 = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - \sum_{i=1}^q y_j w_{ij})^2 = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - \sum_{i=1}^q F(\sum_{l=1}^m x_l v_{li}) w_{ij})^2$$

Pour la couche de sortie on trouve alors :

$$\frac{\partial E}{\partial w_{ij}} = (b_{k_j} - z_j) y_i = \delta_j y_i$$

en notant $\zeta_i = \sum_{r=1}^m a_{k_r} v_{ri}$ il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial v_{li}} &= \frac{\partial E}{\partial y_i} \frac{\partial y_i}{\partial \zeta_i} \frac{\partial \zeta_i}{\partial v_{li}} \\ &= - \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - z_j) w_{ij} F'(\sum_{r=1}^m a_{k_r} v_{ri}) a_{k_i} \\ &= - \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - z_j) w_{ij} F'(\zeta_i) a_{k_i} \end{aligned}$$

de plus si on pose :

$$\tilde{\delta}_i = \sum_{j=1}^p (b_{k_j} - z_j) w_{ij} F'(\zeta_i) = \sum_{j=1}^p \delta_j w_{ij} F'(\zeta_i)$$

il apparait que l'erreur à appliquer aux noeuds de la couche intermédiaire est $\tilde{\delta}_i$. Ce calcul peut être répété pour un nombre quelconque de couches intermédiaires. La variation des poids sera alors :

$$\begin{aligned} w'_{ij} &= w_{ij} + \alpha \delta_j a_{k_i} = w_{ij} - \alpha \frac{\partial E}{\partial w_{ij}} \\ v'_{li} &= v_{li} + \alpha \tilde{\delta}_i a_{k_i} = v_{li} - \beta \frac{\partial E}{\partial v_{li}} \end{aligned}$$

où α et β sont deux constantes positives régulatrices de la quantité d'ajustement des poids à chaque itération d'entraînement. Comme dans le cas du RN à deux couches on appelle ces constantes les *taux d'apprentissage*. Cette méthode de *retropropagation des erreurs* sera utilisée pour l'apprentissage des différents RN utilisés par la suite.

Pour le choix de la structure il n'y a pas de règle simple, surtout dans le cas où la classification est connexe. La seule précaution nécessaire est de ne pas utiliser des structures trop complexes ayant trop de degrés de liberté pour éviter le problème du surentraînement. Celui-ci survient typiquement quand le réseau de neurones cherche une solution autour d'un artéfact statistique, ce qui a pour conséquence de minimiser le coût sur l'échantillon d' "entraînement", mais l'augmenter sur le lot de "test" où la fluctuation n'a pas lieu d'être.

1.3 Étude d'un cas simple : un réseau de neurones à deux entrées

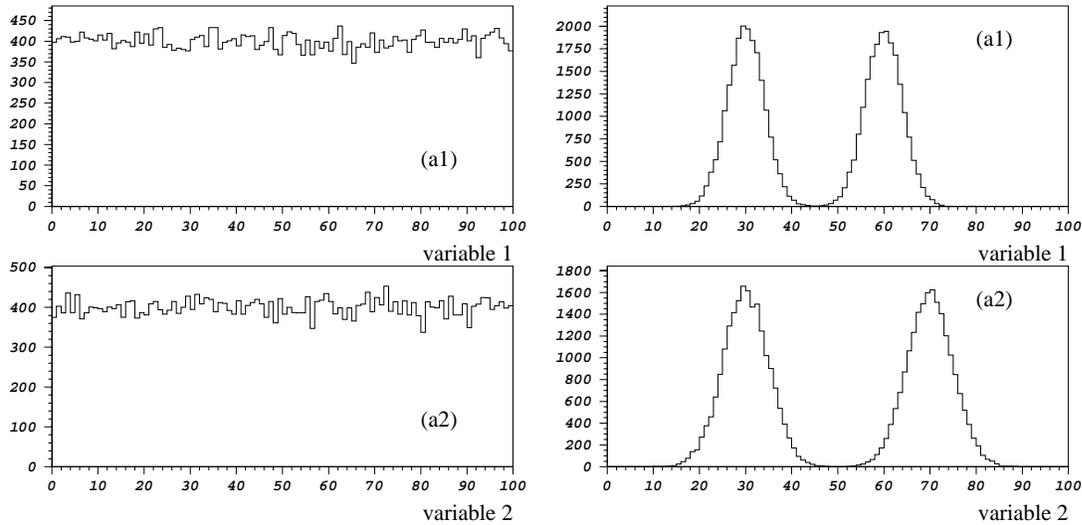


Figure V.5: Distribution des variables d'entrée du réseau de neurones.

Pour illustrer les concepts théoriques présentés ci-dessus et pour introduire la méthode générale on prend un exemple simple de réseau de neurones à deux entrées. Le lot d'entraînement est constitué de 10000 événements de fond et de signal. Les performances du réseau de neurones sont testées sur un lot indépendant. Le fond et le signal se distinguent sur la base de deux variables. Chacune de ces entrées correspondant à une variable que l'on a défini de sorte que la séparation entre un signal et un fond ne soit pas triviale. On choisit des distributions uniformes pour le fond et constituées de la somme de deux gaussiennes pour le signal (Figure V.5). Une telle distribution doit permettre de mettre en évidence la capacité du réseau de neurones à séparer le signal d'un fond de manière non connexe.

La structure du réseau de neurones utilisé est 2-6-4-2.

Dans cette structure (2-6-4-2) la fonction d'activation utilisée est la sigmoïde. Elle est aussi appliquée aux neurones de la couche de sortie. L'entraînement se fait selon la méthode décrite ci-avant. La classification des événements, si elle réussit, résulte en l'assignation d'une valeur de sortie de réseau de neurones comprise dans l'intervalle $[-1, 1]$ où, pour la sortie de la classe de signal¹, les événements

¹Les sorties des deux classes de signal étant symétriques, on désignera simplement par sortie de réseau de neurones la sortie de la classe de signal.

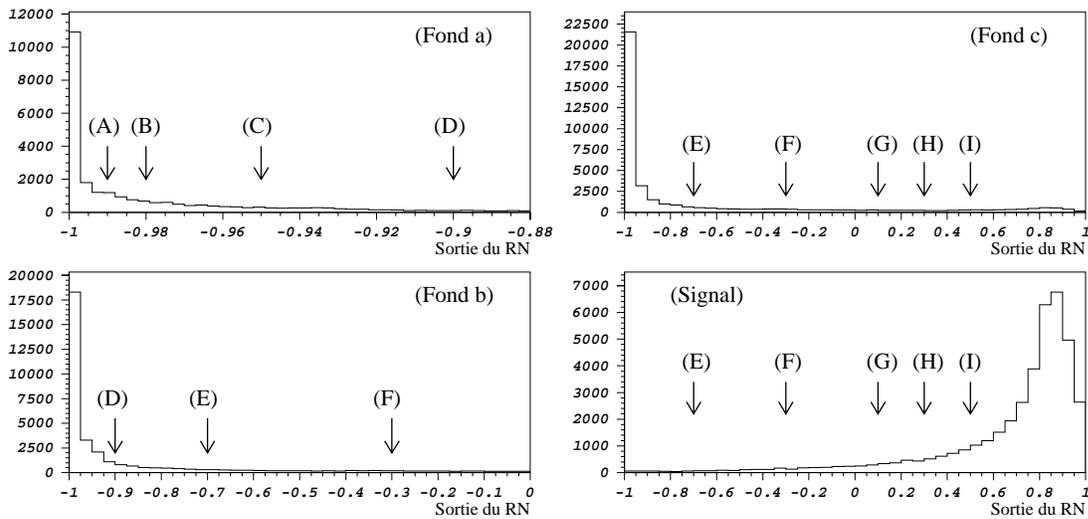


Figure V.6: Distribution de la sortie du réseau de neurones de la classe de signal pour le fond et le signal. La distribution de fond est représentée à différentes échelles.

de signal auront des valeurs proches de 1 et les événements de fond, des valeurs proches de -1 . Les distributions de sortie du RN sur les lots indépendants d' "essai" utilisés est illustrée en Figure V.6. Une série de coupures appliquées à la sortie de RN sont aussi indiquées et étiquetées de A à I. Les fractions d'événements de signal et de fond restant en appliquant les coupures correspondant à ces valeurs de RN sont indiquées dans la Table V.1.

Table V.1: Table résumant l'évolution des lots de signal et de fond en fonction de coupures sur la sortie du RN (en termes d'inefficacités pour le signal et d'efficacités pour le fond).

	A	B	C	D	E	F	G	H	I
$RN >$	-0.99	-0.98	-0.95	-0.9	-0.7	-0.3	0.1	0.3	0.5
signal (%)	0.04	0.07	0.15	0.30	0.85	2.91	7.16	11.16	17.94
fond (%)	64.3	56.8	46.1	38.1	28.1	19.6	13.7	10.8	9.0

Les zones de l'espace des variables sélectionnées par les coupures (A à I) sont présentées dans les Figures V.7 et V.8. Ces figures illustrent la capacité du réseau

V.1. RÉSEAUX DE NEURONES

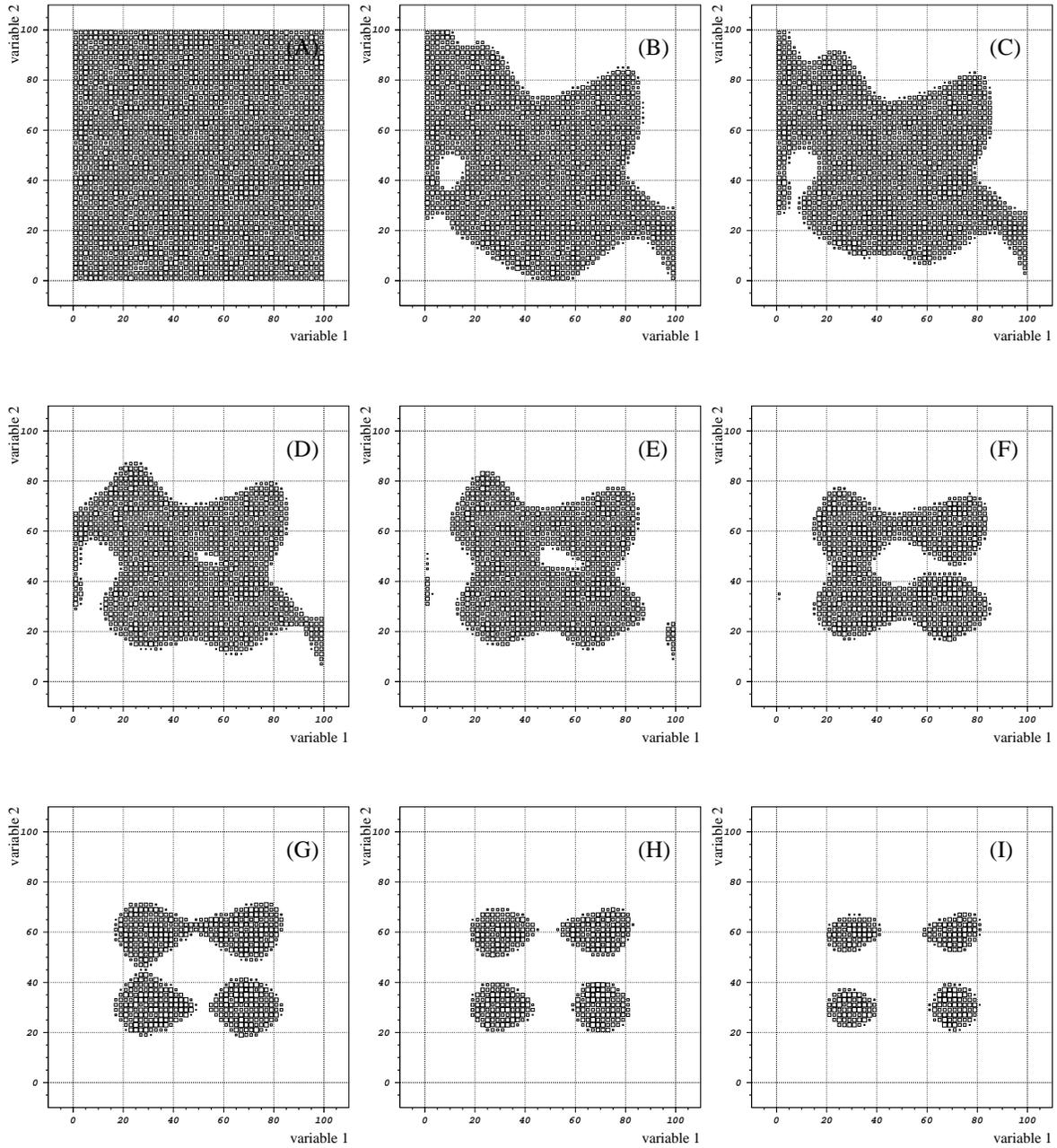


Figure V.7: Illustration de l'effet de coupures sur la sortie du RN sur le fond, de gauche à droite et de haut en bas les coupures sont $RN > \{-0.99, -0.98, -0.95, -0.9, -0.7, -0.3, 0.1, 0.3, 0.5\}$.

de neurones à séparer de façon ni linéaire ni connexe deux motifs préalablement appris.

Le même type de réseau de neurones sera utilisé pour séparer de façon optimale les fonds standard des processus rares recherchés. Les variables utilisées seront les observables physiques construites à partir des informations issues du détecteur.

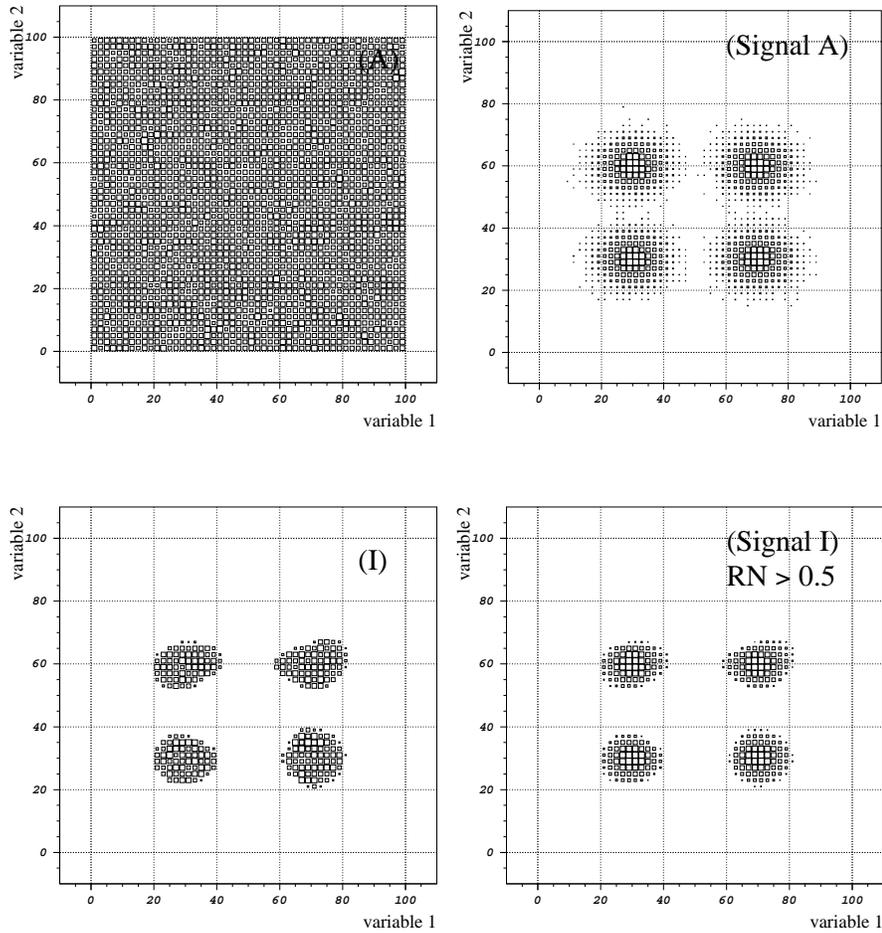


Figure V.8: Illustration de l'effet de coupures sur la sortie du RN sur le fond (gauche) et sur le signal (droite). Pour les figures (A) et (Signal A) aucune sélection sur le réseau de neurone n'est imposée. Pour les figures (I) et (Signal I), un minimum de $RN > 0.5$ est imposé.

V.2 Limites sur un processus rare

2.1 Le comptage d'événements

Le “*comptage d'événements*” est la méthode la plus simple pour mettre une limite sur un processus rare. Imaginons une situation où n événements s'apparentant à un signal recherché sont observés alors que b événements de fond sont attendus. Dans l'hypothèse où l'on considère n assez proche de b et que l'on veut établir une limite sur le processus rare recherché, deux approches équivalentes sont possibles. La première est d'évaluer, par un niveau de confiance (CL), l'incompatibilité de cette observation avec une hypothèse de signal attendu s donnée. La seconde est d'évaluer le nombre d'événements de signal minimum exclus à 95% CL (N_{95}).

L'approche la plus conservatrice est de ne faire aucune supposition quant au bruit de fond attendu. Le niveau de confiance avec lequel une hypothèse s de signal est exclue (CL) est défini comme la probabilité complémentaire à la probabilité que s fluctue à un nombre plus petit ou égal à n . Elle s'exprime en termes de somme de probabilités de poisson :

$$1 - CL = \sum_{k=0}^n \frac{s^k}{k!} e^{-s} \quad (\text{V.1})$$

A partir de cette définition on peut calculer le signal minimal exclu à 95% CL en résolvant l'équation :

$$1 - CL = 0.05$$

Les valeurs obtenues ξ_n sont $\{\xi_0 = 3, \xi_1 = 4.74, \xi_2 = 6.3, \dots\}$ [V.4]. En d'autres termes, pour une expérience où 1 événement est observé, on peut exclure toute hypothèse de processus prévoyant un signal supérieur à 4.74 événements en supposant que l'efficacité de sélection de ce processus rare est de 100%. Si ce n'est pas le cas, le nombre d'événements de signal exclu à 95 % CL alors que n événements sont observés, est $N_{95} = \xi_n/\epsilon$, où ϵ est l'efficacité de sélection.

A partir de la section efficace attendue pour la production du boson de Higgs en fonction de sa masse, selon la luminosité atteinte et l'efficacité de sélection, les domaines en masse où $1 - CL \leq 5\%$ ou $N_p \geq N_{95}$ (où N_p est le nombre d'événements de signal attendus) pourront être exclus à 95% CL.

2.2 Définition générale du niveau de confiance

Dans cette partie on suit la méthode exposée en [V.5].

Mettre une limite sur la masse du boson de Higgs revient à mesurer un niveau de confiance sur un ensemble d'hypothèses de masse de Higgs donné. Ce niveau de confiance donne une estimation quantitative de la probabilité que l'accord entre l'hypothèse considérée et l'expérience soit *aussi mauvais ou pire* que celui qui est observé. En termes de comptage d'événements on retrouve la définition

donnée plus haut qui est : la probabilité que pour une hypothèse de signal s donnée, le nombre d'événements qui *seraient observés* soit *inférieur ou égal* à celui observé.

Cette définition peut être généralisée [V.5] par l'introduction d'un estimateur ε permettant de classer une expérience selon sa ressemblance à une expérience de signal. Le choix de l'estimateur n'est pas unique, mais il doit être fait de manière à avoir la meilleure sensibilité possible pour l'exclusion de masses de Higgs. Une fois la définition choisie, qu'elle soit basée sur le comptage d'événements, sur une fonction de vraisemblance ou qu'elle dépende de l'hypothèse de masse \tilde{m}_H , une "épreuve statistique" de l'estimateur ε doit être construite pour des événements de signal uniquement, c'est-à-dire, déterminer la densité de probabilité ρ de ε pour des expériences de signal seulement, ceci dans le cas où on ne soustrait pas de bruit de fond. Ensuite on définit, à partir de l'estimateur calculé pour l'expérience faite : ε_{obs} , le niveau de confiance observé :

$$1 - CL = \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{obs}} \rho(\varepsilon) d\varepsilon$$

Le choix de l'estimateur, dans l'exemple que l'on va développer et qui sera utilisé dans les analyses présentées dans cette thèse, suit les deux critères suivants :

- (i) plus ε est grand plus l'expérience est du type signal
- (ii) Ajouter un événement à une expérience donnée ne peut qu'augmenter la valeur de l'estimateur.

Le premier est un critère de simplicité et le second nous assure qu'une hypothèse de signal ne peut être dégradée par l'ajout d'un événement de fond.

Pour décrire le choix de l'estimateur on se place dans le cadre d'une expérience de recherche de boson de Higgs où un nombre s d'événements de signal et b de fond sont attendus. Pour l'expérience considérée, qui est une production résonante du boson de Higgs, on peut s'attendre à ce que la masse invariante reconstruite du boson de Higgs permette de distinguer le signal du fond après que la sélection a été appliquée. Pour illustrer le calcul quantitatif des niveaux de confiance on génère des distributions de masse reconstruite fictives afin de tester une hypothèse de production d'un boson de Higgs d'une masse de 100 GeV. Ces distributions sont représentées en Figure V.12-a pour le signal et le fond. On notera $\hat{s}(m)$ et $\hat{b}(m)$ les distributions de masse reconstruite m du signal et du fond respectivement. Le nombre d'événements attendu pour l'exemple est $s = 3.1$ et le fond est de $b = 0.9$.

La définition de l'estimateur, inspirée de [V.4], est :

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^n \left[\frac{s^i}{i!} e^{-s} \right] \mathcal{P}_i^n \tag{V.2}$$

où l'expression entre crochets représente la probabilité de poisson habituelle et \mathcal{P}_i^n représente une probabilité visant à tester la compatibilité avec le signal des événements observés. Pour une expérience donnée, où n événements sont observés, \mathcal{P}_i^n représente la probabilité que i événements de signal soit moins de "type" signal que ceux observés. Cette probabilité étant basée uniquement sur les formes des distributions de signal et de fond. On peut noter que dans cette définition apparait l'ambiguïté du choix des événements observés auxquels peuvent être comparés ces i événements de signal.

Pour définir cette probabilité, on commencera par décrire les cas simples où 0,1 et 2 événements sont observés, puis on les généralisera à n événements.

Le cas où aucun événement n'est observé

Dans le cas où aucun événement n'est observé, quel que soit la valeur de \mathcal{P}_0^0 choisie, le niveau de confiance (ou la fraction d'événements de signal ayant un estimateur *plus petit* ou égal à $e^{-s}\mathcal{P}_0^0$) sera toujours e^{-s} .

\mathcal{P}_0^n étant la probabilité que 0 événement de signal soit moins compatible avec le signal que n événement observés, ces probabilités doivent *a priori* être égales entre elles. Dans la suite on prendra $\mathcal{P}_0^n = 1$ ($\forall n$).

Le cas où un événement est observé

Pour un événement observé, on veut déterminer la probabilité qu'un événement de signal soit moins compatible avec le signal que l'événement observé (\mathcal{P}_1^1). Pour quantifier cette probabilité, on définit la "signalité" d'un événement η par :

$$\eta = \frac{\hat{s}(m) - \hat{b}(m)}{\hat{s}(m) + \hat{b}(m)}$$

Les distributions de la variable η pour des événements de signal et de fond sont représentées dans la Figure V.12-b. Ces quantités sont calculées à partir des distributions illustrées en Figure V.12-a. Une autre manière d'exprimer la *signalité*, est de calculer la "signalité intégrée" (\mathcal{R}) :

$$\mathcal{R}(\eta) = \int_{-1}^{\eta} \tilde{s}(\eta') d\eta'$$

où \tilde{s} est la densité de probabilité de la variable η pour le signal; formellement :

$$\tilde{s}(\eta) = \int_{m_{min}}^{m_{max}} \hat{s}(m) \delta\left(\eta - \frac{\hat{s}(m) - \hat{b}(m)}{\hat{s}(m) + \hat{b}(m)}\right) dm$$

Par définition, la *signalité intégrée* est uniforme pour le signal et piquée à 0 pour le fond. Les distributions de \mathcal{R} sont illustrées en Figure V.12-c. On définit alors :

$$\mathcal{P}_1^1 = \mathcal{R}(\eta)$$

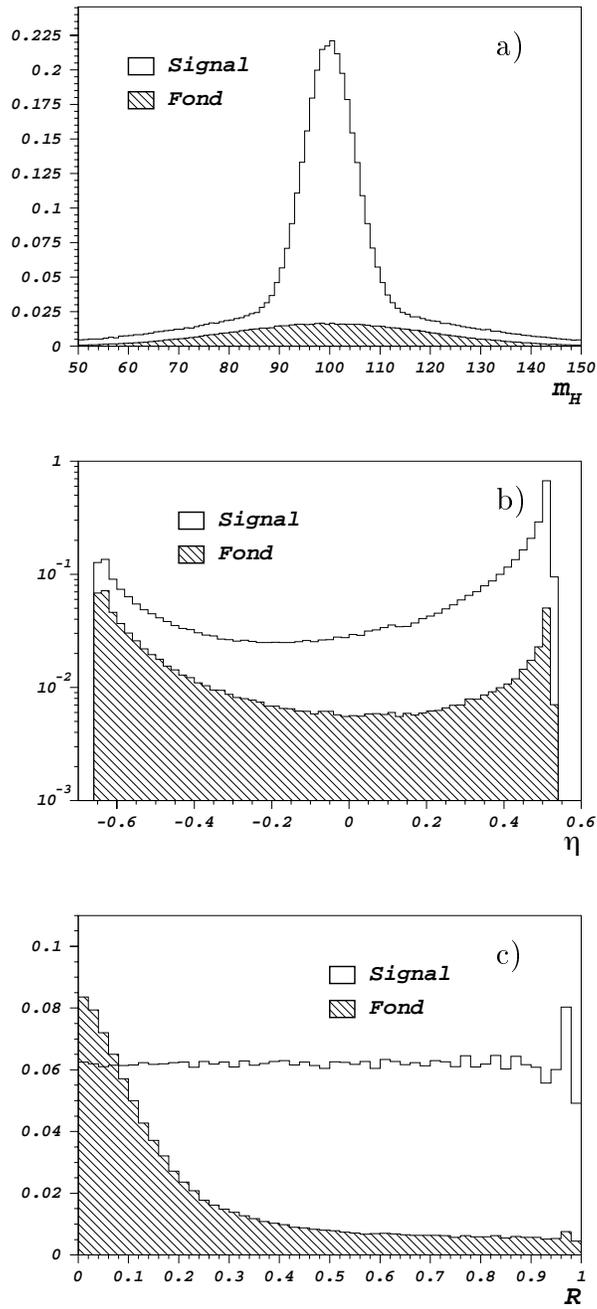


Figure V.9: Distributions de la variable de masse reconstruite m_H (a), de la signalité η (b) et de la signalité intégrée R (c) pour des événements de signal et de fond.

V.2. LIMITES SUR UN PROCESSUS RARE

Cette définition est particulièrement intéressante dans le cas où plus d'un événement sont observés, parce qu'elle facilite la combinaison des probabilités [V.6].

Le cas où deux événements sont observés

Dans le cas où deux événements sont observés, la probabilité pour deux événements de signal d'être moins *de type signal* que les événements observés est la simple combinaison des deux probabilités \mathcal{R}_1 et \mathcal{R}_2 . Ces probabilités sont évaluées de la même manière que dans le cas où l'on observe un unique événement :

$$\mathcal{P}_2^2 = \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2 (1 - \ln(\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2))$$

Pour la probabilité \mathcal{P}_1^2 qu'un événement de signal soit moins *de type signal* que l'observation, on choisit la valeur qui donnera l'estimateur le plus grand pour ne pas contrarier le critère (ii), soit :

$$\mathcal{P}_1^2 = \text{Max}[\mathcal{R}_1, \mathcal{R}_2]$$

Le cas général

La probabilité \mathcal{P}_i^n se généralise par :

$$\mathcal{P}_i^n = \psi_i(\pi_i) \quad \text{où} \quad \pi_i = \prod_{j=1}^i \mathcal{R}_{k(j)}$$

où les termes $\mathcal{R}_{k(j)}$ sont les plus grandes valeurs de \mathcal{R}_j , $j \in [1, n]$, et la fonction ψ_k est définie par :

$$\psi_k(z) = z \sum_{j=0}^{k-1} \frac{(-\ln z)^j}{j!}$$

En insérant cette définition dans V.2, on obtient une définition concrète de l'estimateur ε . Les distributions de l'estimateur pour des expériences de signal et de fond sont illustrées en Figure V.10. Ces distributions ont été faites par simulation d'événements de signal (fond) selon le nombre attendu de 3.1 (0.9) et selon la distribution de signal (fond).

Les points de discontinuité χ_n correspondent aux valeurs de l'estimateur pour lesquelles $\mathcal{P}_i^n = 1$ ($\forall i \in [0, n]$) :

$$\chi_n = \sum_{i=0}^n \frac{s^i}{i!} \exp(-s)$$

La distribution de l'estimateur pour des expériences de signal est plus étalée vers les grandes valeurs que celle pour des expériences de fond. Le fait qu'elle soit plus concentrée vers les faibles valeurs signifie simplement que la fraction

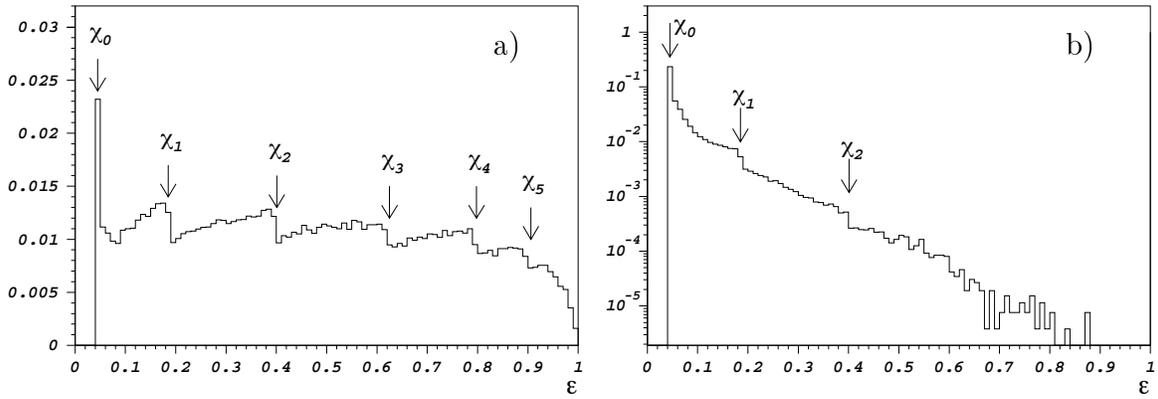


Figure V.10: Distributions de l'estimateur pour des expériences de signal (a) et de fond (b). Les valeurs de χ_n sont indiquées pour une expérience avec 3.1 événements de signal attendu.

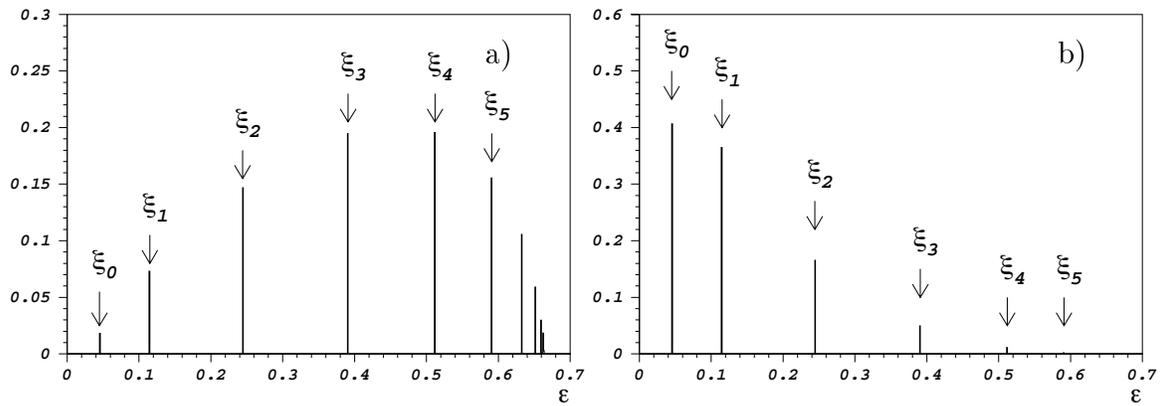


Figure V.11: Distributions de l'estimateur pour des expériences de signal (a) et de fond (b) dans le cas du *comptage d'événements*. Les valeurs de ξ_n sont indiquées pour une expérience avec 3.1 événements de signal attendu.

Table V.2: Valeurs des variables utilisées dans le calcul du niveau de confiance pour une expérience où un unique candidat serait observé.

Masse m_{obs}	75	80	85	90	95	100
η	-0.58	-0.63	-0.62	-0.22	0.34	0.52
\mathcal{R}	0.07	0.02	0.03	0.18	0.45	0.99
ε	0.05	0.05	0.05	0.07	0.11	0.18
$1 - CL$ (%)	5.3	4.7	4.9	7.3	12.4	25.7

d'expériences de signal uniquement ayant un estimateur inférieur ou égal à celui de l'expérience donnée est relativement faible et que le niveau de confiance d'exclusion d'une expérience tirée aléatoirement dans le fond sera plutôt grand. Le fait d'augmenter le nombre d'événements de signal a pour conséquence que l'étalement relatif de la distribution de l'estimateur pour des expériences de signal sera grande par rapport à celle du fond.

En résumé, pour calculer le niveau de confiance lié à une expérience où un nombre s d'événements de signal et b de fond sont attendus, où les distributions \hat{s} et \hat{b} d'une variable discriminante sont connues et où un nombre n d'événements sont observés dans les données, la procédure pour calculer le niveau de confiance lié à cette expérience est la suivante :

- à partir des paramétrisations des distributions de \hat{s} et \hat{b} et des nombres d'événements de signal et de fond attendus, on construit l'*épreuve statistique* ou la distribution de la densité de probabilité de l'estimateur pour des expériences de signal uniquement.
- Ensuite on évalue l'estimateur de l'expérience donnée ε_{obs} .
- Le niveau de confiance est la fraction d'expériences de signal (qui ont servi à construire l'*épreuve statistique*) qui ont un estimateur inférieur ou égal à celui de l'expérience réelle.

Si l'on complète l'exemple donné ci-avant en ajoutant une expérience où un candidat serait observé à une masse m_{obs} , selon sa masse on obtient des niveaux de confiance d'exclusion différents. Ces niveaux de confiance sont résumés dans la Table V.2.

Les niveaux de confiance obtenus par *comptage simple* sont $\exp(-s) = 4.5\%$ dans le cas où aucun événement n'est observé et $\exp(-s)(1 + s) = 18.5\%$ dans le cas où un événement est observé. On remarque que dans le cas d'un candidat éloigné du pic de signal (pour des masses allant de 75 à 85), le niveau de confiance correspond pratiquement au cas où aucun événement n'est observé. En revanche,

dans le cas où un événement de signal est au maximum de séparation entre signal et fond, le niveau de confiance peut être plus élevé que dans le cas du comptage simple. Si dans une expérience donnée, des événements sont très fortement du type signal, cette méthode pourra donner une limite moins bonne que le comptage d'événements. Le fait que cette approche soit plus sensible au signal que l'approche par comptage d'événements est justement un de ses intérêts.

Si la variable de masse n'a aucun pouvoir discriminant, *i.e.* $\eta = 0$ pour tout événement, alors la fonction \mathcal{R} n'est plus définie car $\tilde{s}(\eta)$ est un pic de Dirac en 0. Une définition plus douce de \mathcal{R} par passage à la limite, permet d'obtenir la définition intuitive : $\mathcal{R} = 0.5$. En insérant cette définition dans V.2, on obtient :

$$\varepsilon = \exp(-s) \sum_{k=0}^n \xi_k \quad \text{où} \quad \xi_k = \mathcal{P}_k^n \frac{s^k}{k!}$$

La distribution de cet estimateur pour des expériences de signal et de fond est représentée en Figure V.11. Etant donné que cette distribution est une série de pics de Dirac, pour une expérience donnée où n événements seraient observés, la fraction d'événements de signal ayant un estimateur inférieur ou égal est donnée par :

$$1 - CL = \sum_{k=0}^n \exp(-s) \frac{s^k}{k!}$$

On retrouve donc bien la formulation initiale V.1.

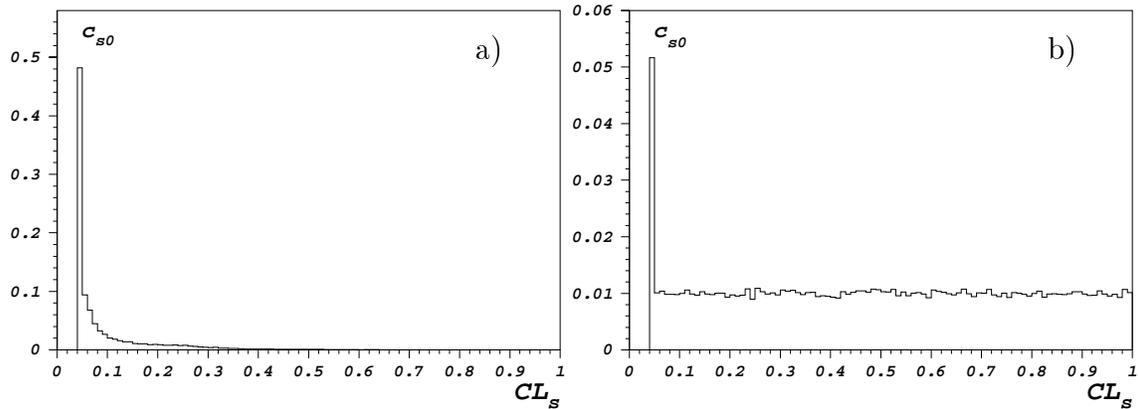


Figure V.12: Distributions des niveaux de confiance pour des expériences de fond (a) et de signal seulement (b) avec l'épreuve statistique de signal.

2.3 Optimisation d'une analyse et niveau de confiance attendu

Pour évaluer la sensibilité d'une analyse, *i.e.* la limite attendue sur la masse du Higgs, dans l'hypothèse où $m_H \rightarrow \infty$ (pour une expérience sans signal), on définit un niveau de confiance attendu, évalué à partir d'expériences avec bruit de fond seulement. En pratique cela revient à faire la moyenne des niveaux de confiance calculés pour des expériences "*de pensée*" de fond uniquement (*i.e.* la valeur de la variable discriminante pour les événements de ces expériences est tirée de la distribution de fond). Dans la Figure V.12-a, on montre la distribution des niveaux de confiance CL_s ainsi calculés. On peut noter que cette distribution est constituée d'un pic de Dirac en $CL_s^0 = \chi_0$ (correspondant au cas où aucun événement n'est observé) et d'une queue peu étalée du fait que le nombre d'événements attendus pour le fond est faible (0.9). Le niveau de confiance attendu ainsi calculé est $\langle CL_s \rangle_\infty = 9.6\%$.

On peut noter aussi que la distribution des niveaux de confiance pour des expériences de signal uniquement est constituée d'un pic de Dirac en $CL_s^0 = \chi_0$ et une distribution uniforme par définition. Pour cette distribution on a une forme analytique nous permettant le calcul direct de la valeur moyenne :

$$\langle CL_s \rangle = \frac{1 + \exp(-2s)}{2}$$

Une analyse est optimale, pour une sensibilité maximale, ou de façon équivalente, quand le niveau de confiance attendu est le plus bas. La minimisation de $\langle CL_s \rangle_\infty$ est donc une bonne prescription pour optimiser les coupures de sélection.

Dans le cas du comptage d'événements, une variable semblable peut être définie (\overline{N}_{95}) en prenant la moyenne des N_{95} obtenus pour des expériences avec fond seulement. Si un fond b est attendu, \overline{N}_{95} est la moyenne des ζ_n pondérés par la probabilité que b fluctue à n [V.3] :

$$\overline{N}_{95} = \frac{1}{\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \zeta_n \frac{b^n}{n!} \exp(-b)$$

où ϵ est l'efficacité de sélection.

2.4 Cas de deux variables discriminantes

La méthode présentée, peut s'accomoder de plusieurs variables discriminantes pouvant être combinées entre-elles. Il suffit de reproduire les mêmes étapes décrites ci-dessus pour deux variables, en définissant η_1 et η_2 les deux signalités liées à chacune des variables discriminantes. Ensuite les *signalités intégrées* peu-

vent être calculées indépendamment comme par exemple² :

$$\mathcal{R}(\eta_1, \eta_2) = \psi_2(\mathcal{R}(\eta_1) \times \mathcal{R}(\eta_2))$$

Une autre solution est de combiner en amont les deux variables par un réseau de neurones ou par toute autre méthode permettant de tenir compte de leur corrélations.

2.5 Niveaux de confiance avec soustraction de fond

Telle qu'on l'a décrite, la méthode de calcul des niveaux de confiance sans soustraction de fond donnera toujours un résultat conservatif. Si l'on veut tenir compte du fond, c'est à dire comparer une expérience réelle à des expériences simulées avec du signal et du fond, de plus amples précautions sont nécessaires. En particulier une bonne connaissance du niveau et de la forme du fond est fondamentale.

L'approche décrite ici est celle de [V.5] en considérant l'hypothèse plus générale où seulement une partie du fond est connue à un degré suffisant pour pouvoir l'inclure dans le calcul des niveaux de confiance. Typiquement c'est le cas des fonds irréductibles. On reprend l'exemple utilisé plus haut en ajoutant l'information d'un fond irréductible ayant une forme proche de celle du signal mais légèrement décalée et plus large (Figure V.13-a). Le nombre d'événements attendus pour ce fond est de $b_{sub} = 0.4$. La nouvelle expression pour l'estimateur est :

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^n \left[\frac{(s + b_{sub})^i}{i!} e^{-(s + b_{sub})} \right] \mathcal{P}_i^n \quad (V.3)$$

Pour calculer le niveau de confiance observé, on suit les mêmes étapes que dans le cas où l'on ne tient pas compte du fond :

- On construit la *signalité* (η) à partir de la paramétrisation du fond, du fond soustractible et du signal (Figure V.13-b).
- On déduit la *signalité intégrée* à partir de la signalité.
- On détermine l'estimateur ε_{obs} pour l'expérience.
- Avec des événements de signal et de fond soustractible simulés, on fabrique la densité de probabilité (*l'épreuve statistique*) ρ (Figure V.14-a) de l'estimateur ε .
- Le niveau de confiance $CL_{s+b_{sub}}$ tenant compte du fond b_{sub} , est la fraction d'événements de signal et de fond soustractibles ayant un estimateur inférieur ou égal à ε_{obs} .

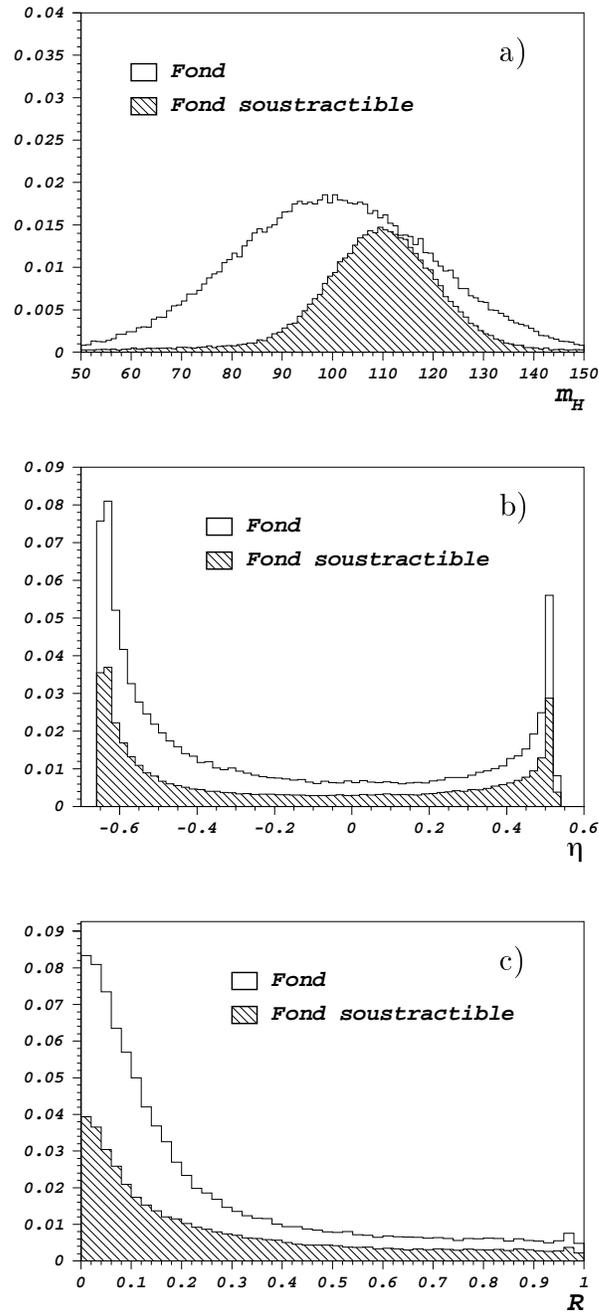


Figure V.13: Distributions de la variable de masse reconstruite m_H (a), de la signalité η (b) et de la signalité intégrée R (c) pour des événements de fond et de fond soustractible.

Table V.3: Valeurs des variables utilisées dans le calcul du niveau de confiance en présence d'un fond soustractible pour une expérience où un unique candidat serait observé

Masse m_{obs}	75	80	85	90	95	100	105	110	115
η	-0.58	-0.63	-0.62	-0.22	0.34	0.52	0.34	-0.22	-0.62
\mathcal{R}	0.07	0.02	0.04	0.18	0.45	0.99	0.45	0.18	0.04
ε	0.04	0.03	0.03	0.05	0.08	0.14	0.07	0.05	0.03
$CL_{s+b_{sub}}$ (%)	4.1	3.4	3.7	5.8	7.8	20.1	10.3	5.9	3.7
$CL_{b_{sub}}$ (%)	77.9	70.5	72.3	82.7	90.2	97.9	90.2	82.7	72.3

La détermination de $CL_{s+b_{sub}}$ par une approche purement classique (“*fréquentiste*”) conduit à un résultat inacceptable dans le cas où dans une expérience on n’observerait aucun candidat $CL_{s+b_{sub}} = c_0 = \exp(-(s + b_{sub})) < \exp(-s)$. Une expérience pourrait ainsi tirer profit d’une fluctuation basse du fond attendu pour exclure une hypothèse de signal.

Le niveau de confiance tenant compte d’un fond attendu peut être défini en utilisant le théorème de Bayes (en utilisant la prescription décrite en [V.8]). La probabilité que l’estimateur de signal soit inférieur à l’estimateur d’une expérience donnée “*sachant qu’il y a un fond b_{sub}* ” est :

$$1 - CL = \mathcal{P}(\varepsilon_s \leq \varepsilon_{obs} | b_{sub}) = \frac{\mathcal{P}(\varepsilon_{s+b_{sub}} \leq \varepsilon_{obs})}{\mathcal{P}(\varepsilon_{b_{sub}} \leq \varepsilon_{obs})} = \frac{CL_{s+b_{sub}}}{CL_{b_{sub}}}$$

où $CL_{b_{sub}}$ est la fraction d’expériences de fond soustractible ayant un estimateur inférieur à celui observé. Pour calculer cette quantité, il faut au préalable construire la densité de probabilité ρ' de l’estimateur pour des événements de fond soustractibles uniquement (Figure V.14-b).

Cette prescription est “*déontologiquement correcte*” en ce sens que le niveau de confiance avec soustraction de fond ne peut être inférieur à $\exp(-s)$.

Pour une expérience où un candidat est observé, les niveaux de confiance $CL_{s+b_{sub}}$ et $CL_{b_{sub}}$ ainsi que les quantités nécessaires à leur calcul sont donnés dans la Table V.3 pour différentes masses. Dans la Table V.2 les masses supérieures à 100 n’étaient pas indiquées étant donné que le problème était complètement symétrique. Ici ce n’est plus le cas parce que la distribution de fond soustractible n’est pas centrée en 100 comme le fond total et le signal, on donne donc des valeurs des différents paramètres pour des masses supérieures à 100.

Dans ce contexte, on peut à nouveau calculer la valeur moyenne des distributions pour des événements de fond (cette fois-ci pour tout le fond) des niveaux de

²Dans le cas de l’analyse à 183 GeV où deux variables discriminantes ont été utilisées, les *signalités intégrées* ont été définies de façon indépendante.

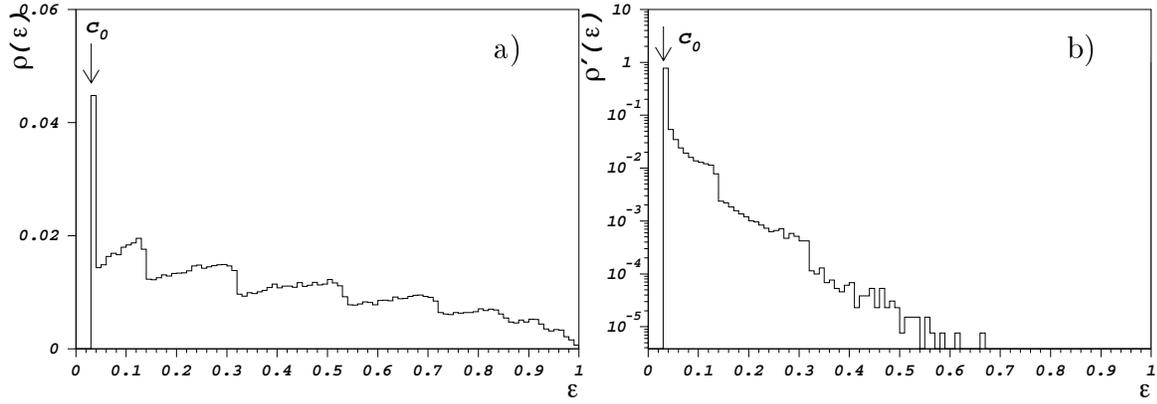


Figure V.14: Distributions de l'estimateur pour des expériences de signal et fond soustractible (a) et pour des expériences de fond soustractible uniquement (b). La position du pic de Dirac correspondant aux expériences où aucun événement n'est observé est indiqué par $c_0 = \exp(-(s + b_{sub})) = 0.03$.

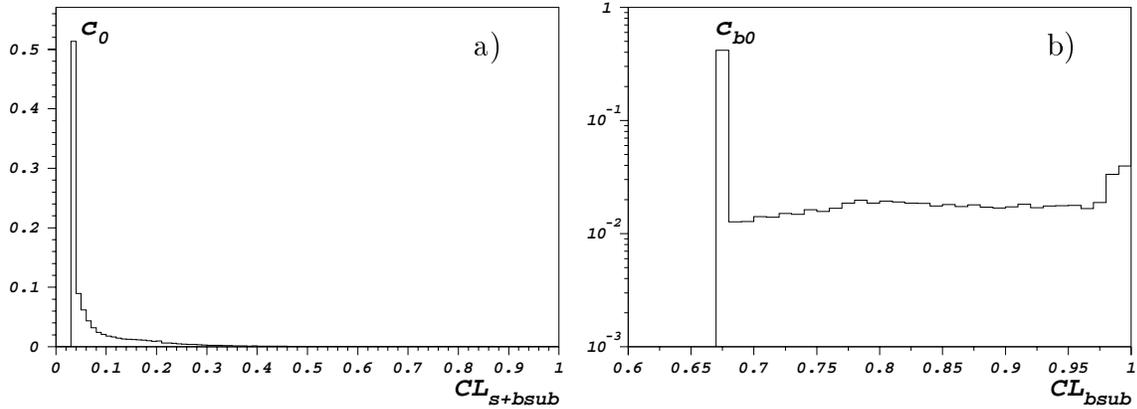


Figure V.15: Distributions des niveaux de confiance pour des expériences de fond seulement avec l'épreuve statistique de signal et fond soustractible (a) et l'épreuve statistique de fond soustractible uniquement (b). Les positions des pics de Dirac correspondant aux expériences où aucun événement n'est observé sont indiquées par $c_0 = \exp(-(s + b_{sub})) = 0.03$ (a) et $c_{b_0} = \exp(-b_{sub}) = 0.67$.

confiance pour le signal et le fond soustractible et pour le fond soustractible uniquement (Figure V.15). Notre exemple donne $\langle CL_{s+b_{sub}} \rangle_{\infty} = 7.8\%$ et $\langle CL_{b_{sub}} \rangle_{\infty} = 77.8\%$.

Parmi les analyses qui sont présentées dans cette thèse, seulement celles des données à 189 GeV ont utilisé la soustraction de fond. La prescription utilisée par ALEPH pour le calcul de la probabilité qu'une expérience de signal ait un estimateur inférieur ou égal à celui observé, diffère de celle de [V.8]. Cette prescription [V.9] que l'on désignera par "*estimateur de signal*" est aussi *déontologiquement correcte* et est définie comme suit :

$$(1 - CL)_{SE} = CL_{s+b_{sub}} + \exp(-s)(1 + CL_{b_{sub}})$$

Dans le cas de la soustraction totale de fond, le raisonnement est rigoureusement le même en remplaçant b_{sub} par b et la distribution du fond soustractible par celle du fond total.

2.6 Combinaison d'analyses

Les résultats des analyses se traduisent *in fine* par la donnée des niveaux de confiance en fonction de l'hypothèse de masse de Higgs. Pour combiner deux niveaux de confiance c_1 et c_2 , une définition générale est donnée par la définition un estimateur [V.5] :

$$\varepsilon_{12} \equiv f(c_1, c_2)$$

A partir de la densité de probabilité ρ_1^s et ρ_2^s des niveaux de confiance c_1 et c_2 pour des événements de signal (ou des événements de signal et fond soustractible dans le cas de la soustraction), on définit le niveau de confiance combiné :

$$CL_{12} = \int_{\mathcal{D}} dx dy \rho_1^s(x) \rho_2^s(y) \quad \text{pù} \quad \mathcal{D} = (x, y | f(x, y) < \varepsilon_{12}) \quad (\text{V.4})$$

Si on a un nombre raisonnablement grand d'événements de signal attendus (ou de signal et fond soustractible dans le cas où le fond est soustrait), les densités de probabilité $\rho_{1,2}^s$ peuvent être considérées comme uniformes (comme on peut le voir en Figure V.12-b) ce qui réduit considérablement les calculs. On fera cette hypothèse simplificatrice.

La forme la plus simple pour combiner deux niveaux de confiance est la prescription démocratique :

$$f(x, y) = x \times y$$

En intégrant V.4 on trouve :

$$CL_{12}(c_1, c_2) = f(1 - \ln f)$$

La prescription utilisée dans cette thèse pour combiner les analyses, est une version améliorée de la méthode démocratique tirant profit de la connaissance de

V.2. LIMITES SUR UN PROCESSUS RARE

la sensibilité de chaque analyse pour les combiner de manière élitiste. Cette prescription s'exprime sous la forme (pour la combinaison de deux analyses) [V.5] :

$$f_{a_1, a_2}(x, y) \equiv x^{a_1} \times y^{a_2}$$

où les *poids* respectif des analyses a_1 et a_2 sont calculés à partir des $\langle CL_s \rangle_\infty^1$ et $\langle CL_s \rangle_\infty^2$ (ou des $\langle CL_{s+b} \rangle_\infty^1$ et $\langle CL_{s+b} \rangle_\infty^2$ dans le cas de la soustraction de fond). On choisit $a_2 \leq a_1$. L'intégration de V.4 donne directement :

$$CL_{12}(c_1, c_2) = \frac{1}{a_1 - a_2} \left(a_1 f^{1/a_1} - a_2 f^{1/a_2} \right) \quad \text{où } f = c_1^{a_1} c_2^{a_2}$$

Pour n niveaux de confiance à combiner, on a [V.5] :

$$CL_{12\dots n} = \sum_{j=1}^n f^{1/a_j} \prod_{i \neq j} \left(\frac{a_j}{a_j - a_i} \right) \quad \text{où } f \equiv \prod_{i=1}^n c_i^{a_i}$$

Dans la pratique, pour obtenir les différents poids des analyses le niveau de confiance combiné est minimisé à partir des niveaux de confiance attendus.

Le calcul complet pour le cas des petits nombres d'événements est détaillé en [V.5].

Chapitre VI

Analyse des données

Dans ce chapitre nous décrivons plusieurs approches d'analyse des données dans le cadre de recherches du boson de Higgs dans le canal à énergie manquante. La première est l'approche traditionnelle séquentielle par coupures. La seconde fait appel aux techniques de réseaux de neurones, et est essentiellement une combinaison directe des variables utilisées dans l'analyse séquentielle. Enfin une troisième et nouvelle approche, plus sophistiquée mais plus claire par certains aspects, fait aussi appel aux techniques de réseaux de neurones. Ces trois analyses seront décrites dans l'ordre chronologique où elles ont été conçues :

- 1996 (161-172 GeV) : Analyse séquentielle
- 1997 (183 GeV) : Analyse par réseau de neurones simple
- 1998 (189 GeV) : Analyse par réseaux de neurones dédiés

Comme on peut le remarquer ci-dessus, les données de LEP2 ont été analysées, dans le cadre de recherche du boson de Higgs du Modèle Standard, uniquement à partir de 161 GeV. A chaque campagne de prise de données les analyses ont dû s'adapter aux conditions définies par l'énergie dans le centre de masse et la luminosité. Pour mieux comprendre le détail des analyses, on résume les motivations qui ont guidé leur élaboration.

VI.1 Stratégies

Les deux paramètres déterminants dans la sensibilité des recherches de bosons de Higgs sont l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) et la luminosité. Comme on l'a vu au chap. II, la section efficace de production du boson de Higgs n'est pas limitée à $\sqrt{s}-m_Z$, comme pourrait l'indiquer le processus de Higgs-strahlung, et ce en partie à cause de la largeur du Z mais surtout à cause du processus de fusion de WW. Néanmoins, la section efficace prohibitive fait tout de même de l'énergie dans le centre de masse le facteur limitant dans la sensibilité de ces recherches.

En outre, selon l'énergie dans le centre de masse certains processus peuvent se manifester ou non. En particulier à 183 GeV le seuil de production de paires de Z a été dépassé. Or la sensibilité est voisine de m_Z , ce qui fait de ce fond, un fond irréductible. C'est la raison pour laquelle à 189 GeV le fond a été soustrait. On peut alors résumer les différentes stratégies utilisées :

- de 161 à 172 GeV : Première publication de résultat de recherches du boson de Higgs standard à LEP2 [VI.4]. C'est l'énergie du seuil de production de paires WW. A cette énergie et à 172 GeV environ, 20 pb⁻¹ ont été enregistrés. La sensibilité était de $\sim 70 \text{ GeV}/c^2$.
- à 183 GeV : Seuil de production de paires de Z. Pour une luminosité de 57 pb⁻¹ la sensibilité était $\sim 85 \text{ GeV}/c^2$. Première publication d'analyse avec réseau de neurones [VI.5].
- à 189 GeV : Prise de données record avec plus de 170 pb⁻¹ recueillis. La sensibilité était de 95 GeV/c². Publication de l'analyse à réseaux de neurones dédiés [VI.6].

L'analyse des données de 161 à 172 GeV était conçue uniquement de façon séquentielle avec des coupures. Cette analyse a été utilisée à chaque montée en énergie. A 183 GeV une première analyse par réseaux de neurones a été conçue. C'est la combinaison avec l'analyse séquentielle qui a été publiée [VI.5]. Enfin à 189 GeV l'analyse par réseaux de neurones dédiés a été combinée avec l'analyse par réseau de neurones simple [VI.6]. A cette dernière énergie, le fond a été soustrait.

On décrira chacune de ces analyses en mettant l'accent sur l'analyse séquentielle et l'analyse à réseaux de neurones dédiés. Par souci de cohérence toutes les analyses seront décrites à 189 GeV et les spécificités relevant de l'application des analyses aux énergies plus faibles seront détaillées.

Enfin, les différentes procédures d'optimisation utilisées sont les suivantes :

- De 161 à 172 GeV : A cette énergie il n'y a pas de fond irréductible. On applique la prescription la plus conservatrice qui est de ne pas soustraire le fond. L'optimisation des coupures est faite de manière globale en prenant en compte tous les canaux de recherche dans une logique itérative. En premier lieu, l'analyse la plus sensible (*i.e.* le canal à 4-jets), est optimisée avec la prescription décrite en V-2.3 avec une unique variable discriminante (la masse reconstruite présentée en VI.3). L'analyse du canal qui nous intéresse est ensuite optimisée en tenant compte du signal et du fond attendu de l'analyse du canal à 4-jets. Tour à tour, les canaux $\tau\tau q\bar{q}$, $b\bar{b}\tau\tau$ et Hl^+l^- sont optimisés de la même façon. C'est ce qui explique que les différents points de fonctionnement correspondent à des valeurs de fond très faibles.

VI.2. PRÉSELECTIONS

- A 183 GeV : A cette énergie on est en présence du fond irréductible $e^+e^- \rightarrow ZZ$. Néanmoins étant donné que cette énergie correspond au seuil de production, l'incertitude sur la normalisation de ce fond est plus importante, on applique donc à nouveau la prescription conservatrice de ne pas soustraire de fond. L'optimisation a été faite de façon globale, cette fois les coupures de différentes analyses ont été variées simultanément. La prescription décrite en 2.3 a aussi été utilisée, mais cette fois-ci avec deux variables discriminantes (masse reconstruite et $\theta V RN btag^1$) selon la méthode décrite au en V- 2.4.
- A 189 GeV : Cette fois la décision a été prise de soustraire le fond. La procédure d'optimisation avec soustraction totale du fond sans tenir compte des erreurs systématiques, mène inévitablement à une efficacité proche de 100%. Ce qui est inacceptable de tous points de vue. Or les études systématiques devant être faites après avoir pris connaissance du point de fonctionnement, une procédure *ad hoc* a été choisie. Celle-ci consiste, à ne soustraire que 80% des fonds réductibles. Ce qui est une manière très conservatrice d'attribuer une erreur systématique de 20% sur tous les fonds réductibles. Les fonds concernés dans le canal à énergie manquante sont essentiellement $q\bar{q}(\gamma), WW$ et $e^+e^- \rightarrow W e \nu$.

VI.2 Préselections

Pour faciliter à la fois les procédures d'optimisation et d'entraînement de réseaux de neurones, une préselection est réalisée, dont le but est d'éliminer un maximum d'événements "évidents" en minimisant les pertes de signal.

A 189 GeV, pour une hypothèse de masse du boson de Higgs de $95 \text{ GeV}/c^2$, le signal recherché est de plusieurs ordres de grandeur plus faible que les fonds fréquents du type $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ ou $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. Contre les événements où les fermions de l'état final ne sont pas des quarks, on requiert un minimum de cinq traces chargées et une énergie chargée supérieure à $10\%\sqrt{s}$. En pratique seuls les événements hadroniques passent cette coupure.

Il est important de noter à ce point que cette préselection entraîne une inefficacité de l'ordre de 10% sur le signal, due aux $\sim 8\%$ des désintégrations du boson de Higgs en paires de taus. Néanmoins l'inefficacité sur les événements qui nous intéressent ($H \rightarrow b\bar{b}$) est de l'ordre de 2%.

2.1 Le choix des hémisphères

¹Dans le cas de l'analyse avec réseaux de neurones, la deuxième variable discriminante est la sortie du réseau.

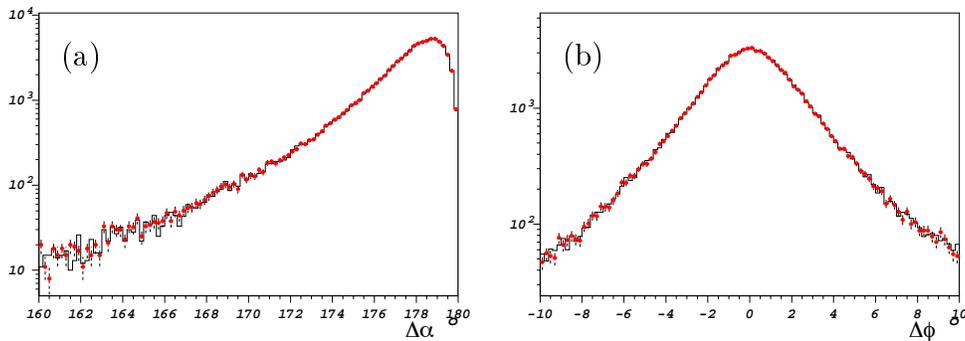


Figure VI.1: Distributions de l'acolinéarité (a) et de l'acoplanarité (définie ici $\pi - (\phi_1 - \phi_2)$) (b) d'événements séparés en hémisphères (histogramme) et agrégés en deux *jets* selon [VI.12] pour $\sim 3 \text{ pb}^{-1}$ de données hadroniques enregistrées à la résonance du Z.

Le choix de l'algorithme de séparation des *jets* pour la reconstruction de la cinématique de l'événement n'est pas crucial dans cette analyse.

Pour étudier la cinématique du signal, les événements sont d'abord séparés en deux hémisphères selon le plan perpendiculaire à leur axe de “*thrust*” ou axe de “*poussée*” qui est défini par la direction \vec{n} selon laquelle la quantité (la *poussée*) :

$$0 < \tilde{p} = \frac{\sum_{i=1}^n |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_{i=1}^n |\vec{p}_i|} < 1$$

est maximale. La *poussée* pour des événements à deux *jets* prend des valeurs proches de 1. Pour des événements où deux *jets* sont produits dos à dos, l'axe de *poussée* est approximativement l'axe portant les deux *jets*. Cette définition est celle qui est utilisée pour définir toutes les variables cinématiques des analyses.

Un autre choix, pouvant *a priori* contenir plus d'information, aurait pu être d'agréger l'événement en deux *jets* en utilisant l'algorithme DURHAM [VI.12] (que l'on décrira plus en détail en 3.2) qui permet d'assimiler l'émission de gluons mous au jet du quark qui l'a engendré. Historiquement [VI.1], pour calculer les grandeurs cinématiques telles que l'acolinéarité (angle dans l'espace entre les deux *jets*) et l'acoplanarité (angle azimutal entre les deux *jets*) le choix a porté sur la séparation en hémisphères. Comme l'illustre la Figure VI.1, à la résonance du Z, les différences entre les deux approches sont négligeables. La sensibilité des recherches du boson de Higgs étant voisine du seuil, les événements de signal, comme les événements pris à la résonance du Z ont peu d'impulsion. Ces deux types d'événements ayant des topologies semblables, dans les deux cas le choix

VI.2. PRÉSELECTIONS

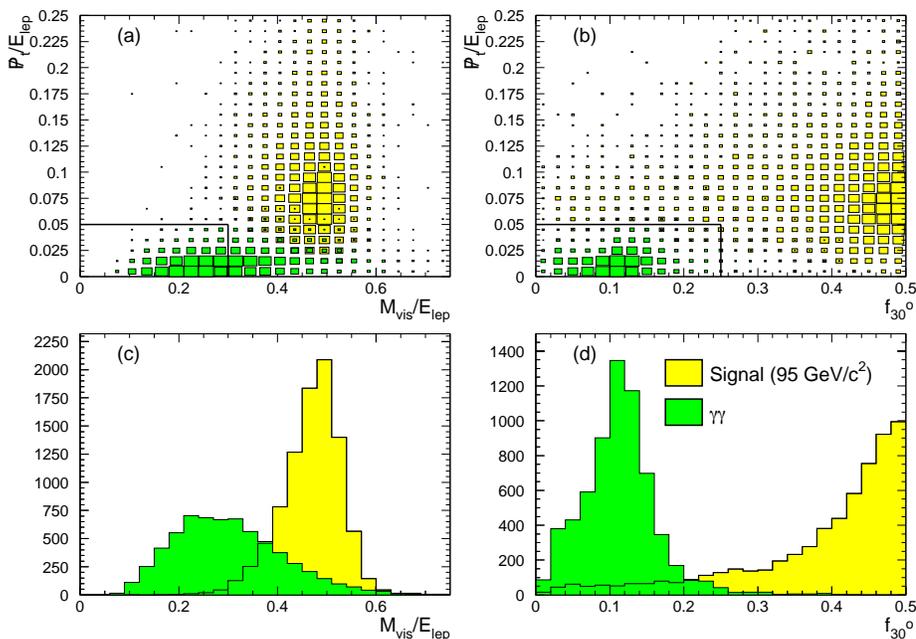


Figure VI.2: Distributions de masse visible en fonction de l'impulsion transverse (a) et de $E_{\theta > 30^\circ}/\sqrt{s}$ en fonction du p_{\perp} (b) des événements de signal à $95 \text{ GeV}/c^2$ et de $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ajustés à 189 GeV . Les distributions de masse visible (c) et de $E_{\theta > 30^\circ}/\sqrt{s}$ (d) sont aussi présentées.

des hémisphères ou celui des *jets* est indifférent. L'approche des hémisphères est conservée.

Il est requis que chacun des hémisphères ait une énergie non nulle. Ce critère avec la sélection d'événements hadroniques forment la présélection "*minimale*"

2.2 Rejection des événements $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$

Les événements $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ passant les coupures précédentes sont essentiellement du type $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Leurs caractéristiques cinématiques permettent une très bonne rejection. Néanmoins, la section efficace de production du processus $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ est très grande ($\sim 500 \text{ pb}$ pour $W_{\text{min}} = 2.5 \text{ GeV}$ et $\theta_{\text{diffusion}} > 5 \text{ mrad}$) et la simulation des événements rares présentant une grande masse visible ou un grand p_{\perp} est assez incertaine. Il est donc nécessaire de s'assurer que ces événements sont bien rejetés.

A 189 GeV le processus $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ n'a pas été simulé. Néanmoins, pour pouvoir l'étudier, la production d'événements $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ simulés avec PHOT02 [VI.11] est utilisée, en normalisant la section efficace (par un facteur $\log(189)/\log(183)$) et en adaptant les grandeurs cinématiques à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV . La coupure de sélection utilisée jusqu'à 183 GeV contre les événements

$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ est une coupure corrélée entre la masse visible et l'impulsion transverse (p_{\perp}) de l'événement :

$$M_{vis} > 30\%\sqrt{s} \quad \underline{\text{ou}} \quad p_{\perp} > 5\%\sqrt{s}$$

La Figure VI.2-a illustre cette coupure pour des événements de signal à 95 GeV et de la simulation *adaptée* à 189 GeV. On note qu'une quantité non-négligeable d'événements du fond $\gamma\gamma$ a une masse visible assez élevée (Figure VI.2-c). Pour obtenir une meilleure rejection du fond $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, on utilise l'énergie déposée à des angles polaires supérieurs à 30° . Cette variable à elle seule permet une discrimination raisonnable du fond $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, comme le montre la Figure VI.2-d. En l'utilisant de façon corrélée avec l'impulsion transverse de l'événement de la manière suivante :

$$E_{\theta > 30^{\circ}} / \sqrt{s} > 25\% \quad \underline{\text{ou}} \quad p_{\perp} > 5\%\sqrt{s}$$

une très bonne discrimination est obtenue. Une fraction négligeable des événements $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ initiaux demeure, correspondant à ~ 420 fb et l'inefficacité entraînée par cette coupure est de 2% uniquement. En outre les événements de signal rejetés par cette coupure sont caractérisés par leurs *jets* au voisinage du faisceau. Comme on le verra par la suite, ces événements "non centraux" seraient de toutes façons éliminés par les coupures de sélection, notamment par l'étiquetage de b, dont les performances sont dégradées pour des *jets* à bas angle.

2.3 Imprécisions dans la simulation de l'énergie

Le problème que nous décrivons ici est spécifique à la version du Monte Carlo GALEPH (306) avec laquelle toutes les études au niveau de la présélection ont été menées. Depuis, la simulation du détecteur a été mise à jour, en particulier pour résoudre ce problème.

Si on sépare les événements de fond et les données en deux classes, l'une à faible masse visible (région I : $M_{vis} < 130 \text{ GeV}/c^2$) enrichie en événements radiatifs et la seconde à grande masse visible (région II : $M_{vis} > 130 \text{ GeV}/c^2$) enrichie en événements non-radiatifs, on observe que dans la région II la simulation de l'énergie visible est inadéquate (Figure VI.3). Les données ont en moyenne moins d'énergie visible que la simulation. Les différentes contributions à l'énergie totale telles qu'elles sont calculées par l'algorithme de "*Flux d'énergie*" sont détaillées dans la Table VI.1.

Dans le lot d'événements du type I, l'accord est acceptable, sauf en ce qui concerne l'énergie hadronique neutre. Par contre dans le lot à haute masse, une différence d'environ 2.7 GeV est observée, due à un excès de ~ 5.6 GeV en énergies hadronique et photonique neutres qui est compensé en partie par un déficit de ~ 1.6 GeV en énergie chargée.

VI.2. PRÉSELECTIONS

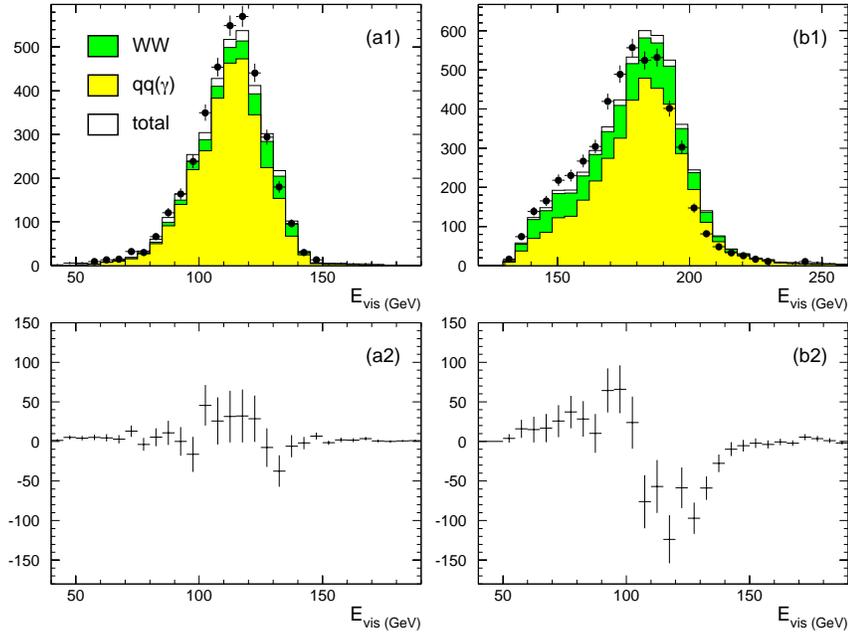


Figure VI.3: Distributions (1) de l'énergie visible pour des événements à faible ($M_{vis} < 130 \text{ GeV}/c^2$) (a) et à grande ($M_{vis} > 130 \text{ GeV}/c^2$) (b) masse visible. La différence *données-Monte Carlo* est aussi représentée.

Pour des hypothèses de masses de Higgs raisonnables, les événements de signal sont attendus dans le lot à basse masse, où l'accord est correct. Il serait donc bon d'avoir une coupure de présélection permettant de nous placer directement dans cette région où le Monte Carlo reproduit correctement les données. Une coupure sur la masse visible n'est pas indispensable, couper sur la masse manquante peut aussi bien faire l'affaire.

2.4 Rejection des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

La plupart des processus standard n'ayant pas plus d'un neutrino dans l'état final, et en particulier $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ qui est le plus abondant à ce niveau de présélection ($\sim 80 \%$ des fonds restant), a une masse manquante théoriquement nulle. Les distributions de la masse manquante (au niveau de présélection minimale) pour le signal et pour le fond sont présentées en Figure VI.4.

Pour réduire considérablement les fonds à moindre coût pour le signal, la coupure : $M > 80 \text{ GeV}/c^2$, est appliquée dans l'analyse des données de 183 GeV. La variable masse manquante n'est ensuite plus utilisée dans les analyses. Pour les données à 189 GeV, la coupure a été relâchée et placée à $50 \text{ GeV}/c^2$ pour permettre une utilisation ultérieure. En outre l'application d'une telle coupure permet de nous affranchir des problèmes de simulation indiqués plus haut, comme

Table VI.1: Comparaison entre données et Monte Carlo des diverses composantes de l'énergie totale. Les résultats sont en GeV.

Classe ENFLW	$M_{vis} < 130 \text{ GeV}/c^2$		$M_{vis} > 130 \text{ GeV}/c^2$	
	GALEPH 306	données	GALEPH 306	données
Chargée	64.1 ± 0.1	64.6 ± 0.3	90.1 ± 0.2	91.7 ± 0.4
V°	1.9 ± 0.1	2.0 ± 0.1	2.3 ± 0.1	2.4 ± 0.1
Hadronique	16.1 ± 0.1	14.8 ± 0.2	23.8 ± 0.1	20.6 ± 0.2
Photonique	29.4 ± 0.1	28.9 ± 0.2	54.5 ± 0.2	52.1 ± 0.4
Luminomètres	2.0 ± 0.1	2.5 ± 0.1	9.4 ± 0.1	10.8 ± 0.3
Total	112.5 ± 0.1	111.8 ± 0.3	179.1 ± 0.1	176.4 ± 0.3

l'illustre la Table VI.2

Signal

Les distributions (b), (c) et (d) de la Figure VI.4 illustrent le fait que des événements de signal provenant du processus "*Higgs-strahlung*" ont bien une masse manquante centrée sur m_Z . La contribution du processus de fusion est aussi indiquée. Pour des événements de signal ayant une masse m_H supérieure à $\sqrt{s} - m_Z$ (*i.e.* au delà de la limite cinématique) le Z est produit hors couche de masse dans le processus "*Higgs-strahlung*" et le processus de fusion prend une part relative beaucoup plus importante. Il en résulte que la distribution de la masse manquante est décalée vers des valeurs plus faibles et est beaucoup plus étalée. Pour des événements de signal et pour toute hypothèse de masse de Higgs en dessous de la limite cinématique, l'inefficacité induite par la coupure sur la masse manquante est de l'ordre de $\sim 1\%$. Pour des hypothèses au-delà de la limite

 Table VI.2: Comparaison entre données et Monte Carlo des diverses composantes de l'énergie totale après coupure en \cancel{M} . Les résultats sont en GeV.

Classe ENFLW	GALEPH 306	données
Chargée	55.8 ± 0.2	56.2 ± 0.4
V° 's	1.3 ± 0.1	1.4 ± 0.1
Hadronique	15.6 ± 0.1	14.8 ± 0.3
Photonique	26.2 ± 0.1	25.3 ± 0.3
Luminomètres	2.2 ± 0.1	2.9 ± 0.2
Total	100.6 ± 0.1	100.2 ± 0.4

VI.2. PRÉSELECTIONS

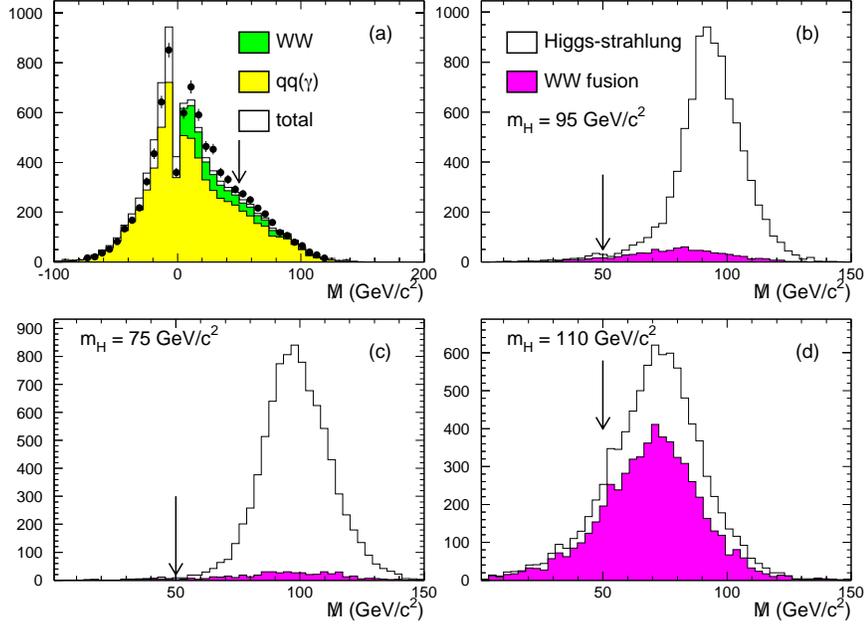


Figure VI.4: Distributions de la masse manquante pour tous les fonds (a) pour des événements de signal à 95, 75 et 110 GeV/c^2 . La coupure de présélection est indiquée ainsi que les contributions des différents fonds et du processus de fusion.

cinématique l'inefficacité est beaucoup plus importante ($\sim 15\%$ pour une masse de Higgs de 110 GeV/c^2). Ceci importe peu puisque ces hypothèses dépassent largement la sensibilité de la recherche.

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

L'effet de la coupure en masse manquante (M) sur les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ est illustré dans la Figure VI.5. Les distributions bi-dimensionnelles des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ dans les plans des impulsions longitudinales des photons ISR (au niveau de la génération Monte-Carlo) sont représentées. Pour simplifier la représentation, seules les impulsions longitudinales des photons les plus énergétiques sont prises en compte.

- Dans la Figure VI.5-(a), seules les présélections minimale et anti- $\gamma\gamma$ sont appliquées. A ce niveau le fond $q\bar{q}(\gamma)$ est largement dominé par les événements non-radiatifs localisés au centre de la figure (A) et par les événements simplement radiatifs situés aux quatre points cardinaux de la figure (B) à une impulsion caractéristique :

$$p_{\gamma_{peak}} = \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{m_Z^2}{2\sqrt{s}}$$

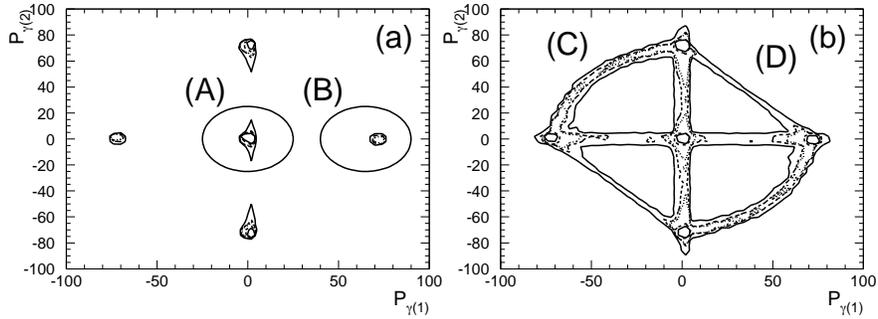


Figure VI.5: Distribution d'impulsions longitudinales des photons ISR dans le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ agrégés selon la direction longitudinale. En (a) seules les coupures de présélection minimale et anti- $\gamma\gamma$ sont appliquées, en (b) la coupure en masse manquante est appliquée.

qui vaut ~ 72.5 GeV à 189 GeV.

- Quand la coupure en masse manquante est appliquée, la structure correspondant aux événements doublement radiatifs (où au moins deux photons sont radiés) apparaît dans la Figure VI.5-(b). Ces événements sont les seuls à avoir théoriquement une masse manquante non nulle et sont localisés sur deux branches d'hyperbole (C) d'équation (tirée directement de la cinématique du système) :

$$p_{\gamma_2} = \frac{m_Z^2 - s + s\sqrt{s}p_{\gamma_1}}{2\sqrt{s} - 4p_{\gamma_1}}$$

Les événements doublement radiatifs où les deux photons ISR sont émis dans le même sens se situent sur les segments de droite (D). Leur masse invariante étant nulle, ces événements s'apparentent aux simples retours radiatifs. Ils seront donc rejetés de façon analogue.

Après l'application de cette coupure, une fraction importante d'événements simplement radiatifs demeure. Pour ces événements, la masse manquante provient de la mauvaise mesure de l'énergie d'un jet. Dans la Figure VI.6 on peut voir que la plus grande partie des événements simplement radiatifs restants ont un jet au voisinage de la direction du faisceau.

Une large partie de ces événements est alors éliminée en coupant sur l'impulsion longitudinale de l'événement à $|p_z| < 50$ GeV/c. Cette coupure est inoffensive pour le signal quelle que soit l'hypothèse de masse, comme le montre la Figure VI.7.

VI.2. PRÉSELECTIONS

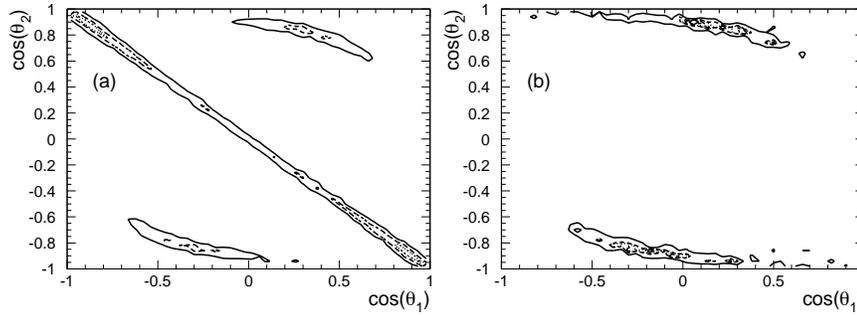


Figure VI.6: Distribution d'événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ dans le plan $(\cos\theta_1, \cos\theta_2)$. En (a) seules les coupures de présélection minimale et anti- $\gamma\gamma$ sont appliquées, en (b) la coupure en masse manquante est appliquée.

Processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Au niveau de la présélection minimale, le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ est dominé à $\sim 50\%$ par les événements à quatre *jets*. Les $\sim 50\%$ restant sont composée des trois possibles canaux semi-leptoniques à parts égales. Parmi les états finals disponibles à ce niveau, seul $\tau\nu q\bar{q}'$ présente en théorie une masse manquante non nulle (dû au neutrino de désintégration du W leptonique et au neutrino de la désintégration du tau). Après la coupure $M > 50$ GeV/c, le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ restant est largement dominé par les états finaux semi-leptoniques en tau ($\sim 77\%$). Les $\sim 22\%$ restants étant essentiellement des événements semileptoniques en électrons ($\sim 10\%$) et en muons ($\sim 12\%$). Ces états finals sont sélectionnés typiquement quand l'électron ou le muon est perdu dans le tube à vide. Une partie plus importante des états finals semileptoniques en muons résiste. Cela est dû au fait que pour certains événements, le muon est produit à bas angle ($|\cos\theta| < 0.96$) en dessous de l'acceptance de la TPC mais assez élevé pour être détecté dans le HCAL (où il est au minimum d'ionisation), son énergie sera très mal mesurée conférant à l'événement une masse manquante non nulle. Une fraction négligeable ($\sim 1\%$) des événements à quatre *jets* subsiste.

La coupure en $|p_z|$ est inutile dans la rejection du fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

2.5 Résultat et résumé de la présélection

Les différentes coupures de présélection s'appliquant aux événements *hadroniques* sont résumées dans la Table VI.3 (pour toutes les énergies dans le centre de masse analysées dans le cadre de la recherche de bosons de Higgs). Un événement hadronique répond aux critères suivants :

- au moins cinq "bonnes traces"

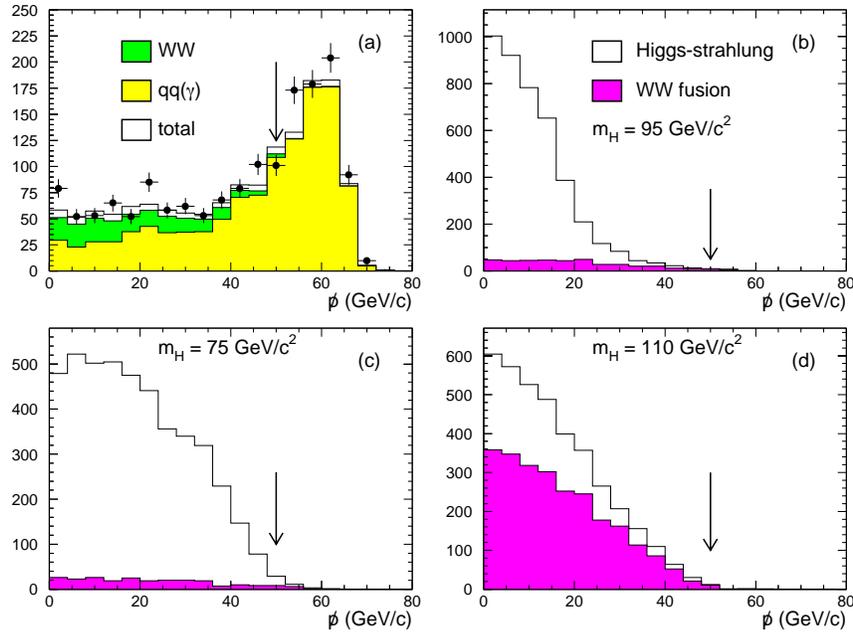


Figure VI.7: Distributions de l'impulsion longitudinale ($|p_z|$) pour tous les fonds (a) pour des événements de signal à 95, 75 et 110 GeV/c^2 . La coupure de présélection, les contributions des différents fonds et du processus de fusion sont indiqués.

- fraction d'énergie chargée $E_{ch.}/\sqrt{s} > 10\% \sqrt{s}$
- énergie non nulle dans chaque hémisphère ($E_{H_2} > 0$, où E_{H_2} est l'énergie contenue dans l'hémisphère le moins énergétique)

Parce qu'elles sont très lâches, ces coupures, pour la plupart, n'ont pas fait l'objet d'une optimisation, à l'exception de celles en M et $|p_z|$ qui ont été optimisées pour les analyses de 161 à 183 GeV. En réalité, aux énergies de 161 et 172 GeV, ces coupures sont des coupures de sélection.

Les efficacités pour le signal à différentes masses et pour différentes coupures de présélection sont présentées dans la table VI.4 pour l'analyse à 189 GeV uniquement. On peut noter que la présélection à 189 GeV préserve une bonne efficacité pour des masses de Higgs au dessus de la limite cinématique. Ce qui est dû au fait que la coupure de présélection sur la masse manquante a été relâchée. Pour la même raison, les efficacités sur le processus de fusion WW sont bien plus grandes (jusqu'à 48% plus importantes) dans la présélection à 189 GeV.

L'effet des différentes coupures de présélection sur les fonds est résumé dans la Table VI.5. La présélection à 189 GeV est légèrement moins performante sur le fond que celle à 183 GeV. Ceci est dû en grande partie à la moins bonne

VI.2. PRÉSELECTIONS

Table VI.3: Résumé des coupures de présélection de l'analyse séquentielle.

$\sqrt{s}=161-172$ GeV	$\sqrt{s}=183$ GeV	$\sqrt{s}=189$ GeV
$M_{vis} > 30\%\sqrt{s}$ ou $p_{\perp} > 5\%\sqrt{s}$	$M_{vis} > 30\%\sqrt{s}$ ou $p_{\perp} > 5\%\sqrt{s}$	$E_{\theta>30^{\circ}}/\sqrt{s} > 30\%\sqrt{s}$ ou $p_{\perp} > 5\%\sqrt{s}$
$\cancel{M} > 80$ GeV/ c^2	$\cancel{M} > 80$ GeV/ c^2	$\cancel{M} > 50$ GeV/ c^2
$ p_z < 20^*/30^{\dagger}$ GeV/ c	$ p_z < 26$ GeV/ c	$ p_z < 50$ GeV/ c^2

(* pour 161 GeV uniquement / \dagger pour 172 GeV uniquement)

Table VI.4: Table résumant les efficacités de diverses coupures de présélection à 189 GeV. Les efficacités pour le processus de Higgs-strahlung et celles pour le processus de fusion WW sont détaillées.

m_H	75 GeV/ c^2		95 GeV/ c^2		110 GeV/ c^2	
processus	hZ	WWH	hZ	WWH	hZ	WWH
minimale (%)	91.2	91.7	90.6	91.3	90.7	91.3
anti- $\gamma\gamma$ (%)	90.4	90.2	88.6	90.0	89.6	90.7
présel. 189 GeV (%)	89.6	79.9	87.5	77.9	78.3	73.5
présel. 183 GeV (%)	83.8	68.5	81.2	44.9	29.6	25.1

rejection des événements WW. A ce niveau, les coupures choisies nous ont permis d'atteindre le but recherché.

L'effet de la présélection complète sur les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ a été de rejeter :

- les événements non radiatifs,
- une majeure partie des événements simplement radiatifs (par la coupure en \cancel{M}). Les simples retours radiatifs restant, ayant un jet à bas angle, présentant une désintégration semi-leptonique ou un jet mal mesuré (le neutrino de la désintégration semi-leptonique ou l'artéfact issu de la mesure éronnée de l'énergie et le photon ISR perdu dans le tube à vide formant un système massif), sont rejetés par la coupure en $|p_z|$.

Restent alors : 47 % d'événements récalcitrants (les événements doublement radiatifs $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$), 3% d'événements "non-radiatifs" et 50% de simples ISR ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$).

Pour le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, la présélection minimale élimine les désintégrations complètement leptoniques (qui n'auraient pas été rejetées par la coupure en

Table VI.5: Table résumant les niveaux des fonds pour diverses coupures de présélection en (pb) à 189 GeV.

fond	Initial	Minimale	anti- $\gamma\gamma$	189 GeV	183 GeV
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	98.69	87.54	69.84	5.11	6.35
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	16.97	15.07	15.02	1.87	0.43
$e^+e^- \rightarrow We\nu$	0.67	0.43	0.42	0.29	0.21
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	2.77	1.99	1.77	0.29	0.21
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	6.84	2.11	1.55	0.18	0.18
$e^+e^- \rightarrow Z\nu\bar{\nu}$	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01
$e^+e^- \rightarrow Z\tau^+\tau^-$	8.30	0.43	0.38	0.15	0.12
Total	134.25	107.58	88.99	7.90	7.51

masse manquante, les deux neutrinos dans l'état final formant un système massif) en accord avec la proportion attendue *i.e.* $\sim 9\%$. En appliquant les coupures de présélection restantes, la plupart des événements complètement hadroniques $\sim 49\%$, et semi-leptoniques où le lepton est soit un électron soit un muon $\sim (2 \times 15\%)$ sont rejetés en accord approximatif avec la proportion attendue de $\sim 77\%$. Restent alors les événements semi-leptoniques où le lepton est un tau.

Les fonds restant proviennent principalement des processus à quatre fermions présentant des états finals à deux jets et de l'énergie manquante (voire un lepton).

VI.3 Présentation des variables principales

Les propriétés cinématiques d'une part et l'étiquetage des *jets* de quark b, d'autre part, sont mis en exergue de façon indépendante.

3.1 Analyse topologique et cinématique

Les propriétés topologiques du signal qui peuvent le distinguer de la plupart des fonds sont les suivantes :

- a) Comme on l'a vu au chap. II dans l'équation (II.2), de manière générale à LEP2 le Higgs est produit de façon uniforme en $(\cos\theta^*)$ ce qui implique qu'il sera émis préférentiellement dans la direction orthogonale au faisceau. On dit que les événements de signal sont centraux (on définit la centralité à partir des angles polaires des deux hémisphères $(\theta_{1,2})$ comme le produit $\sin\theta_1 \sin\theta_2$ qui est proche de 1 quand les deux *jets* sont plutôt perpendiculaires à l'axe du faisceau). Ce qui n'est pas le cas pour le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$

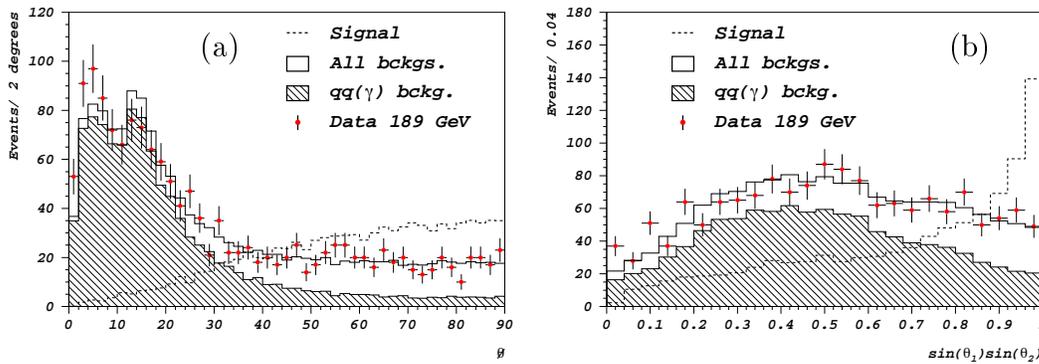


Figure VI.8: Distributions de l'angle polaire du moment manquant (θ) (a) et de la "centralité" (b) pour tous les fonds, et pour le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb^{-1} . Les données sont représentées. Le signal pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$ est illustré en normalisation arbitraire.

dont la section efficace différentielle est en $(1 + \cos^2 \theta^*)$. Cela entraîne que l'événement a une quantité non négligeable d'impulsion transverse, même si l'hypothèse de masse est proche de la pseudo-limite cinématique (dû aux effets concurrents d'espace de phase et largeur du Z).

- b) La conséquence topologique directe de l'effet indiqué ci-dessus est que les jets de signal sont acolinéaires et acoplanaires.
- c) La masse manquante doit être proche de m_Z .

Les seuls fonds s'approchant de ces caractéristiques sont les événements irréductibles ZZ et en partie $Z\nu\bar{\nu}$ et les fonds quasi-irréductibles du type $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, où le tau n'est pas identifié, ou du type $e^+e^- \rightarrow W e \nu$ où l'électron diffusé n'est pas détecté. En revanche les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$ restants sont réductibles du fait qu'il n'ont aucun p_\perp attendu, i.e. les événements doivent être en grande partie coplanaires.

On décrira d'abord la rejection du fond le plus réductible ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$), qui est aussi celui qui est abondant au niveau de la présélection. On verra ensuite comment discriminer le fond quasi-réductible $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ qui est le second fond le plus abondant au niveau de la présélection.

Rejection des événements doublement radiatifs

Dans le processus standard $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$, les photons ISR sont émis préférentiellement dans la direction des faisceaux. L'impulsion invisible résultant de la

différence entre les impulsions des deux photons radiatifs est donc aussi dans la direction des faisceaux (Figure VI.8-a). Dans l'hypothèse où l'énergie des *jets* est bien reconstruite et que les quarks dont ils sont issus ne se désintègrent pas de façon semi-leptonique avec un neutrino énergétique, ces événements devraient être exempts d'impulsion transverse manquante (Figure VI.9). En d'autres termes, les événements sont en théorie coplanaires (Figure VI.9) et centraux (Figure VI.8-b).

Les Figures VI.8 et VI.9 illustrent le fait que, pour les variables citées, le signal a un comportement opposé à celui des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$. En particulier, on peut aussi observer que pour une hypothèse de masse de Higgs relativement proche du seuil cinématique, l'impulsion transverse du signal demeure non-négligeable, en théorie :

$$p_{\perp H} = p_H \times \sin\theta^* \quad \text{où} \quad p_H = \sqrt{\frac{(s + m_Z^2 + m_H^2)^2}{4s} - m_Z^2}$$

Pour une valeur de $m_H=95 \text{ GeV}/c^2$, l'impulsion totale attendue est de l'ordre de 16 GeV, et pour une hypothèse $m_H=97 \text{ GeV}$, encore plus proche de la limite cinématique, l'impulsion totale théorique est de l'ordre 8 GeV sans tenir compte de l'effet de la largeur du Z. La distribution d'impulsion manquante comporte une structure à faible p_{\perp} (Figure VI.9). C'est simplement un artéfact de la présélection, ce qui se conçoit aisément puisque cette structure à deux pics est absente dans la distribution de signal et que le second pic apparaît à $p_{\perp} \sim 10 \text{ GeV}/c$ correspondant à la valeur de la coupure de présélection anti- $\gamma\gamma$ ($p_{\perp} > 5\%\sqrt{s}$).

L'acoplanarité et la centralité sont deux variables corrélées. Notamment du fait que à très bas angle polaire l'acoplanarité n'est plus clairement définie. Ceci est illustré, pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$ et pour un signal de $95 \text{ GeV}/c^2$, dans le plan $(\sin(\phi_1 - \phi_2), \sin\theta_1 \times \sin\theta_2)$ en Figure VI.10. Une manière de tenir compte de ces corrélations est de définir la variable "*acoplanarité modifiée*" (ξ) comme le produit mixte des deux vecteurs unitaires portant les deux jets et le vecteur unitaire longitudinal :

$$\xi = (\vec{j}_1 \times \vec{j}_2) \cdot \vec{z}$$

ou encore

$$\xi = |\sin(\phi_1 - \phi_2) \times \sin\theta_1 \times \sin\theta_2|$$

La distribution de cette variable est présentée en Figure VI.11-a et les lignes iso- ξ sont illustrées dans la Figure VI.10. Elle est comparée à la distribution de l'acoplanarité exprimée sous la forme : $\sin(\phi_1 - \phi_2)$, illustrée en Figure VI.11-b. Une meilleure discrimination est observée.

La troisième caractéristique du signal, n'ayant pas encore été présentée à ce niveau, est celle de la masse de recul au système visible qui doit être celle d'un Z. Ce qui se traduit comme on l'a vu au niveau de la présélection par le fait

VI.3. PRÉSENTATION DES VARIABLES PRINCIPALES

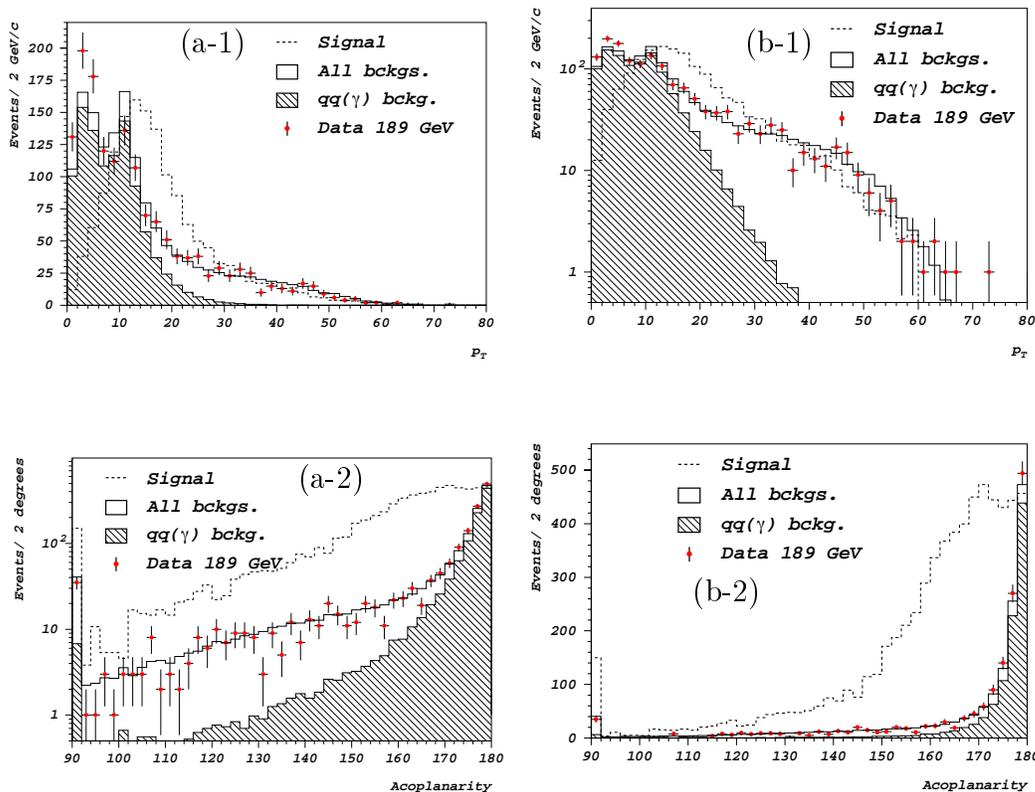


Figure VI.9: Distributions de l'impulsion transverse (p_{\perp}) (1) et de l'acoplanarité (2) en échelle linéaire (a) et logarithmique (b) pour tous les fonds, et pour le fond $e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb^{-1} . Le signal, pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$, est illustré en normalisation arbitraire.

que la masse manquante est distribuée de façon piquée au voisinage de m_Z . Les distributions de la masse manquante pour le fond et le signal sont présentées en Figure VI.12. Contrairement à ce qui apparaît en Figure VI.4 uniquement au niveau de présélection minimale où la structure fine du fond $q\bar{q}(\gamma)$ est largement diluée dans le fond dominant d'événements non radiatifs et simples ISR, on observe ici un pic du fond $q\bar{q}(\gamma)$ précisément dans la région du signal. En y regardant d'un peu plus près, on établit une classification (au niveau Monte-Carlo) des différents types $e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}$. Cette sélection est basée sur l'impulsion des photons radiatifs. On note p_{γ_1} et p_{γ_2} les impulsions longitudinales des photons dominants, en admettant que seulement deux photons énergiques ont été radiés. Les critères sont de simples coupures géométriques dans le plan des impulsions des deux photons (Figure VI.5) :

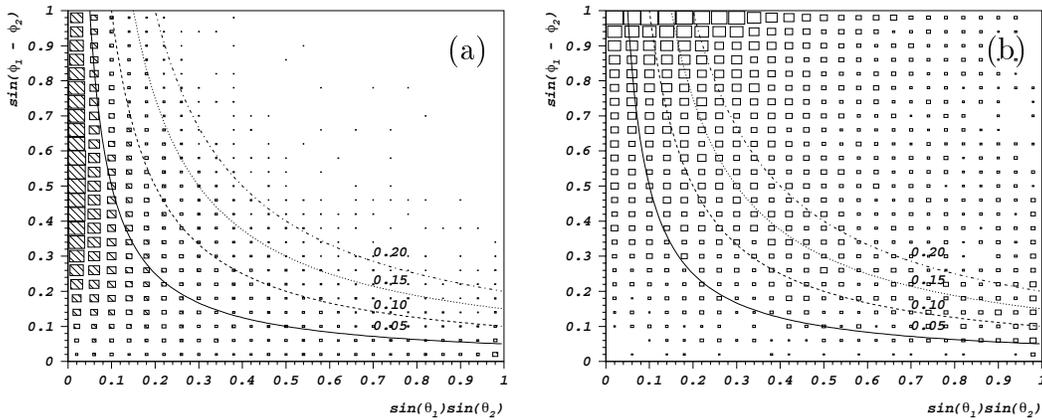


Figure VI.10: Distributions bi-dimensionnelles du sinus de l'acoplanarité en fonction de la centralité pour le signal (a) et pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$ (b). Les lignes d'iso-acoplanarité modifiée (ξ) sont aussi indiquées.

- (i) les non radiatifs ont leur impulsion dans un disque de rayon $20 \text{ GeV}/c^2$ centré à l'origine : $\sqrt{p_{\gamma_1}^2 + p_{\gamma_2}^2} < 20 \text{ GeV}/c^2$
- (ii) les simples ISR ont leur impulsion dans des bandes de $20 \text{ GeV}/c^2$ centrées sur les axes et ne doivent pas être des non radiatifs : $|p_{\gamma_{1,2}}| < 10 \text{ GeV}/c^2$
- (iii) les doublement radiatifs opposés sont les événements qui ne sont ni simples ISR ni “non-radiatifs” et dont les impulsions des deux photons ISR sont opposées : $p_{\gamma_1}p_{\gamma_2} < 0^2$.

Les coupures correspondantes sont illustrées en Figure VI.13. Les distributions de \mathcal{M} des contributions correspondantes y sont aussi présentées. Il apparaît alors clairement que la contribution la plus irréductible est celle des événements doublement radiatifs. Si l'un des jets d'un événement de ce type est mal mesuré ou que l'un des quarks se désintègre de façon semi-leptonique, de sorte que l'événement acquière du p_{\perp} et/ou de l'acoplanarité, alors ces événements sont indistinguables du signal sur une base cinématique et topologique.

Parmi les fonds simples ou doublement radiatifs, les événements où un des *jets* est accompagné d'une désintégration semi-leptonique (ce qui est souvent le cas pour des jets issus de hadrons beaux $\sim 20\%$), ou les événements où l'énergie

²Les événements doublement radiatifs, dont les photons sont émis dans le même sens ($p_{\gamma_1}p_{\gamma_2} > 0$), forment un système de masse invariante nulle. Ils peuvent donc être considérés comme simplement radiatifs.

VI.3. PRÉSENTATION DES VARIABLES PRINCIPALES

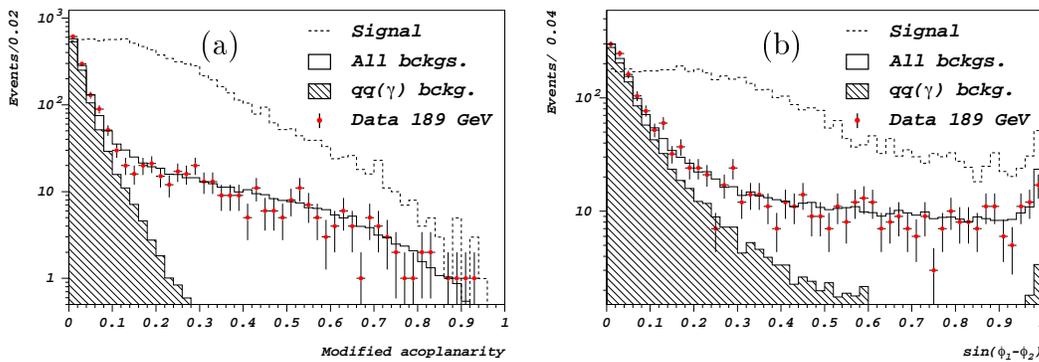


Figure VI.11: Distributions de l'acoplanarité modifiée (a) et de $\sin(\phi_1 - \phi_2)$ (b) pour tous les fonds, et pour le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb^{-1} . Les données sont représentées. Le signal pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$ est illustré en normalisation arbitraire.

d'un jet a fluctué, sont coriaces parce qu'ils acquièrent de l'impulsion transverse. Isoler ces fluctuations avec une isolation classique du type d'un cône autour de l'impulsion manquante est vain : l'impulsion manquante dans ces événements est pratiquement toujours isolée puisqu'elle se trouve le long du faisceau, emportée par les photons ISR perdus dans le tube à vide. Par-contre l'isolation définie comme l'énergie contenue dans un secteur de 30° autour de la direction de l'impulsion manquante, est sensible aux fluctuations transverses, même faibles. Pour le signal, l'impulsion manquante est pratiquement toujours isolée alors que pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$ elle est plutôt mal isolée (Figure VI.14). Une illustration de cette variable est donnée en Figure VI.15.

Rejection du fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Après la présélection, les événements totalement leptoniques ou hadroniques sont éliminés à $\sim 99\%$. Les événements semi-leptoniques où le lepton n'est pas un tau, sont aussi largement diminués. Restent essentiellement les événements semileptoniques ($\tau\nu q\bar{q}'$). La rejection des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ restants, se fait en deux étapes :

- A) Rejet des événements "évidents" où le tau peut être identifié comme provenant de la désintégration d'un W
- B) Rejet des événements "non triviaux" où le tau est caché dans l'un des jets et ne peut donc être aisément étiqueté comme provenant de la désintégration

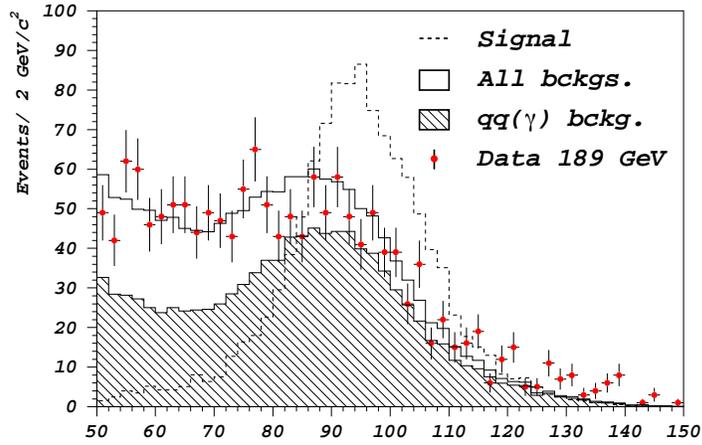


Figure VI.12: Distributions de la masse manquante (M) pour tous les fonds, et pour le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb^{-1} . Les données sont représentées. Le signal pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$ est illustré en normalisation arbitraire.

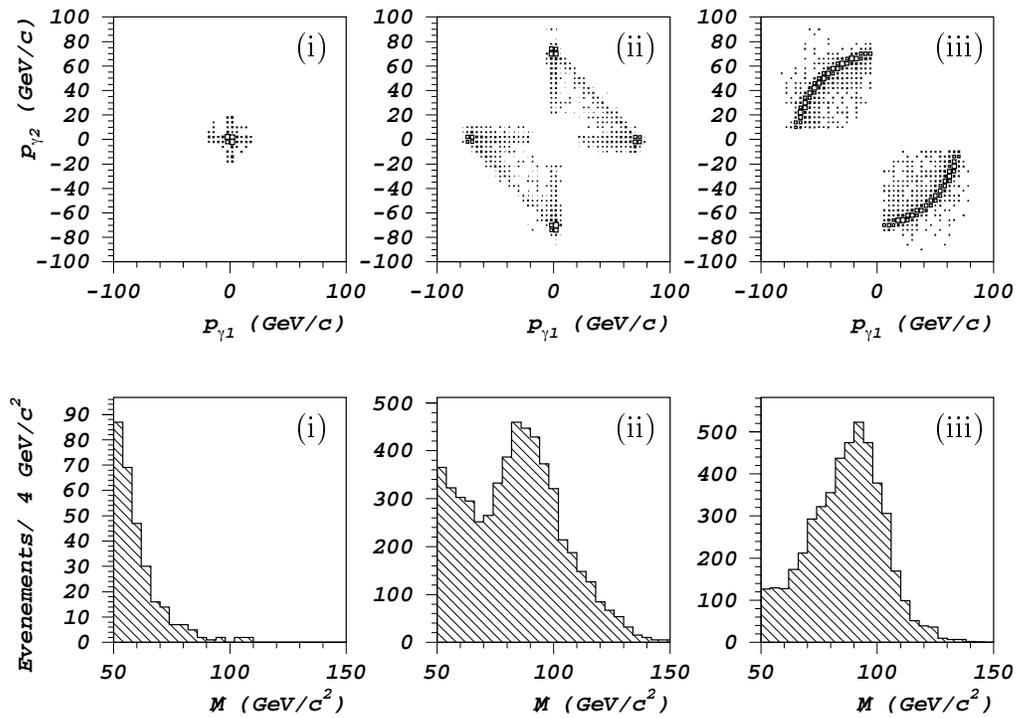


Figure VI.13: Distribution dans le plan des impulsions des deux photons radiatifs (haut) et distributions de M (bas) pour les trois classes d'événements $q\bar{q}(\gamma)$.

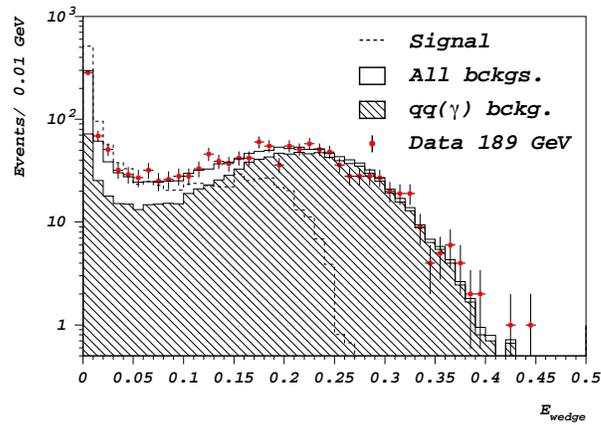


Figure VI.14: Distributions de l'énergie dans un secteur de 30° autour de l'impulsion manquante ($E_{S>30^\circ}$) pour tous les fonds, et pour le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb^{-1} . Les données sont représentées. Le signal pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$ est illustré en normalisation arbitraire.

d'un W.

A) Approche par identification du lepton tau

Les signatures des événements semi-leptoniques où la désintégration leptonique est en tau, est la présence d'une ou plusieurs traces énergiques et isolées. En outre, une fraction non négligeable des désintégrations des taus à "1-branche" est formée des désintégrations leptoniques ($\sim 18\%$). Dans le cas où le tau se désintègre en plusieurs "branches" (ou traces chargées), ce dernier ayant une masse faible $\sim 1.7 \text{ GeV}/c^2$, les traces doivent former un jet compact. On cherche alors ce type de signature de trois manières différentes :

- a) On cherche une trace énergétique isolée, pour les désintégrations des taus à une *branche* (85%)
- b) pour les événements semi-leptoniques où le lepton est un électron ou un muon et pour les désintégrations leptoniques des taus
- c) pour les désintégrations de taus à 3 *branches* (15%) on recherche des "mini-jets" isolés et énergiques.

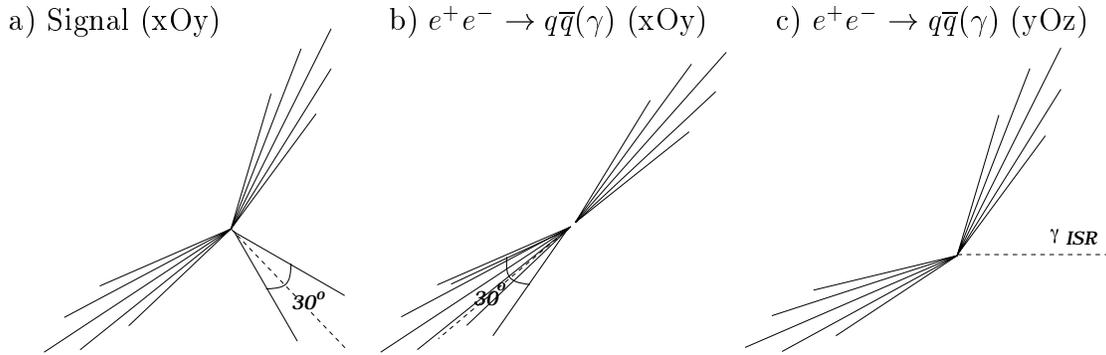


Figure VI.15: Vues schématiques d'un événement de type "signal" où le moment manquant est bien isolé dans le plan transverse (a) et d'un événement du type "fond $q\bar{q}(\gamma)$ " dont le moment manquant n'est pas transversalement isolé (b), mais dont la plus grande composante est longitudinale (c).

a) Isolation de la trace la plus énergétique

Pour rejeter les désintégrations à 1 *branche* de taus, où la *branche* est indifféremment un lepton ou un hadron, on recherche des traces énergiques isolées. On définit la variable θ_{trace} , comme l'isolation de la trace chargée la plus énergétique (Figure VI.16-a). Ici l'isolation est définie comme étant l'angle spatial entre deux traces.

b) Isolation du lepton le plus énergétique

On profite de la signature moins ambiguë de la désintégration $\tau \rightarrow \nu_\tau \ell \nu_\ell$ (où ℓ est soit un électron soit un muon) en cherchant d'abord les événements où au moins un lepton ayant une énergie supérieure à 3 GeV est identifié. Parmi tous les leptons ainsi identifiés, on définit l'isolation (I_{lepton}) du plus énergétique d'entre eux (Figure VI.16-b). Cette fois l'isolation est définie comme la somme de l'énergie des objets de tous types (ENFLW) contenus dans un cône de 30° autour du lepton le plus énergétique. Au cas où le lepton est un électron, tous les photons se trouvant à une distance angulaire inférieure à 2° de l'électron sont supposés provenir d'une radiation dans l'état final. L'énergie de tous les photons FSR ainsi détectés est comptabilisée dans celle de l'électron qui les a radiés. Bien entendu, celle-ci n'est pas comptabilisée dans l'évaluation de l'isolation.

c) Energie du "mini-jet" le plus isolé

VI.3. PRÉSENTATION DES VARIABLES PRINCIPALES

Pour les deux variables décrites ci-dessus, le critère d'énergie est appliqué en premier lieu. Dans le cas où un événement $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ semi-leptonique "évident", en ce sens qu'il contient une trace bien isolée et énergique, mais non la plus énergétique, cet événement n'est pas rejeté par les deux variables θ_{trace} et I_{lepton} . En outre, si le tau se désintègre en plusieurs branches alors aucune des traces produites lors de la désintégration du tau n'est isolée. Contre ce type d'événements les variables d'isolation sont inopérantes.

Pour être sensible aux jets à faible multiplicité et faible masse invariante produits lors de la désintégration de taus en plusieurs branches, on utilise l'algorithme d'agrégation en jets "JADE" [VI.11]. Cet algorithme dans son schéma le plus simple, est défini par le paramètre de "résolution" $y_{i,j}$ calculé pour toutes les paires de particules (i,j) :

$$y_{i,j} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos(\theta_{i,j}))}{E_{vis}^2} \approx \frac{M_{i,j}^2}{E_{vis}^2}$$

où $2E_i E_j (1 - \cos(\theta_{i,j}))$ est la masse invariante des deux particules i et j dans l'hypothèse où elles sont de masse nulle. La paire de traces ayant la valeur de $y_{i,j}$ la plus faible est remplacée par un objet fictif ayant comme quadri-impulsion la somme des quadri-impulsions des deux particules initiales. On répète la procédure jusqu'à ce que toutes les paires restantes aient une valeur de $y_{i,j}$ supérieure à une valeur y_{cut} fixée préalablement.

Ce schéma, le plus simple parmi les variantes de cet algorithme, est invariant de Lorentz, en ce sens qu'il tient compte de la masse invariante de la paire de trace qu'il tente d'agréger. On choisit une valeur pour le seuil $y_{cut} = (2 \text{ GeV}/\sqrt{s})^2 \approx (m_\tau/\sqrt{s})^2$.

Une fois l'événement agrégé en "mini-jets" (typiquement une dizaine de "mini-jets" sont produits par événement), pour discriminer les $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ semi-leptoniques où le lepton est un tau, on définit la variable E_τ comme l'énergie du "mini-jet" le plus isolé (Figure VI.16-c). L'isolation ayant ici la même définition que pour la variable θ_{trace} .

B) Approche cinématique

Une fois que les événements "évidents" où le tau est clairement identifié sont rejetés en coupant sur une ou plusieurs des variables décrites ci-avant, restent les événements "non-triviaux" où le tau est dissimulé dans un des jets ou perdu dans le tube à vide de sorte que l'événement a une topologie du type deux jets acoplanaires.

Dans cette situation ce qui différencie le signal du fond, sur des critères cinématiques, est le fait que la masse invariante des deux jets issus de la désintégration d'un W est différente de celle d'un événement de signal à $95 \text{ GeV}/c^2$. Ce qui n'est bien sûr pas le cas pour un signal de $\sim 80 \text{ GeV}/c^2$. Dans ce cas, comme on le verra en 3.2, on s'en remet à l'étiquetage de quarks b.

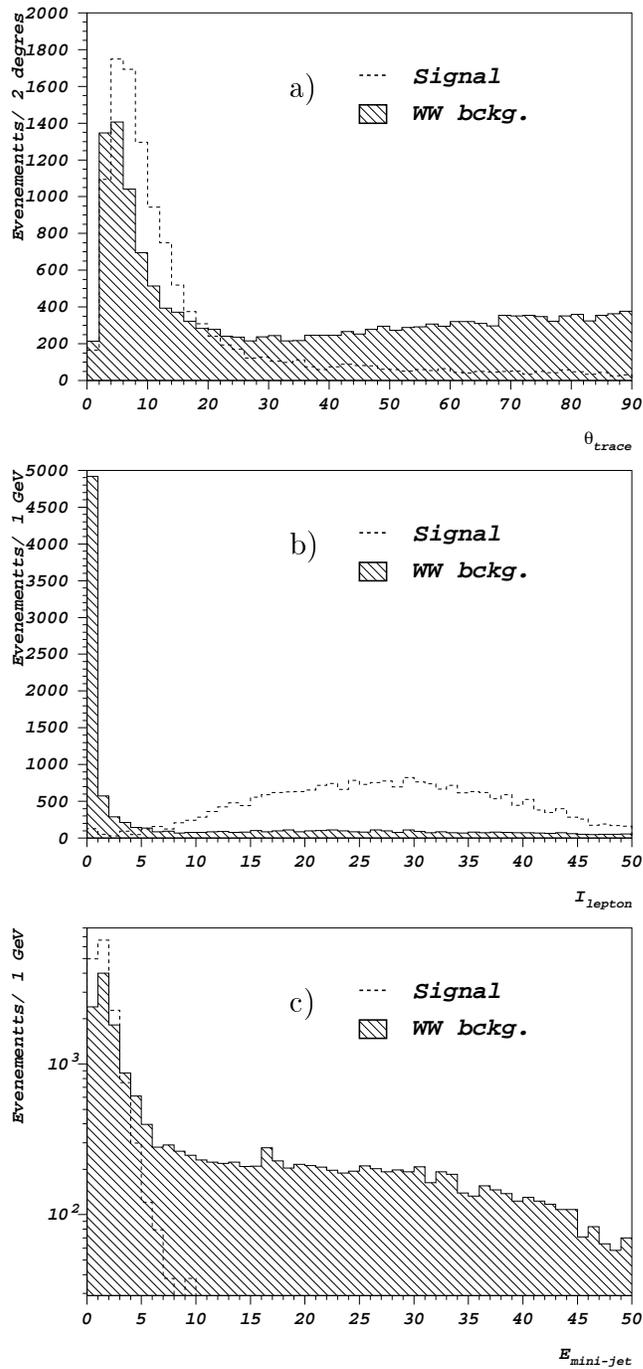


Figure VI.16: Distribution pour le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et le signal (pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$) des différentes variables "d'étiquetage" d'états finals semi-leptoniques, en particulier où le lepton est un tau.

VI.3. PRÉSENTATION DES VARIABLES PRINCIPALES

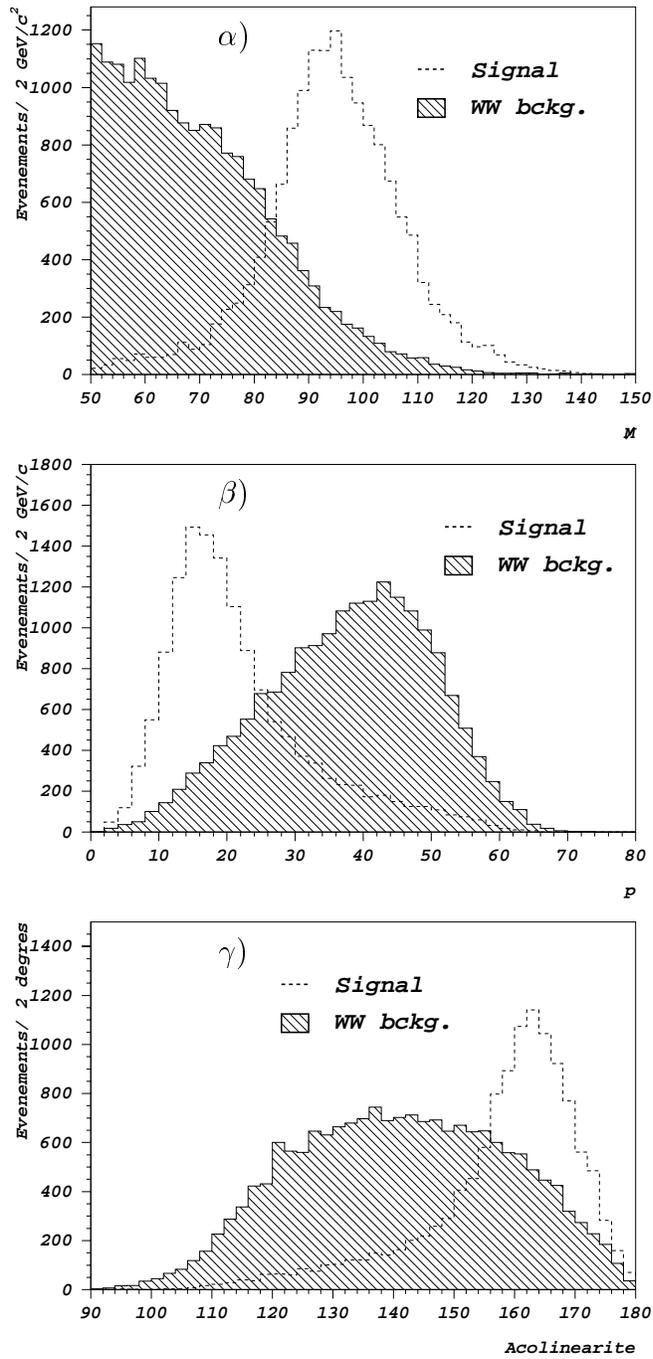


Figure VI.17: Distributions de M , d'impulsion manquante totale et d'acolinearité pour le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et le signal (pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$).

La masse visible étant utilisée (à travers la masse reconstruite) comme variable discriminante dans le calcul des niveaux de confiance, est proscrite en tant que variable de sélection. On s'intéresse donc à d'autres variables nous permettant de tirer profit de cette information de façon indirecte.

α) La masse manquante

Malgré le fait que les événements $WW \rightarrow \tau\nu q \bar{q}'$ ont une masse manquante attendue non nulle, celle-ci ne doit théoriquement pas dépasser m_W . La masse manquante M reste une bonne variable discriminante (Figure VI.17- α).

β) L'impulsion totale

L'impulsion attendue des bosons W produits en paires à 189 GeV est d'environ 50 GeV et, comme on l'a vu celle d'un boson de Higgs produit par Higgs-strahlung est plutôt de ~ 16 GeV. Comme on peut l'indiquer la Figure VI.17- β , une bonne discrimination est obtenue avec cette variable.

α) L'acolinéarité

Reste enfin la conséquence topologique du fait que les bosons W aient un *boost* important, qui est que ces événements sont très acolinéaires. Le pouvoir discriminant de l'acolinéarité est illustré en Figure VI.17- γ .

Les fonds restants

On sépare en deux catégories les fonds restants. D'une part les fonds irréductibles : ZZ et $Z\nu\bar{\nu}$. D'autre part les fonds réductibles : $We\nu$ et Zee.

Contre les fonds irréductibles ZZ et $Z\nu\bar{\nu}$ (*i.e.* les fonds dont les caractéristiques cinématiques sont très proches de celles du signal), restent, comme variables discriminantes, uniquement l'étiquetage des quarks b et la masse reconstruite (dans le cas où l'hypothèse de masse m_H n'est pas trop proche de m_Z). Les événements $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ demeurent complètement irréductibles. L'impossibilité de discriminer ces événements et le fait que l'on sait bien estimer ce fond, nous conduisent à le soustraire.

Parmi les fonds réductibles, le fond Zee est très ressemblant au fond $q\bar{q}(\gamma)$ en particulier parce que son impulsion manquante est généralement proche de l'axe du faisceau. Toutes les variables élaborées pour réduire le fond $q\bar{q}(\gamma)$ sont opérantes contre le fond Zee. Le fond $We\nu$, par contre, sera plutôt réduit grâce aux variables discriminant le fond WW et surtout par l'étiquetage de quarks b. Il n'est donc pas nécessaire d'élaborer des variables plus spécifiques à ces fonds. De même il est important de noter que les fonds peuvent être simplement classés en trois catégories :

- Fonds du type $q\bar{q}(\gamma)$
- Fonds du type WW

VI.3. PRÉSENTATION DES VARIABLES PRINCIPALES

- Fonds irréductibles.

L'énergie à bas angle

Un certain nombre de fonds comme $q\bar{q}(\gamma)$, $W\nu$, Zee et $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ont soit des photons soit au moins un électron émis à bas angle. Or c'est dans cette région du détecteur que l'herméticité est la moins bonne. Plus spécifiquement le domaine angulaire entre le ECAL et le LCAL est moins instrumenté. Si une particule s'insère dans cette faille, et qu'elle ne dépose pas une quantité d'énergie suffisante pour être traitée comme une particule ENFLW à part entière (notamment dans le HCAL), la cinématique de l'événement sera modifiée. Pour limiter ce type de biais, on utilise la variable E_{12° qui est l'énergie déposée sur les tours en dessous de 12° (Figure VI.18-a).

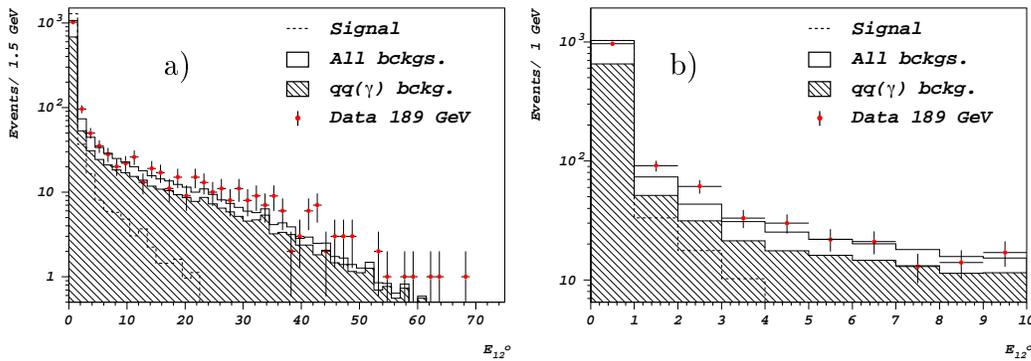


Figure VI.18: Distributions de l'énergie déposée sur les tours se trouvant au dessous de 12° de l'axe du faisceau (a). Un agrandissement de la région des faibles valeurs de E_{12° (b) illustre le biais introduit par le fond machine.

Le revers de la médaille concernant cette variable est qu'elle est sensible au "fond machine". C'est-à-dire aux produits d'interactions faisceau-gaz détectables à bas angle. L'agrandissement de la région des faibles valeurs de E_{12° de la Figure VI.18-b montre bien que dans les données, il a y un défaut dans la "bin" des événements à $E_{12^\circ}=0$, et un excès réparti sur les bins avoisinants à $E_{12^\circ} > 0$. Néanmoins, même si ce fond n'est pas simulé, il est aisément mesurable avec des événements à "déclenchement aléatoire", pris à des croisements de faisceaux aléatoires. On verra au chap. VII comment tenir compte de cette information pour évaluer le biais systématique introduit par cette variable.

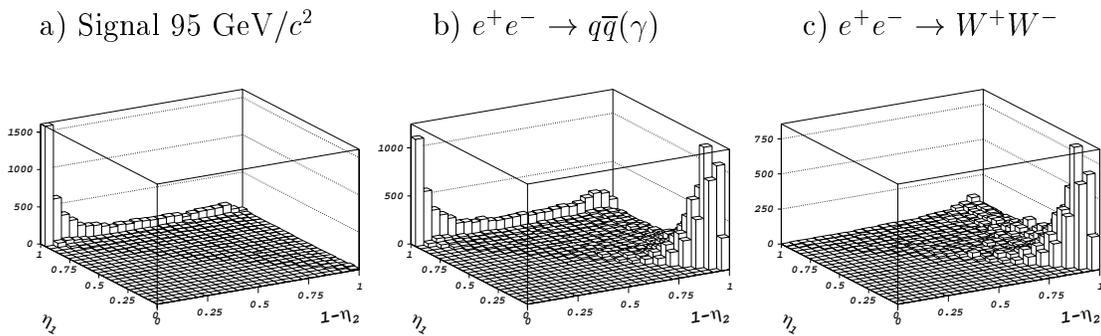


Figure VI.19: Distributions bidimensionnelles des sorties du $6V RN btag$ pour le signal (a) et pour les fonds $q\bar{q}(\gamma)$ (b) et WW (c).

3.2 L'étiquetage des quarks b (2^{ème} partie)

Au chapitre précédent dans la section IV.5 on a vu les performances pures de l'algorithme d'étiquetage des quarks beaux avec le réseau de neurones à six variables ($6V RN btag$). Ce réseau de neurones a été entraîné sur des *jets* de retour radiatif au Z. Etant un outil commun à plusieurs canaux de recherche de bosons de Higgs, son entraînement n'a pas été optimisé pour le canal à énergie manquante.

On note η_1 et η_2 les deux plus hautes sorties du réseau de neurones à 6 variables pour l'étiquetage des *jets* de b et on prend : $\eta_1 > \eta_2$. Le pouvoir discriminant de ces deux variables est montré de façon corrélée dans la Figure VI.19.

Dans la Figure VI.19-c, la faible accumulation d'événements WW ayant un jet bien étiqueté provient des désintégrations $\tau\nu c\bar{s}$ comme on peut le voir dans Figure VI.20-b. Malgré cela, la rejection de ce fond est excellente. Devant un tel pouvoir de discrimination, les variables cinématiques ont un rôle secondaire. Les performances obtenues en étiquetage des quarks b, rendent inoffensif le fond $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ même pour des hypothèses de masse proche de m_W .

Pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$, par contre, la composante $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(\gamma)$ est clairement irréductible (Figure VI.20-a). Ceci montre le rôle primordial joué par la cinématique pour la rejection de ces événements.

Le $6V RN btag$ a été entraîné sur des *jets* formés selon l'algorithme DURHAM [VI.12]. Le schéma d'agrégation des paires de particules est le même que pour l'algorithme JADE décrit en 3.1 pour la formation de "*mini-jets*". Ce qui diffère c'est le paramètre de résolution qui, pour l'algorithme DURHAM est défini comme suit :

$$y_{i,j} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos(\theta_{i,j}))}{E_{vis}^2}$$

Pour optimiser l'utilisation du $6V RN btag$ dans le canal à énergie manquante,

VI.3. PRÉSENTATION DES VARIABLES PRINCIPALES

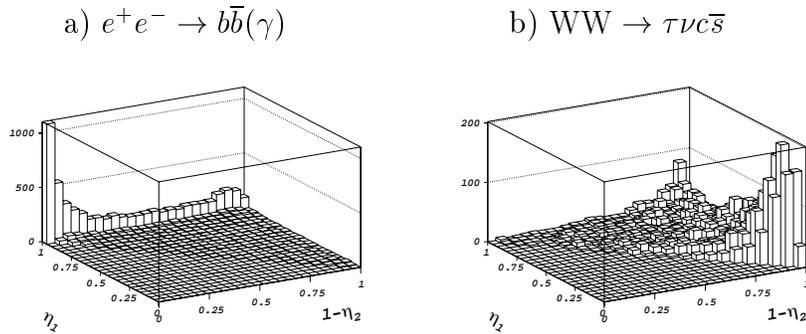


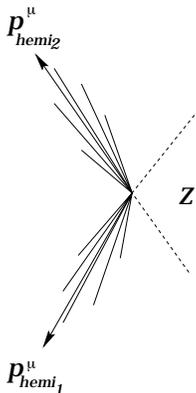
Figure VI.20: Distributions bidimensionnelles des sorties du $6V RN btag$ pour états finals des fonds $q\bar{q}(\gamma)$ exclusivement en $b\bar{b}(\gamma)$ (a) et WW exclusivement en $\tau\nu c\bar{s}$ (b).

on forme des *jets* avec l'algorithme DURHAM avec un y_{cut} donné. Ceci nous permet de contrôler le taux d'événements à trois jets résultant dans le signal, et on n'utilise que les deux *jets* les mieux étiquetés. On veut par ce biais séparer les éventuels *jets* de gluons durs pouvant polluer l'étiquetage des *jets* de quarks b, étant donné que leurs traces provient du vertex primaire. En optimisant la valeur du y_{cut} pour avoir la meilleure discrimination du $6V RN btag$, on obtient :

$$y_{cut} = 0.015$$

Pour cette valeur, le taux d'événements à deux *jets* est de 69%, et le taux d'événements à trois *jets* de 28%.

3.3 Résolution en masse



Dans le cas du *Higgs-strahlung*, on peut tirer profit du fait que la masse de recul au système visible est la masse du Z, afin de corriger les effets de résolution du détecteur. Pour y parvenir on réalise un réajustement des quadri-impulsions des deux hémisphères.

On désigne par $p_{hemi_{1,2}}^\mu$ le quadri vecteur énergie-impulsion de chaque hémisphère et on applique un facteur correctif α égal pour les deux quadri-vecteurs $p_{hemi_{1,2}}^\mu$. On peut alors définir la masse reconstruite comme :

$$M_{rec} = \alpha M_{vis}$$

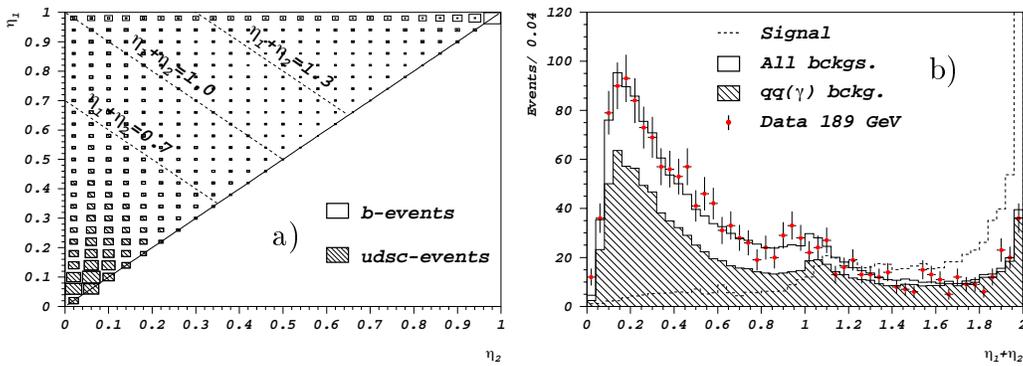


Figure VI.21: Distribution bi-dimensionnelle des sorties du $6V$ RN $btag$ (a) pour des événements $q\bar{q}(\gamma)$ et distributions de la somme des sorties du $6V$ RN $btag$ (b) pour tous les fonds, et pour le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb^{-1} . Le signal pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$ est illustré en normalisation arbitraire.

Le facteur α est obtenu en imposant le recul au Z :

$$\alpha(\sqrt{s} - (p_{hem i_1}^\mu + p_{hem i_2}^\mu))^2 = m_Z$$

$$\Leftrightarrow \alpha^2 M_{vis}^2 - 2\alpha\sqrt{s}E_{vis} + (s - m_Z)^2 = 0$$

En résolvant ce polynôme du second degré il vient :

$$M_{rec} = \frac{\sqrt{s}E_{vis} - \sqrt{sE_{vis}^2 - M_{vis}^2(s - m_Z^2)}}{M_{vis}} \quad (\text{VI.1})$$

Il est important de noter que cette définition impose $M_{rec} < \sqrt{s} - m_Z$. Elle est donc inadéquate pour des hypothèses de masses de Higgs supérieures à $\sqrt{s} - m_Z$, vu que le Z est produit hors couche de masse. Les distributions de masse reconstruite pour des événements de signal pour le processus de Higgs-strahlung uniquement sont représentés dans la Figure VI.23-a. Les queues non gaussiennes dues aux imperfections de reconstruction de l'énergie occupent une place assez importante. Les résolutions et les valeurs centrales des pics sont données dans la Table VI.23. La comparaison avec la masse visible simple montre une nette amélioration dans la reconstruction du pic (Figure VI.23-b).

La résolution pour le processus de fusion de W^\pm , comme l'illustre la Figure VI.24 est plus faible, étant donné qu'il n'y a pas de contraintes sur la masse de recul. Dans ce cas là, la masse visible permet mieux de séparer les différentes masses. Pour la même raison, la masse visible parvient mieux à séparer

VI.3. PRÉSENTATION DES VARIABLES PRINCIPALES

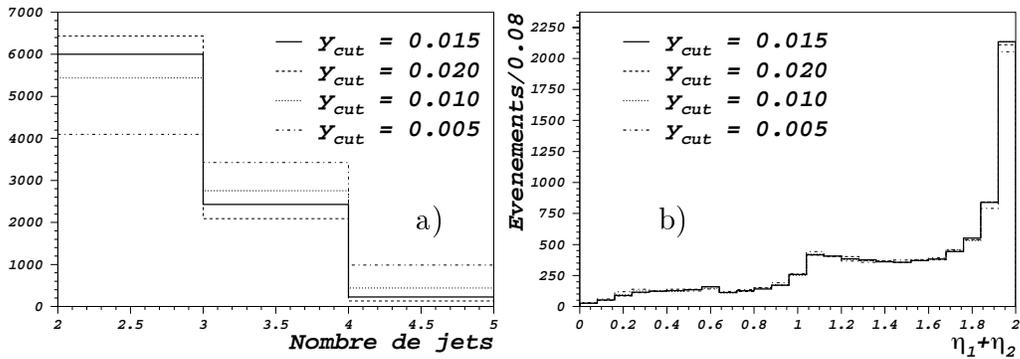


Figure VI.22: Comparaison du nombre de jets (a) et de la somme des sorties du $6V RN btag$ (b) pour différentes valeurs du paramètre y_{cut} pour des événements de signal à $95 \text{ GeV}/c^2$.

des événements de signal pour des hypothèses de masse supérieures à la limite cinématique.

Les avantages que présente la masse visible pour les hypothèses de masse supérieures à la limite cinématique et pour le processus de fusion WW, ne sont évidemment pas des arguments contre l'utilisation de la masse reconstruite, étant donné que la sensibilité des recherches de Higgs ne dépassent pas la limite cinématique et que le processus de fusion représente une part peu importante du signal. Néanmoins il faudra compter sur le processus de fusion et son interférence avec le processus de Higgs-strahlung parmi les queues non gaussiennes dégradant la résolution sur la masse reconstruite.

Table VI.6: Valeurs centrales et résolutions des ajustements des pics de distributions en masse reconstruite tels qu'ils sont présentés dans la Figure VI.23.

$m_H \text{ GeV}/c^2$	75	80	85	90	95
$\langle M_{rec} \rangle \text{ GeV}/c^2$	75.1	80.2	85.1	89.9	94.5
$\sigma_{M_{rec}} \text{ GeV}/c^2$	3.0	2.8	2.8	2.6	1.8
$\langle M_{vis} \rangle \text{ GeV}/c^2$	71.0	76.2	80.7	86.1	90.5
$\sigma_{M_{vis}} \text{ GeV}/c^2$	6.6	7.0	7.6	7.8	7.9

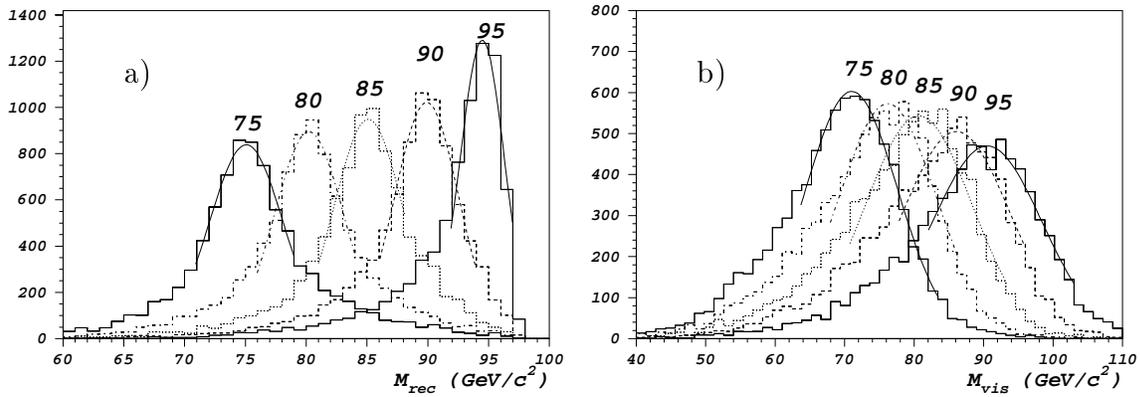


Figure VI.23: Distributions de M_{rec} (a) et M_{vis} (b) pour des événements simulés à 189 GeV à des hypothèses de masse de 75, 80, 85, 90 et 95 GeV. Les ajustements gaussiens dont les paramètres sont indiqués dans la Table VI.6 sont illustrés.

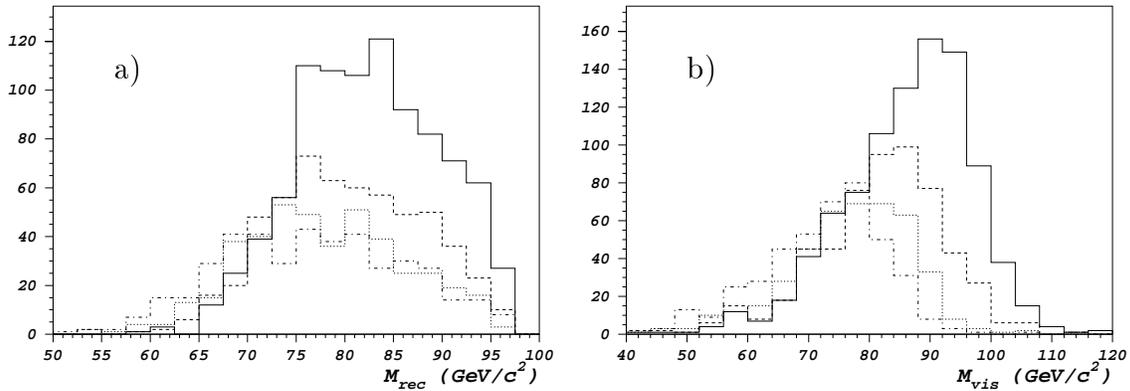


Figure VI.24: Distributions de M_{rec} (a) et M_{vis} (b) pour des événements du processus de fusion WW simulés à 189 GeV à des hypothèses de masse de 80, 85, 90 et 95 GeV.

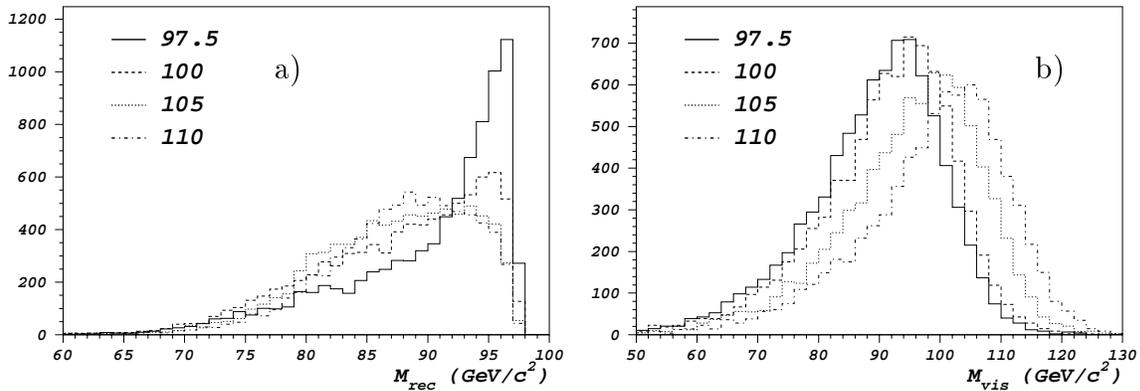


Figure VI.25: Distributions de M_{rec} (a) et M_{vis} (b) pour des événements simulés à 189 GeV à des hypothèses de masse supérieures à la limite cinématique de 100, 105 et 110 GeV. La distribution pour une hypothèse de masse de 97.5 GeV/ c^2 au seuil est aussi indiquée.

VI.4 Analyse séquentielle

Les coupures de sélection sont présentées dans la Table VI.7. Les valeurs des coupures ont été obtenues par les différentes procédures d'optimisation décrites en VI.1.

Les résultats correspondant aux différentes sélections sont présentés dans la Table VI.8. On observe un bon accord entre données et simulation à toutes les énergies.

VI.5 Analyse avec réseaux de neurones simple

La première analyse avec réseaux de neurones pour le canal $H\nu\bar{\nu}$ dans ALEPH a été développée à 183 GeV. Pour cette première analyse, les principes détaillés au chap. V sont appliqués avec une structure à une unique couche cachée et trois classes. Le nombre de variables d'entrée du réseau de neurones n'est pas resté constant entre 183 et 189 GeV. Pour le réseau de neurones utilisé à 183 GeV, 11 variables d'entrée ont été utilisées. A 189 GeV une variable a été retirée du réseau à 183 GeV et deux ont été ajoutées. Le réseau de neurones à 189 GeV a donc utilisé 12 variables.

L'algorithme de rétropropagation des erreurs est utilisé pour la phase d'apprentissage. Le lot d'entraînement pour le fond est constitué exclusivement d'événements $q\bar{q}(\gamma)$ et WW . Pour le signal le choix du lot d'entraînement est différent entre l'analyse à 183 et celle à 189 GeV. Les raisons de ce choix sont motivées par le problème de la dépendance en masse (développé dans le paragraphe suivant). Une des trois classes du réseau correspond au signal et les deux autres correspondent aux deux fonds d'entraînement. Etant donné que pour un réseau à trois classes la discrimination se fait entre les trois différentes classes, le choix d'un réseau de neurones à trois classes, pour une classification du type signal/fond, pourrait être contestable si l'approche de rejection des deux types de fonds $q\bar{q}(\gamma)$ et WW n'était pas très différente comme c'est le cas ici.

Le problème de la dépendance en masse, soulevé particulièrement par les analyses par réseaux de neurones, est le problème de concevoir une analyse optimale pour une hypothèse de masse donnée qui ne le serait pas du tout pour des masses inférieures. En d'autres termes, le problème de la dépendance en masse est celui de l'apprentissage trop spécifique par un réseau de neurones d'une hypothèse de masse donnée. Ce problème n'a de conséquences réelles que sur l'exclusion dans le plan $(m_h, \tan\beta)$ du MSSM. La solution adoptée à 183 GeV a été d'entraîner le réseau de neurones avec un cocktail d'événements engendrés avec différentes hypothèses de masse. Cette solution sub-optimale n'a pas été utilisée à 189 GeV où la priorité a été celle d'atteindre la meilleure performance possible pour le Higgs standard.

Le cocktail de masses choisi pour l'entraînement à 183 GeV est de 80 et

Table VI.7: Tableau récapitulatif des coupures de sélection de l'analyse séquentielle.

$\sqrt{s}=161-172$ GeV	$\sqrt{s}=183$ GeV	$\sqrt{s}=189$ GeV
$\xi > 0.12$	$\xi > 0.13$	$\xi > 0.08$
$\cancel{M} > 80^* \text{ GeV}/c^2$	$\cancel{M} > 80^* \text{ GeV}/c^2$	$\cancel{M} > 70 \text{ GeV}/c^2$
$\theta > 25^\circ$	$\theta > 20^\circ$	$\theta > 35^\circ$
$E_\tau < 5 \text{ GeV}$	$E_\tau < 7 \text{ GeV}$	—
—	—	$I_{lepton} > 8 \text{ GeV}$
—	—	$\theta_{trace} < 25^\circ$
$E_{12^\circ} < 3\% \sqrt{s}$	$E_{12^\circ} < 1.2\% \sqrt{s}$	$E_{12^\circ} < 3.5\% \sqrt{s}$
$E_{S \supset 30^\circ} > 10\% \sqrt{s}$	—	—
$\eta_1 + \eta_2 > 1.1$	$\eta_1 + \eta_2 > 1.1$	$\eta_1 + \eta_2 > 1.3$

(* Coupures de présélection)

Table VI.8: Résumé des résultats LEP2 pour l'analyse séquentielle exclusivement.

\sqrt{s} (GeV)	161	172	183	189
m_H (GeV/ c^2)	70	70	85	95
$\int \mathcal{L}$ (pb $^{-1}$)	11	11	57	175
Efficacité (%)	26.3	42.9	21.9	36.0
Signal (evts)	0.11	0.70	1.00	2.61
Fond (evts)	0.06	0.09	0.24	7.4
Observés (evts)	0	0	0	8

VI.5. ANALYSE AVEC RÉSEAUX DE NEURONES SIMPLE

85 GeV/c². A 189 GeV, le lot d'entraînement de signal est de 95 GeV/c² uniquement.

5.1 Les variables d'entrée

A) Choix des variables à 183 GeV

Parmi les 11 variables d'entrée du réseau de neurones utilisé à 183 GeV, une seule n'a pas été décrite en VI.3 : la fraction d'énergie visible déposée au dessus de 30° de l'axe du faisceau ($E_{\theta>30^\circ}/E_{vis}$). Cette variable, proche de la variable $E_{\theta>30^\circ}/\sqrt{s}$ mesure de façon indirecte la "centralité" de l'événement. Le pouvoir discriminant apporté par cette variable est montré dans la Figure VI.26-a.

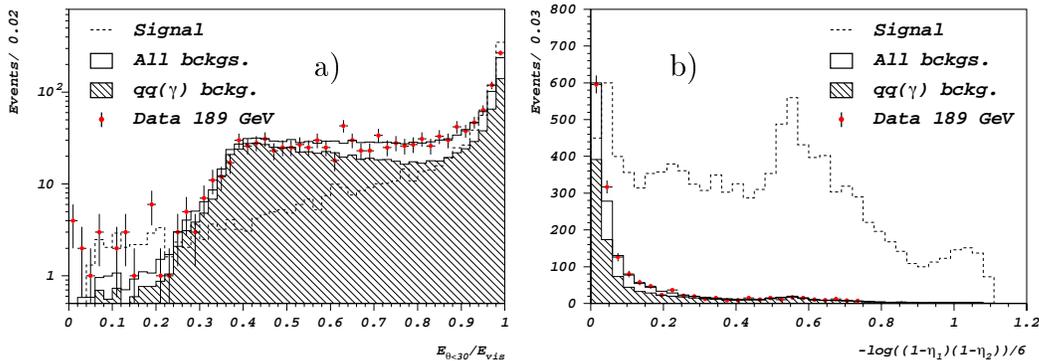


Figure VI.26: Distributions de la fraction d'énergie déposée au delà de 30° de l'axe du faisceau (a) et de la combinaison $\log_{10}((1 - \eta_1)(1 - \eta_2))/6$ (b) pour tous les fonds, et pour le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb⁻¹. Le signal pour une hypothèse de masse de 95 GeV/c² est illustré en normalisation arbitraire.

Six des onze variables utilisées dans le réseau de neurones à 183 GeV, sont celles de l'analyse séquentielle à cette même énergie. Les variables supplémentaires, à l'exception de $E_{\theta>30^\circ}/E_{vis}$, sont :

- l'énergie contenue dans un secteur de 30 degrés autour de l'impulsion manquante ($E_{S \supset 30^\circ}$)
- l'acolinéarité

- une combinaison supplémentaire des sorties du $6V$ RN $btag$ (Figure VI.26-b) :

$$\frac{\log_{10}((1 - \eta_1)(1 - \eta_2))}{6}$$

- l'isolation de la trace la plus isolée (θ_{trace}).

B) Le passage à 189 GeV

Pour l'analyse à 189 GeV, avec la nouvelle présélection, la masse manquante vient remplacer la variable d'isolation de trace chargée (θ_{trace}). L'accent étant mis sur la meilleure performance possible à haute masse (pour la recherche du Higgs standard), la masse reconstruite est ajoutée aux variables d'entrée du réseau de neurones. Sa structure passe de 11-20-3 à 12-20-3.

Ce choix, en réalité, n'améliore pas la performance; ce qui est gagné ici sur la rejection du fond est perdu dans le calcul du niveau de confiance qui utilise la masse reconstruite comme variable discriminante. De plus, les variables d'entrée utilisées, sans tenir compte de la masse reconstruite, contiennent à elles seules une grande partie de l'information en masse.

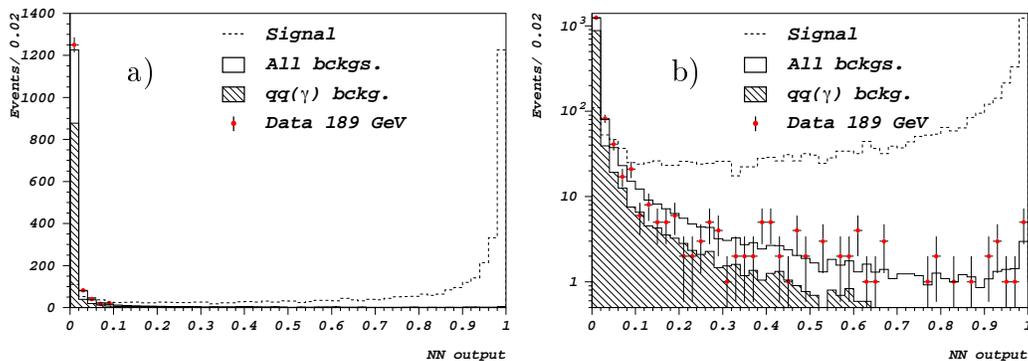


Figure VI.27: Distributions de la sortie de la classe de signal du réseau de neurones utilisé pour l'analyse des données à 189 GeV (a) et logarithmique (b) pour tous les fonds, et pour le fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, normalisés à une luminosité de 175.5 pb^{-1} . Le signal pour une hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$ est illustré en normalisation arbitraire.

5.2 Résultats de l'analyse à réseau de neurones simple

Pour la publication [VI.5] à 183 GeV, l'analyse à réseau de neurones simple a été combinée avec l'analyse séquentielle. De même pour la publication [VI.6] elle a été combinée avec l'analyse à réseaux de neurones dédiés. Les performances pour cette analyse exclusivement sont données dans la Table VI.9.

Table VI.9: Résumé des résultats LEP2 pour l'analyse à réseau de neurones simple exclusivement.

\sqrt{s} (GeV)	183	189
m_H (GeV/ c^2)	85	95
$\int \mathcal{L}$ (pb $^{-1}$)	57	175
Efficacité (%)	30.1	34.0
Signal (evts)	1.38	2.46
Fond (evts)	0.34	3.9
Observés (evts)	0	5

VI.6 Analyse à réseaux de neurones dédiés

En 1998, 175.5 pb $^{-1}$ ont été collectés à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV ce qui représente trois fois la quantité de données enregistrées en 1997. Pour atteindre la plus haute sensibilité possible, la soustraction du fond s'avère nécessaire. Cette opération nécessite une bonne connaissance du fond à soustraire, ce qui implique l'étude des incertitudes systématiques y afférentes. Dans ce contexte, il est nécessaire d'avoir une analyse qui permette d'avoir la meilleure performance possible tout en gardant une bonne compréhension du processus de discrimination. En d'autres termes avoir la performance d'une analyse à réseau de neurones tout en gardant la meilleure compréhension possible des fonds. C'est ce que propose la méthode des réseaux de neurones dédiés.

Comme on l'a vu en VI.3 tous les fonds peuvent être rangés en trois classes sur une base cinématique : les événements "type $q\bar{q}(\gamma)$ ", "type WW" et irréductibles. La méthode des réseaux de neurones dédiés consiste simplement à traiter la rejection de chaque classe par un réseau de neurones. L'avantage d'un tel dispositif par rapport à un réseau de neurones simple est le gain en clarté qui permet une meilleure évaluation des incertitudes systématiques. En outre, cette méthode atteint de meilleures performances que l'analyse par réseau de neurones simple, comme on le verra en VIII.

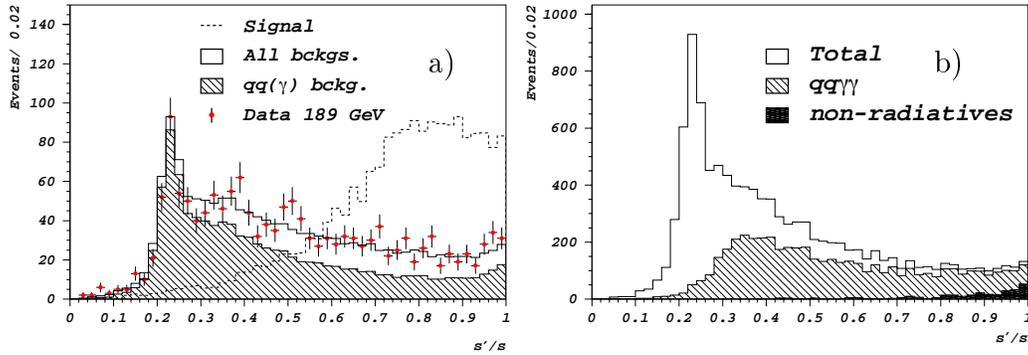


Figure VI.28: Distributions de la variable s'/s pour le fond total, pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$ et pour des événements de signal à de $95 \text{ GeV}/c^2$ (a) et pour les différentes contributions au fond $q\bar{q}(\gamma)$ (b).

Les étapes principales de l'analyse par réseaux de neurones dédiés sont les suivantes :

- 1) la rejection par un premier réseau de neurones des événements $q\bar{q}(\gamma)$
- 2) la rejection par un second réseau de neurones des événements WW
- 3) la rejection globale des divers fonds restant en utilisant l'étiquetage des b , avec un troisième réseau de neurones.

Les deux premières n'utilisent spécifiquement que des informations cinématiques et leurs résultats sont incorporés dans la troisième pour obtenir une rejection globale avec un unique réseau de neurones tenant compte à la fois de la cinématique et de la saveur.

6.1 Réseau de neurones dédié au fond $q\bar{q}(\gamma)$

Dans l'approximation où le signal est caractérisé par deux *jets* non massifs et de l'énergie manquante, cinq variables cinématiques sont suffisantes pour décrire complètement sa cinématique : l'impulsion des deux *jets*, leurs angles polaires et l'angle azimutal qui les sépare. Un ensemble de variables correspondant à la même quantité d'information mais ayant une définition plus proche de la cause qu'elles doivent servir, c'est-à-dire discriminer le fond $q\bar{q}(\gamma)$, est :

- l'acoplanarité (Figure VI.9)
- l'angle polaire de l'impulsion manquante θ (Figure VI.8)

VI.6. ANALYSE À RÉSEAUX DE NEURONES DÉDIÉS

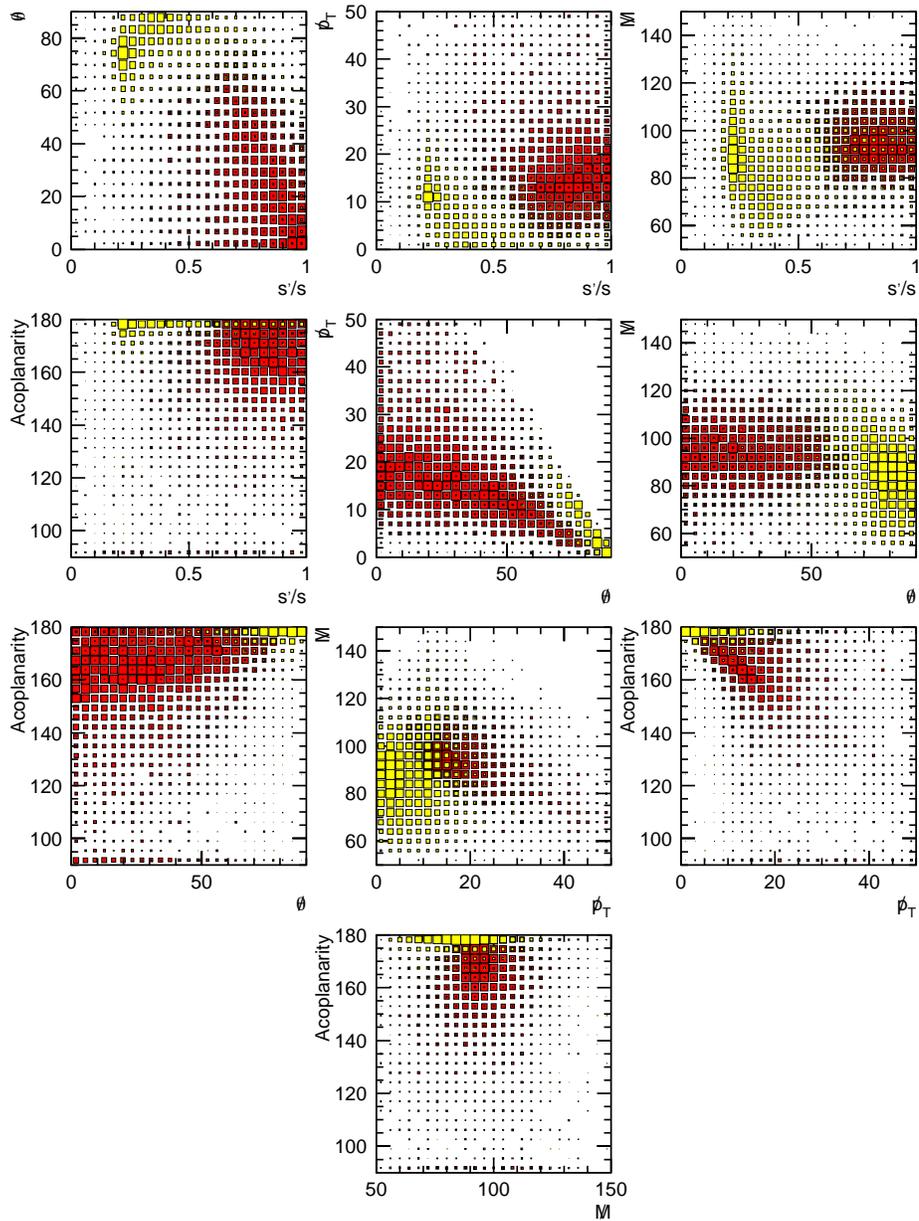


Figure VI.29: Distributions bi-dimensionnelles de toutes les combinaisons possibles de deux variables parmi les cinq variables cinématiques discriminantes : s'/s , θ , M , p_{\perp} et l'acoplanarité. Le signal est représenté par l'histogramme sombre et le fond $q\bar{q}(\gamma)$ par l'histogramme clair.

- la masse manquante M (Figure VI.12)
- l'impulsion transverse p_{\perp} (Figure VI.9)
- Le carré du rapport de la masse invariante des deux *jets* dans leur repère de repos sur l'énergie dans le centre de masse, reconstruit à partir de leurs angles polaires uniquement, en faisant l'hypothèse qu'un unique photon ISR est émis le long de l'axe du faisceau (s'/s) (Figure VI.28) [VI.3].

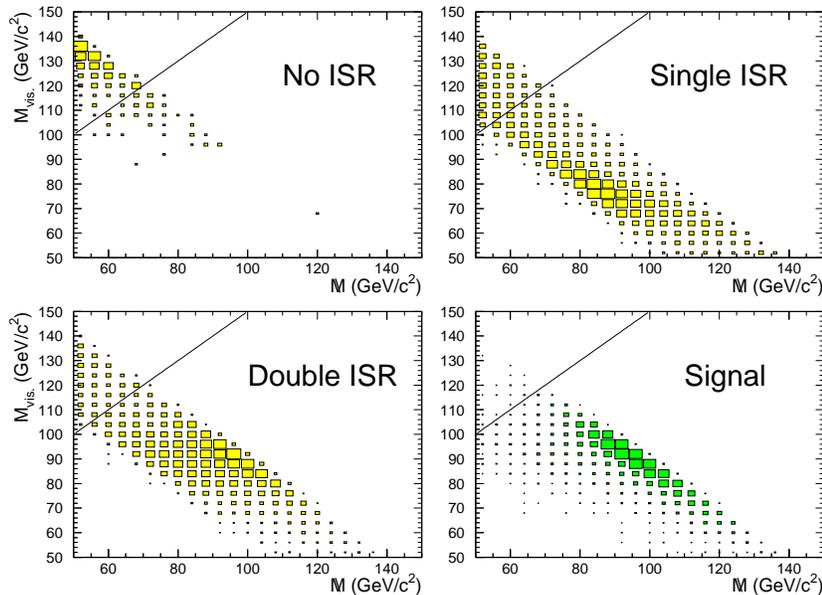


Figure VI.30: Distributions de la masse visible en fonction de la masse manquante pour les trois classes d'événements $q\bar{q}(\gamma)$ et pour le signal.

Dans la Figure VI.29 on montre les dix distributions bi-dimensionnelles illustrant les corrélations entre les cinq variables cinématiques décrites ci-dessus. Les corrélations non-triviales observées justifient largement l'approche préconisée par réseaux de neurones.

Comme on l'a vu, en principe ces cinq variables devraient suffire à distinguer un événement de signal du fond $q\bar{q}(\gamma)$. Néanmoins pour renforcer la rejection des événements simples ISR, la variable $E_{\theta > 30^\circ} / \sqrt{s}$ peut s'avérer utile notamment pour des événements où le photon ISR est détecté, ce qui peut changer la physionomie de l'événement. En outre, pour tenir compte des effets de détecteur (comme la mauvaise mesure de l'un des *jets*), ou d'une désintégration semi-leptonique, la variable $E_{S > 30^\circ}$ d'isolation dans le plan transverse est retenue pour faire partie des variables d'entrée du réseau de neurones.

VI.6. ANALYSE À RÉSEAUX DE NEURONES DÉDIÉS

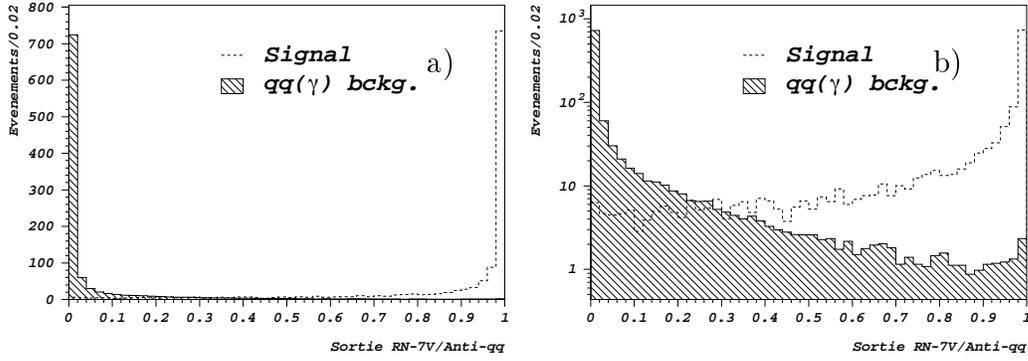


Figure VI.31: Distributions de la sortie du réseau de neurones à 7 variables pour signal et fond $q\bar{q}(\gamma)$.

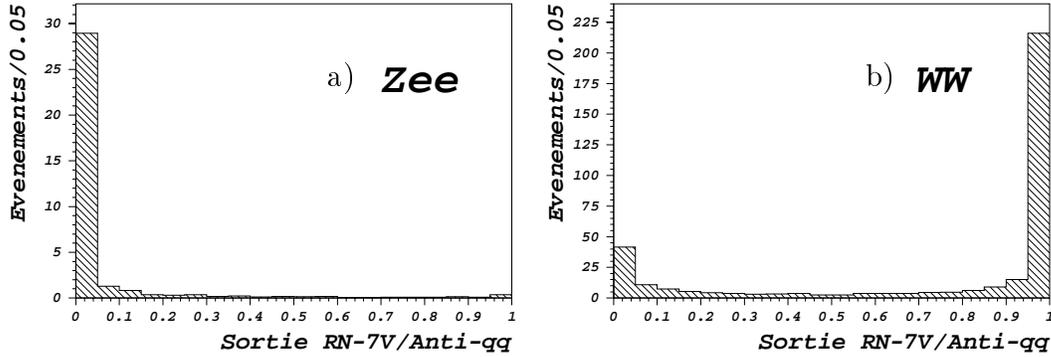


Figure VI.32: Distributions de la sortie du réseau de neurones à 7 variables pour le fond Zee (a) et fond WW (b).

En résumé 7 variables : M , Acoplanarité, p_{\perp} , s'/s , θ , $E_{S>30^{\circ}}$ et $E_{\theta>30^{\circ}}/\sqrt{s}$ ont été sélectionnées comme variables d'entrée d'un réseau de neurones à deux couches internes dont la structure est 7-5-3-2. L'entraînement de ce réseau se fait avec des échantillons indépendants de signal (pour une hypothèse de masse de 95 GeV uniquement) et de fond $q\bar{q}(\gamma)$.

Pour faciliter la phase d'entraînement du réseau de neurones, on rejette les événements non-radiatifs (ayant une masse manquante peu élevée) par une coupure corrélée suivante :

$$M > M_{vis} - 50 \text{ GeV}/c^2$$

L'effet de cette coupure est illustré en Figure VI.30.

Dans la Figure VI.31 on montre les distributions de sortie du réseau de neu-

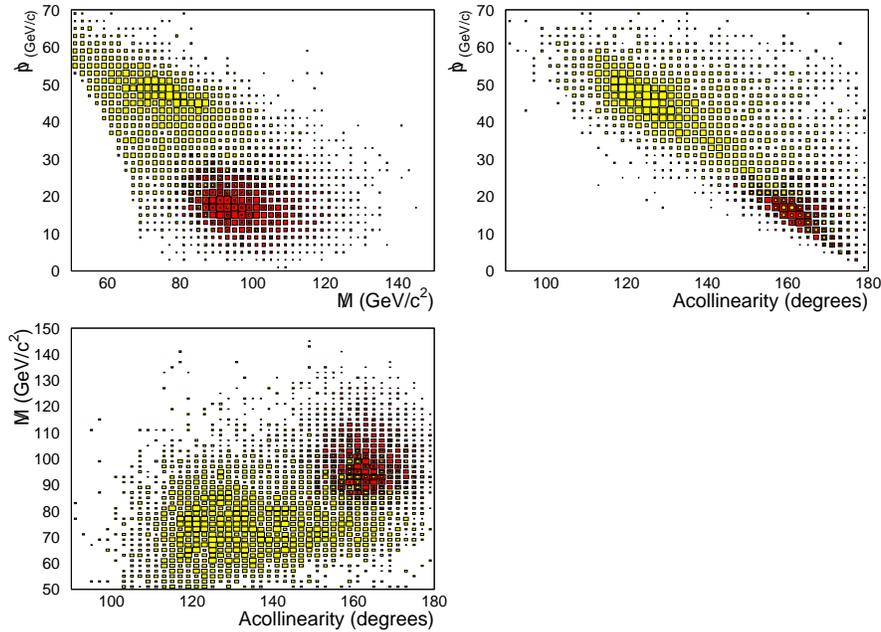


Figure VI.33: Distributions bi-dimensionnelles de toutes les combinaisons possibles de deux variables parmi les trois variables cinématiques discriminantes : M , p_T et l’acollinéarité. Le signal est représenté par l’histogramme sombre et le fond $q\bar{q}(\gamma)$ par l’histogramme clair.

ronnes à 7 variables que l’on note dorénavant $7V RN$ pour le signal et le fond $q\bar{q}(\gamma)$. On observe une bonne discrimination. Ce qui illustre bien le fait que le fond $q\bar{q}(\gamma)$ est cinématiquement réductible. La distribution de sortie du $7V RN$ pour des événements Zee (Figure VI.32-a) justifie que l’on ait rangé ce fond dans la classe “type $q\bar{q}(\gamma)$ ”. La distribution du $7V RN$ (Figure VI.32-b) pour les WW montre qu’une approche cinématique complètement différente est nécessaire pour réduire ce fond.

6.2 Réseau de neurones dédié au fond WW

Après avoir appliqué toutes les présélections, ainsi que la coupure contre les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ non radiatifs, le fond WW est réduit à $\sim 1.4 \text{ pb}^{-1}$, dominé à 77% par les états finals $\tau\nu q\bar{q}'$.

Les événements contenant un tau dans l’état final sont aisément identifiés si le tau est isolé et énergétique ou s’il se désintègre leptoniquement. A nouveau pour faciliter la phase d’entraînement, on rejette ces événements avec deux présélections supplémentaires :

- isolation du lepton le plus énergétique : $I_{lepton} > 5 \text{ GeV}$

- énergie du mini-jet le plus isolé : $E_{\tau} < 10$ GeV.

Ces coupures réduisent le fond WW par un facteur deux, alors que l'inefficacité relative introduite pour le signal est de 1.4%.

A ce niveau, le fond est dominé par les états finals semi-leptoniques où le lepton n'est pas isolé. Ce qui signifie qu'il est soit perdu dans le tube à vide, soit caché dans l'un des *jets*. On retrouve alors pour ce fond une simple topologie à deux *jets* semblable à celle du signal. Par rapport au cas de la rejection $q\bar{q}(\gamma)$, la direction du faisceau n'est plus privilégiée. Le nombre total de degrés de liberté indépendants est alors réduit à trois. Pour couvrir ces trois degrés de liberté on choisit les trois variables suivantes :

- la masse manquante (Figure VI.17- α)
- l'impulsion totale (Figure VI.17- β)
- l'acolinéarité (Figure VI.17- γ)

Dans la Figure VI.33 on montre les trois distributions bi-dimensionnelles illustrant les corrélations entre ces variables. Pour tenir compte de ces corrélations, on entraîne un réseau de neurones à trois entrées ayant comme structure 3-5-3-2. Ce RN dédié à la rejection du fond WW est entraîné sur un lot indépendant avec un signal à 95 GeV/ c^2 et le fond WW exclusivement. La sortie de ce réseau de neurones à 3 variables (que l'on note $3V RN$) pour le signal et pour le fond WW est présentée en Figure VI.34. Une bonne discrimination est observée, bien que jusqu'à présent seules des quantités cinématiques aient été prises en compte.

6.3 Réseau de neurones global

Une fois que toutes les préselections ont été appliquées, y compris les préselections "*anti-qq*" et "*anti-WW*", au total un fond de 927 événements est attendu pour une luminosité 175.5 pb⁻¹. Outre les contributions dominantes des $q\bar{q}(\gamma)$ et des WW avec respectivement 702 et 121 événements attendus, ce fond est constitué de 49 $We\nu$, 39 ZZ, 15 Zee et un $Z\nu\bar{\nu}$.

Les deux fonds dominants sont discriminés par les réseaux de neurones dédiés $7V RN$ et $3V RN$, leurs performances sont illustrées en Figure VI.35. Pour un fond irréductible, la courbe de performance attendue est une droite. La "*concavité*" des courbes de performance traduit qualitativement le pouvoir de discrimination. Les allures des deux courbes de la Figure VI.35 montrent d'une part le fort pouvoir de discrimination du $7V RN$ contre les $q\bar{q}(\gamma)$, et d'autre part le pouvoir assez faible de réduction du fond WW avec le $3V RN$ sur une base purement cinématique.

De la même façon que le réseau $7V RN$ discrimine bien le fond Zee (Figure VI.32), le réseau $3V RN$ montre une bonne discrimination du fond $We\nu$

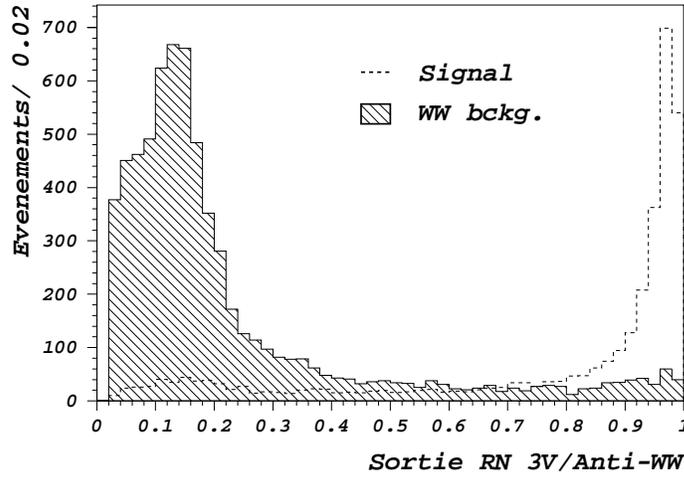


Figure VI.34: Distributions de la sortie du réseau de neurones à 3 variables pour signal et fond WW.

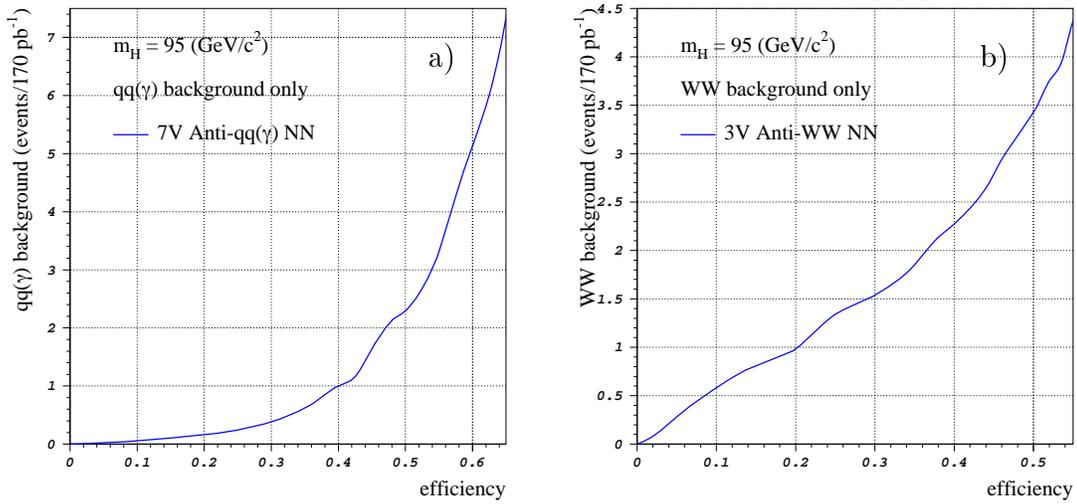


Figure VI.35: Courbes de performance du réseau des neurones dédiés à 7 (a) et 3 (b) variables en fonction des fonds $q\bar{q}(\gamma)$ et WW uniquement.

VI.6. ANALYSE À RÉSEAUX DE NEURONES DÉDIÉS

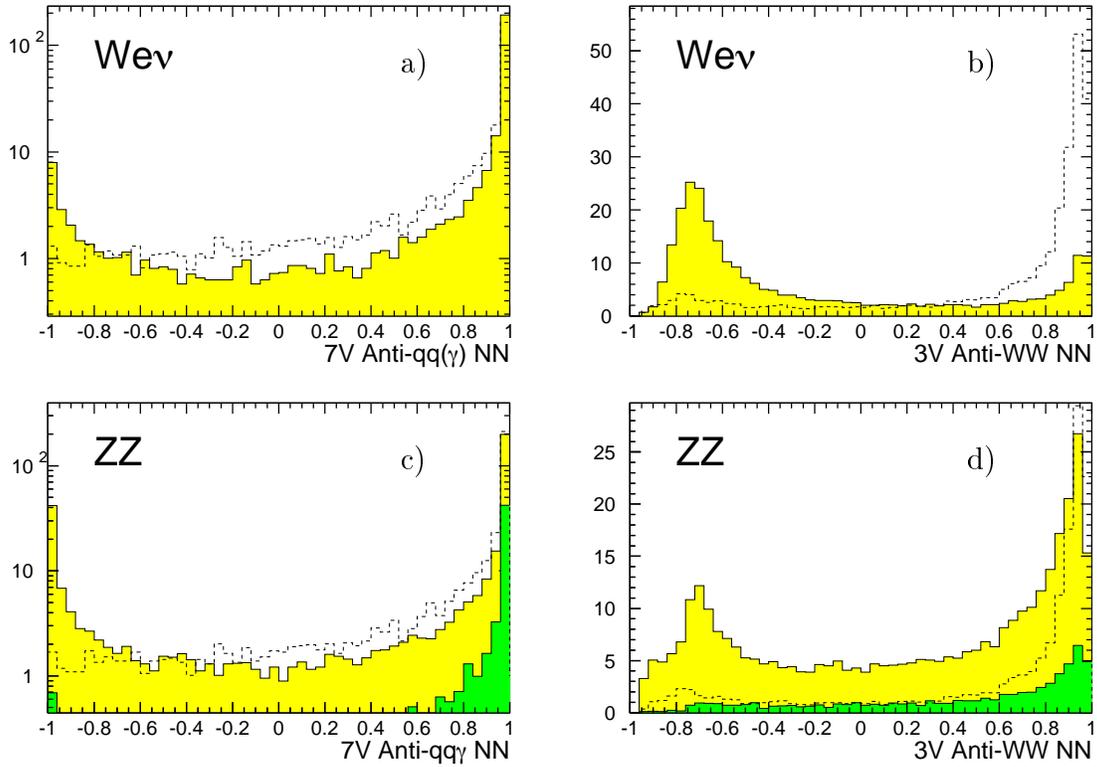


Figure VI.36: Distribution des sorties du $7V$ RN (a,c) et du $3V$ RN (b,d) pour le signal (pointillé), le fond $We\nu$ (a,b) et le fond ZZ (c,d). La contribution de la partie irréductible $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est aussi indiquée (foncé).

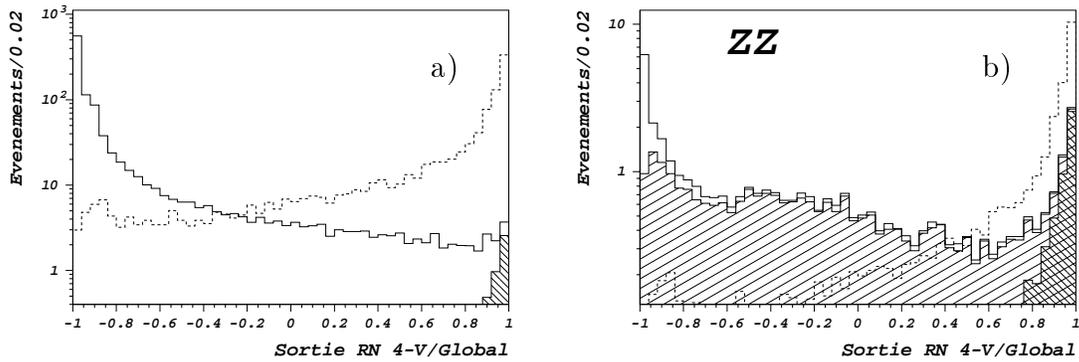


Figure VI.37: Distribution des sorties du $4V$ RN pour tous les fonds (a) et pour le fond ZZ uniquement (b) pour le signal (pointillé). La contribution du fond partiellement irréductible $ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ est indiquée (clair), ainsi que la contribution de la partie irréductible $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ (foncé).

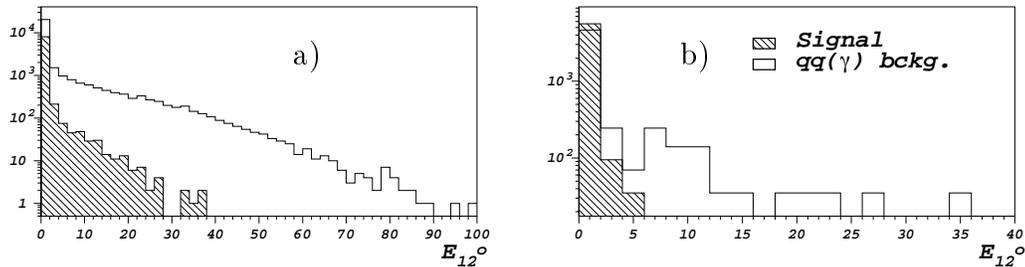


Figure VI.38: Distributions de l'énergie à bas angle (E_{12°) pour des événements de signal à 95 GeV et de fond $q\bar{q}(\gamma)$ avec les coupures de présélection uniquement (a) et avec une coupure en $4V RN$ à 50% d'efficacité (b).

(Figure VI.36-a,b). Le fond ZZ désormais constitué à 81% d'événements du type $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ difficilement distinguables du signal sur des critères cinématiques. Ce qui est illustré en Figure VI.36 (c,d). Le pic aux faibles valeurs de sortie du $7V RN$ est essentiellement dû aux événements ZZ où aucun des Z ne se désintègre en neutrinos.

Pour réduire davantage une majeure partie des fonds, on peut tirer profit de l'étiquetage de quarks b , décrit en 3.2. Pour prendre en compte à la fois la cinématique et le contenu en b du signal et des divers fonds, les sorties de tous les réseaux de neurones dédiés à chacune de ces caractéristiques ($7V RN$, $3V RN$, η_1 et η_2) sont combinées avec un dernier réseau de neurones ayant comme structure 4-5-3-2. Ce réseau est entraîné sur un lot indépendant de signal à 95 GeV/ c^2 et sur un mélange des différentes sources de fond, à l'exception du fond irréductible $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, au *pro rata* des sections efficaces après présélections. On utilise l'acronyme $4V RN$ pour désigner la sortie de ce réseau de neurones. Les distributions de sortie du $4V RN$ sont présentées dans la Figure VI.37.

6.4 Post-sélection sur l'énergie à bas angle

Comme c'est le cas pour les autres analyses, l'énergie à bas angle permet de réduire les fonds $q\bar{q}(\gamma)$ et $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. En effet, comme on peut le voir dans la Figure VI.38, la queue de la distribution de $q\bar{q}(\gamma)$ s'étend plus que celle de la distribution de signal. Et cela même après qu'une coupure correspondant à une efficacité de 50% soit appliquée sur la sortie du $4V RN$. Comme on l'a vu précédemment, cette variable est très sensible au fond dû au faisceau, c'est pourquoi elle est difficile à modéliser avant la prise de données, où ce fond peut être évalué *in situ*. Par conséquent, on a préféré ne pas insérer cette variable comme entrée d'un réseau de neurones et simplement y appliquer une coupure à la fin de l'analyse. Cette procédure permet une évaluation plus aisée des effets

systématiques associés à cette variable. La coupure préliminaire :

$$E_{12^\circ} < 1.5\% \sqrt{s}$$

est appliquée.

6.5 Performance

La performance de l'analyse est illustrée dans la Figure VI.40. La rejection des fonds principaux y est aussi montrée. L'analyse est optimisée avec la prescription choisie pour la soustraction totale du fond (*i.e.* optimiser en ne soustrayant que 80% des fonds réductibles). Les niveaux de confiance sont calculés avec une unique variable discriminante : la masse reconstruite (Figure VI.23). En ajustant les points par un polynôme pour éviter un biais possible dû à une fluctuation statistique. Le point de fonctionnement de l'analyse est trouvé à 40% d'efficacité.

En ce point, le fond attendu est de 5.5 ± 0.2 événements, constitué d'une majorité de fond irréductible ZZ (3.8 ± 0.1) (les erreurs citées à ce niveau sont de nature purement statistique). La seconde plus importante contribution provient du fond $q\bar{q}(\gamma)$ avec 1.1 ± 0.2 événements attendus dont l'essentiel (90%) est constitué de fond d'événements $b\bar{b}$ doublement radiatifs. Les fonds WW, $W\nu$ et $Z\nu\bar{\nu}$ restant sont à des niveaux équivalents à ~ 0.2 événements. Le fond Zee restant est négligeable.

L'évolution du pouvoir discriminant du $4V$ RN sur les différentes sources de fond en fonction de l'efficacité sur le signal, peut aussi être exprimé en termes de rareté R_{NN} sur la sortie du réseau de neurones :

$$R_{arity}^{NN}(k) = \int_0^{y_{NN}(k)} \rho_0(y_{NN}) dy_{NN}$$

où $y_{NN}(k)$ est la valeur de la sortie du réseau de neurones pour l'événement k et ρ_S est la densité de probabilité de y_{NN} pour le signal. La distribution de la rareté pour le signal est uniforme par définition. Les distributions des raretés pour les différents fonds et pour les données sont présentées dans la Figure VI.41 et VI.42.

Table VI.10: Résumé des résultats à 189 GeV pour l'analyse à réseaux de neurones dédiés exclusivement.

Efficacité (%)	Signal	Fond	Observés
40.0	2.8 (evts)	5.5 (evts)	9 (evts)

Les nombres d'événements de signal et de fonds attendus sont indiqués dans la table VI.10. Ces nombres sont donnés avec $E_{12^\circ} < 3.5\%$. Cette coupure

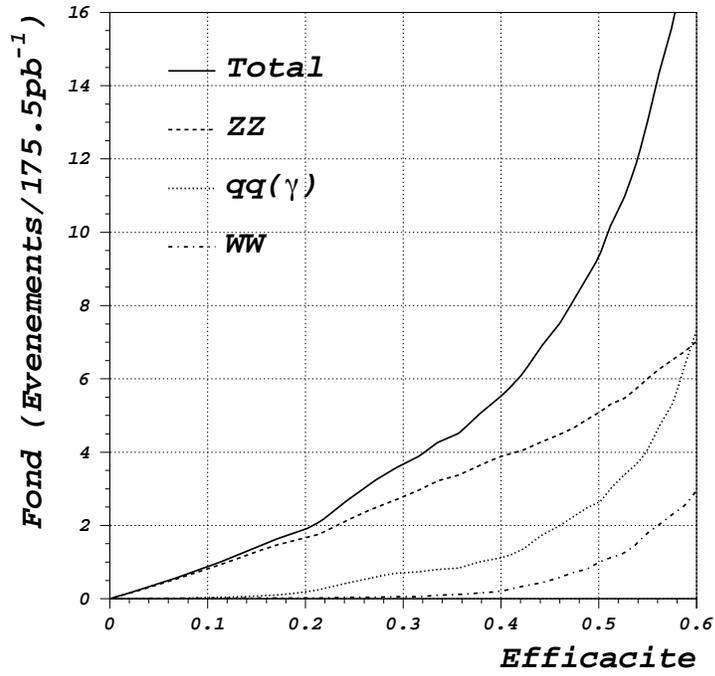


Figure VI.39: Courbes de performance pour la rejection du fond total et des principaux fonds (ZZ, $q\bar{q}(\gamma)$, WW).

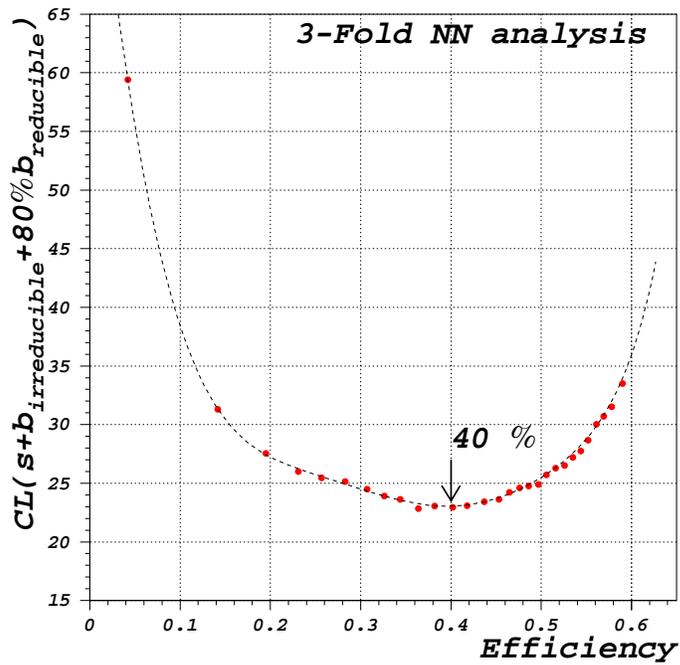


Figure VI.40: Courbe d'optimisation pour l'analyse $4V RN$.

VI.6. ANALYSE À RÉSEAUX DE NEURONES DÉDIÉS

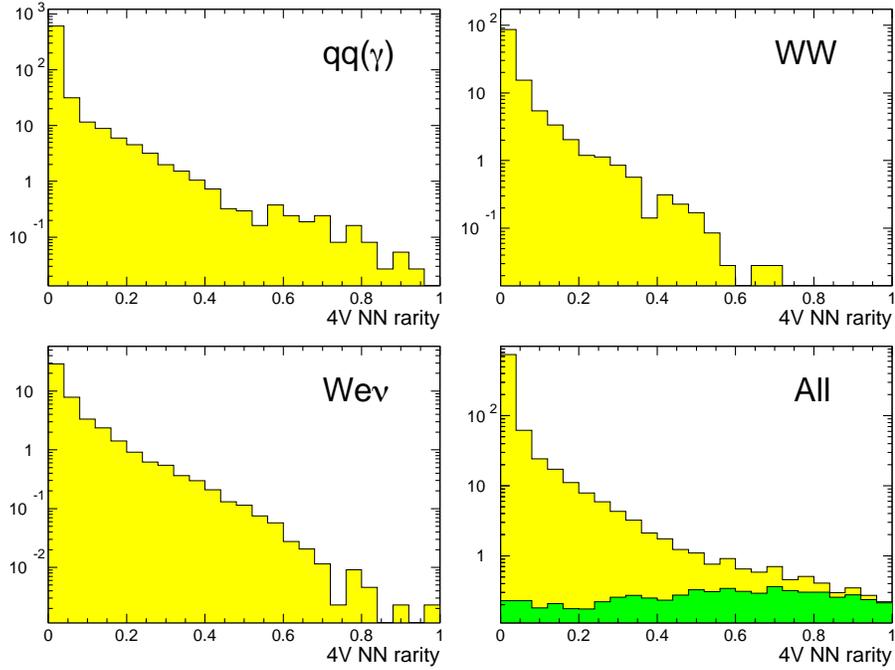


Figure VI.41: Distributions de la rareté de la sortie du $4V RN$ pour les différentes sources de fond. La contribution du fond irréductible $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est aussi représentée (foncé).

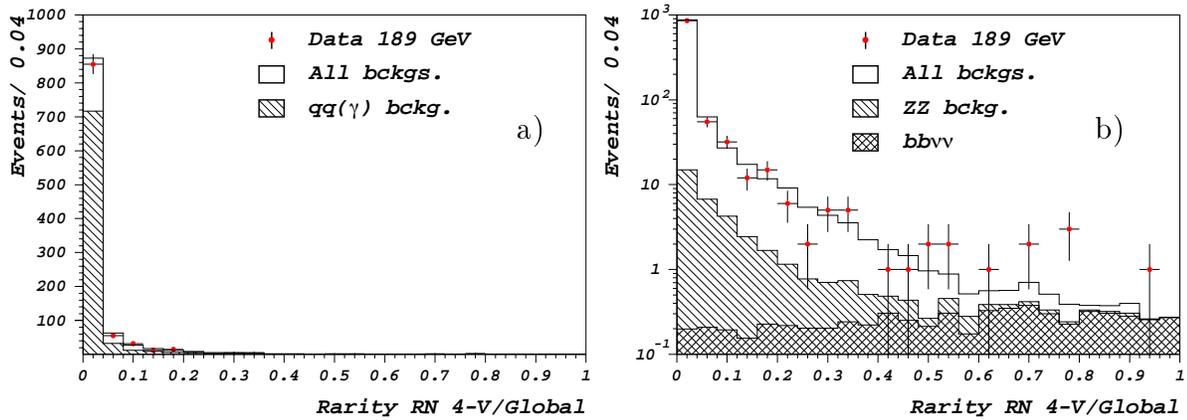


Figure VI.42: Distribution des raretés du $4V RN$. La distribution des événements de signal est uniforme par construction.

correspond à une optimisation tenant compte du fond de la machine, et sera justifiée en VII-1.5. Au total 9 candidats sont observés dans les données. La liste complète de ces événements est donnée dans la table VI.11.

Table VI.11: Liste des candidats sélectionnés par l'analyse par réseaux de neurones dédiés. On donne les caractéristiques principales de ces événements.

N° Run	N° Evt	$4V RN$	$7V RN$	$3V RN$	η_1	η_2	m_H GeV/ c^2
45752	7706	0.930	0.6842	0.55	0.9994	0.93	89.6
45837	9762 [‡]	0.980	0.9524	0.60	0.9995	0.99	88.1
46175	6770 ^{*‡}	0.978	0.9989	0.90	0.9573	0.79	94.3
46533	1868 [‡]	0.971	0.9995	0.70	0.9576	0.63	90.1
47057	9230 ^{*‡}	0.986	0.9996	0.79	0.9985	0.89	89.4
47088	9585 [‡]	0.958	0.9297	0.98	0.9700	0.36	96.1
47597	15104 ^{*‡}	0.972	0.9985	-0.03	0.9995	0.90	87.8
47786	7387 ^{*‡}	0.979	0.9990	0.76	0.9977	0.50	91.3
47804	10843 [*]	0.931	0.9997	0.35	0.9821	0.29	86.2

(* Événements en commun avec l'analyse à réseau de neurones simple/
[‡]Événements en commun avec l'analyse séquentielle)

Comme l'indique la Table VI.11, les 5 événements sélectionnés par l'analyse par réseau de neurones simple sont sélectionnés par l'analyse par réseaux de neurones dédiés. D'autre part 7 des 8 événements sélectionnés par l'analyse séquentielle le sont aussi par l'analyse par réseaux de neurones dédiés. Le candidat non commun à l'analyse séquentielle et aux analyses par réseaux de neurones est le suivant :

N° Run	N° Evt	$4V RN$	$7V RN$	$3V RN$	η_1	η_2	m_H GeV/ c^2
46251	12179	0.457	0.2374	0.46	0.9284	0.61	82.5

L'événement le plus solidement sélectionné par l'analyse à réseaux de neurones dédiés (47057/9230) est illustré en Figure VI.43. Etant donné sa masse reconstruite, sa valeur de sortie $7V RN$ et son acoplanarité de 154° cet événement provient vraisemblablement du processus $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$.

Parmi les événements sélectionnés le plus coplanaire (177°) est celui qui a la plus faible valeur de sortie de $7V RN$, donc est le plus compatible avec le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (45752/7706) et est illustré en Figure VI.44. Cet événement est fortement étiqueté b. Un agrandissement de la région du point d'interaction permet de visualiser les vertex secondaires caractéristiques de la désintégration de mesons B. En outre, cet événement est celui qui présente la plus grande impulsion longitudinale $|p_z|=21$ GeV/ c alors que ses *jets* sont bien contenus dans la région du BARREL. Vraisemblablement cet événement provient du processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$.

VI.6. ANALYSE À RÉSEAUX DE NEURONES DÉDIÉS

Run # 47057

Event # 9230

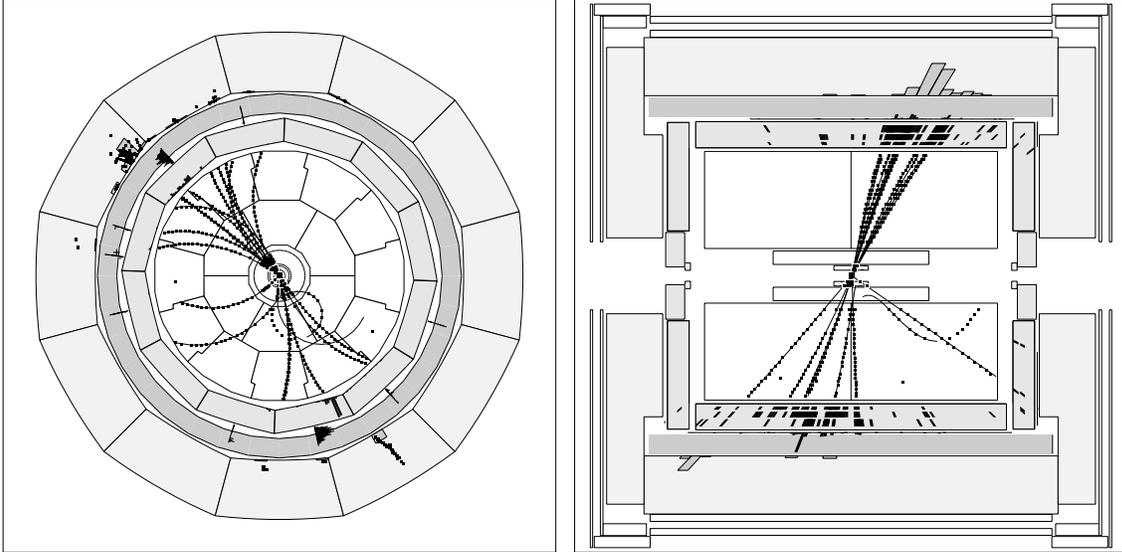


Figure VI.43: Visualisation de l'événement ayant la plus haute sortie de $4V RN$. Sa masse reconstruite est de $89.4 \text{ GeV}/c^2$ et il est "fortement étiqueté b", il est donc fortement compatible le fond irréductible $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$.

Run # 45752

Event # 7706

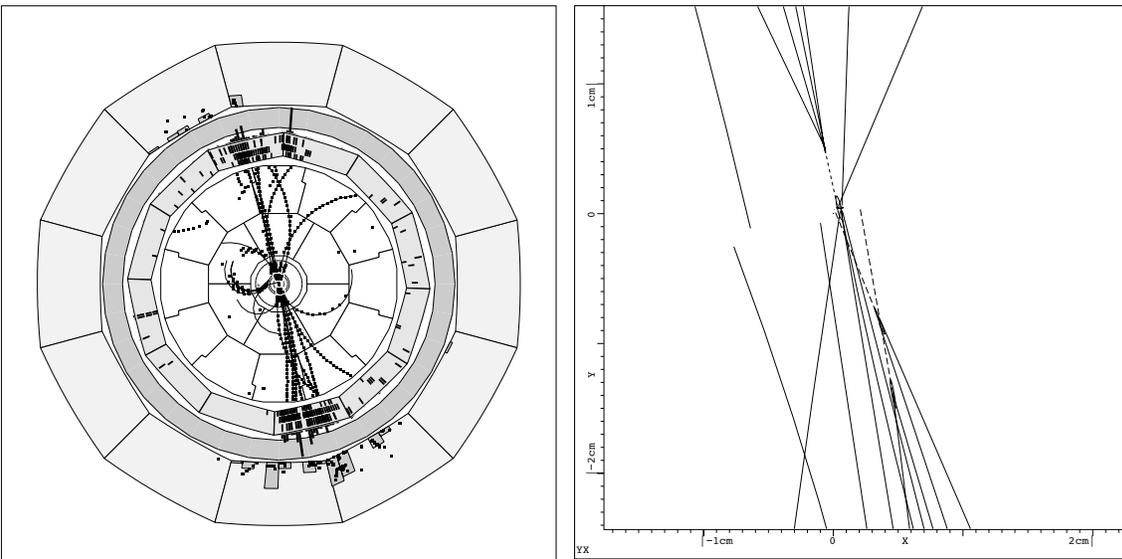


Figure VI.44: Visualisation de l'événement 7706 du Run 45752. Sa masse reconstruite est de $89.6 \text{ GeV}/c^2$ et il est "fortement étiqueté b". La reconstruction de ses vertex secondaires est aussi illustrée.

Chapitre VII

Études systématiques

Nous présentons l'étude des incertitudes et des corrections systématiques dans le cadre de l'analyse à réseaux de neurones dédiés à 189 GeV. Nous résumons les études systématiques menées de 161 à 183 GeV dans les sections VII.4 et VII.5.

VII.1 Systématiques liées au signal et aux fonds irréductibles

Pour étudier les incertitudes liées à la simulation de l'énergie et des angles des *jets* dans le détecteur, on utilise un échantillon de données prises à la résonance du Z . Les sources d'erreurs systématiques sont :

- La calibration en énergie
- L'inhomogénéité de la réponse du détecteur
- La résolution angulaire

En 1998, 3.1 pb^{-1} de données ont été enregistrées à une énergie dans le centre de masse de 91.2 GeV, ce qui correspond à un total d'environ 10^5 événements hadroniques. Une quantité équivalente (3.0 pb^{-1}) d'événements hadroniques a été simulée avec PYTHIA 04.

Pour évaluer les biais potentiels pour des événements qui sont soit de signal soit très ressemblant au signal (irréductibles), on utilise un échantillon de données qui est enrichi en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Cet échantillon est sélectionné par une simple coupure sur la probabilité combinée pour l'événement entier que ses traces proviennent du vertex primaire (IV.5). Les distributions de cette variable (\mathcal{P}_{evt}) pour la simulation et pour les données sont présentées Figure VII.1. On requière :

$$\mathcal{P}_{evt} < 10^{-3}$$

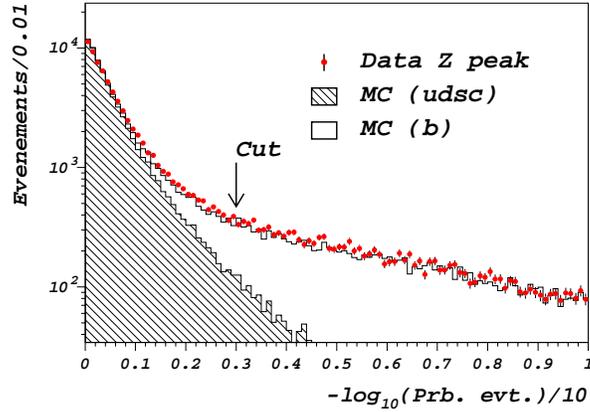


Figure VII.1: Distributions de la probabilité \mathcal{P} combinée pour la simulation et les données à la résonance du Z.

L'efficacité de sélection de cette coupure est de 67% pour une pureté de 89% (d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$). Au total 15017 événements sont observés dans les données. Cette observation est en bon accord avec les 15066 événements attendus dans la simulation. Une meilleure performance de sélection aurait pu être atteinte en utilisant les sorties du $6V RN btag$, mais son utilisation est évitée du fait que certaines variables d'entrée utilisées sont liées à la cinématique de l'événement.

1.1 Calibration et résolution en énergie

Les distributions d'énergie visible pour les données et la simulation sont illustrées dans la Figure VII.2. En échelle logarithmique (Figure VII.2-b) un excès est observé dans les hautes énergies visibles pour des valeurs voisines de 120 GeV. De même dans la distribution d'énergie à bas angle (E_{12°) (Figure VII.3-a) un excès est observé à une énergie d'environ 30 GeV.

L'hypothèse la plus probable pour l'interprétation de ces événements est qu'ils proviennent d'électrons d'empilement qui ne sont pas simulés. Même si le nombre de ces événements est très faible, une coupure en :

$$E_{12^\circ} < 20\% \sqrt{s}$$

permet d'éviter tout biais qu'ils seraient à même d'introduire. Une fois cette coupure appliquée, un bon accord est observé dans les queues des distributions d'énergie visible (Figure VII.3-b).

Dans la Figure VII.4 on montre les distributions d'énergie visible pour des événements de données et de simulation après coupure en \mathcal{P}_{evt} . Un décalage systématique est observé. Les événements de simulation déposent en moyenne

VII.1. SYSTÉMATIQUES LIÉES AU SIGNAL ET AUX FONDS IRRÉDUCTIBLES

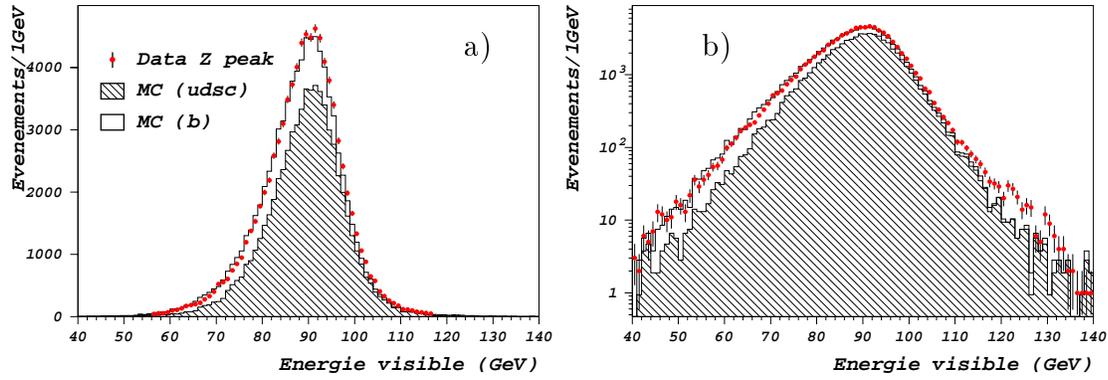


Figure VII.2: Distributions de l'énergie visible pour la simulation et les données prises à la résonance du Z en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

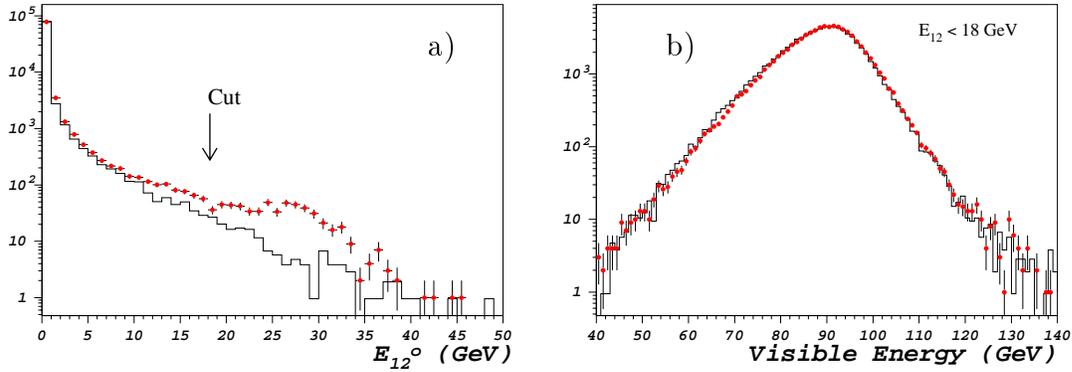


Figure VII.3: Distributions de E_{12° (a) et de l'énergie visible après la coupure $E_{12^\circ} < 20\% \sqrt{s}$ (b) pour la simulation et les données prises à la résonance du Z.

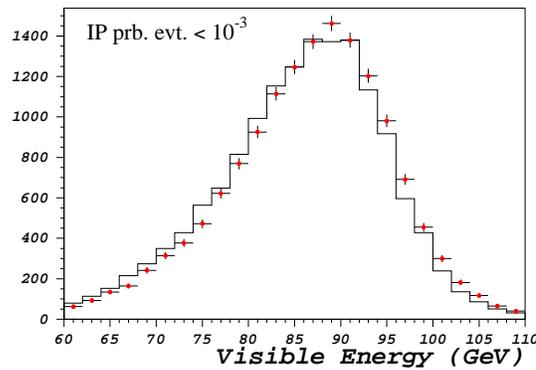


Figure VII.4: Distribution de l'énergie visible pour des événements sélectionnés par la coupure $\mathcal{P}_{evt} < 10^{-3}$.

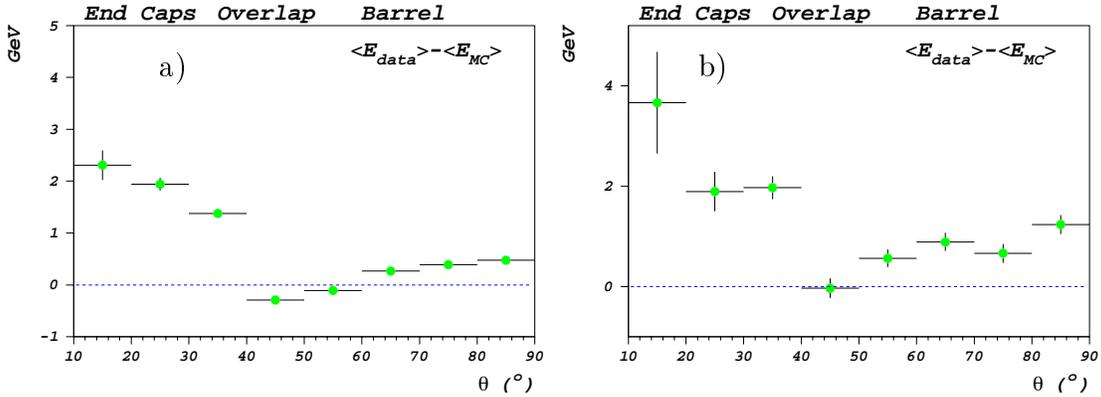


Figure VII.5: Différences de calibration entre données et Monte Carlo en fonction de l'angle polaire θ , pour sans (a) et avec (b) la coupure de sélection $\mathcal{P}_{evt} < 0.001$.

800 MeV d'énergie en moins que les données. Pour tenir compte de l'inhomogénéité de la réponse du détecteur en fonction de l'angle polaire, les événements sont séparés selon l'angle polaire θ de leur dépôt d'énergie. Les différences de calibration entre les données et le Monte Carlo en fonction de l'angle polaire sont indiquées dans la Figure VII.5 dans le cas de *jets* quelconques (a) et dans le cas de *jets* de passant la coupure $\mathcal{P}_{evt} < 10^{-3}$ (b). La granularité utilisée est de 10° en angle polaire. Dans tous les cas, on observe que la calibration de la simulation est moins bonne dans la région des ENDCAPS et l'OVERLAP¹ que dans le BARREL. Pour tenir compte des différences de calibration, selon le domaine angulaire où le jet a déposé son énergie, on sépare de façon approximative le détecteur en deux sous parties selon :

- ENDCAPS : $|\cos \theta| > 0.8$
- BARREL et OVERLAP : $|\cos \theta| < 0.8$

Pour ces deux domaines en angle polaire, les distributions en énergie visible sont illustrées en Figure VII.6. Les différences mesurées entre les distributions en énergie sont de 0.8% en calibration dans la région à grand angle (BARREL) et 2.2% dans la partie basse de l'acceptance (ENDCAPS). En ce qui concerne la résolution, les distributions dans la zone du BARREL sont en bon accord, alors que dans les ENDCAPS, une différence de résolution de 2.7% (correspondant à 300 MeV) est observée.

¹L'OVERLAP est la région du détecteur où les particules peuvent traverser à la fois le BARREL et les ENDCAPS.

Les corrections sont appliquées de la manière suivante :

$$\tilde{E}_{1,2} = (1 + c) \times (1 + G(\sigma))E_{1,2}$$

où $\tilde{E}_{1,2}$ est l'énergie corrigée du jet, c et σ sont les coefficients de calibration et de résolution dans les différents domaines d'acceptance du détecteur. G représente une variable aléatoire gaussienne de largeur σ . Ces corrections sont aussi appliquées aux masses et impulsions des *jets* en conservant les vitesses $\beta = p/E$. En appliquant ces corrections on trouve un bon accord entre données et Monte Carlo. Cette amélioration est illustrée en Figure VII.7.

1.2 Résolution angulaire

Pour évaluer la qualité de la résolution angulaire simulée, on se base sur les différences entre les directions polaires et azimutales des hémisphères :

$$\Delta\theta = \pi - (\theta_1 + \theta_2)$$

$$\Delta\phi = \pi - |\phi_1 - \phi_2|$$

Les distributions de ces différences sont présentées dans la Figure VII.8 pour tous les événements hadroniques pris à la résonance du Z . Un accord raisonnable est observé à la fois dans le corps et dans les queues des distributions. La Figure VII.9 illustre les distributions des événements sélectionnés par la coupure sur \mathcal{P}_{evt} . On observe un faible effet systématique de résolution, à la fois dans le cas de la résolution en angle polaire et dans le cas de la résolution en angle azimutal. La résolution est systématiquement sous-estimée dans la simulation. Étant donné que l'effet est petit, on ne tiendra pas compte de sa dépendance angulaire.

Pour évaluer la valeur de la correction en résolution, on applique itérativement une correction angulaire gaussienne et on évalue le χ^2 associé. La correction systématique est donnée par minimisation du χ^2 . Le "*smearing*" (lissage) des angles est fait directement sur les angles polaires et azimutaux de chaque hémisphère de la façon suivante :

$$\Delta\phi_{1,2} = \frac{G(\sigma_\phi)}{\sin\theta}$$

$$\Delta\theta_{1,2} = G(\sigma_\theta)$$

où $G(\sigma)$ est une variable aléatoire gaussienne de largeur σ .

La Figure VII.10 représente les courbes de χ^2 en fonction des corrections. Au minimum on obtient des valeurs des corrections compatibles entre elles :

$$\sigma_\phi = \sigma_\theta = 0.3^\circ$$

La Figure VII.11 représente les distributions des différences angulaires après corrections. Un meilleur accord est observé. Pour mettre la procédure à l'épreuve,

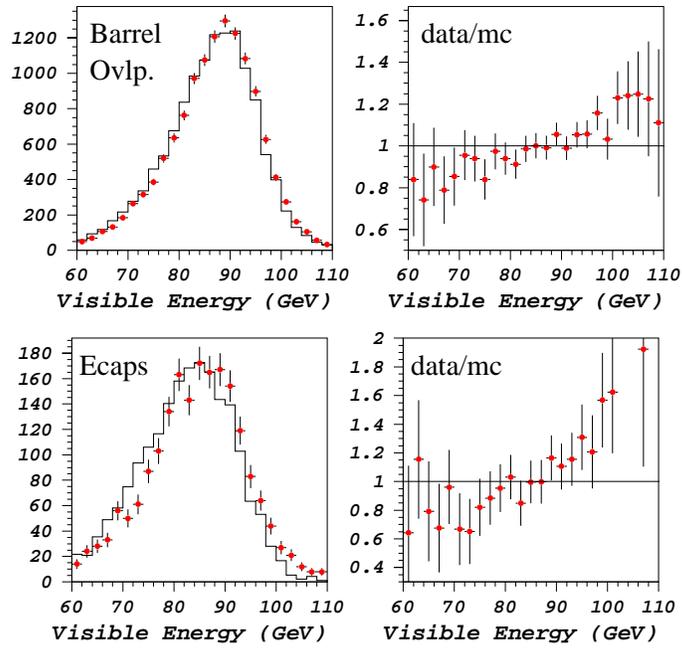


Figure VII.6: Distributions d'énergie visible pour différents domaines de l'acceptance du détecteur pour les données et la simulation (a) et leur rapport (b).

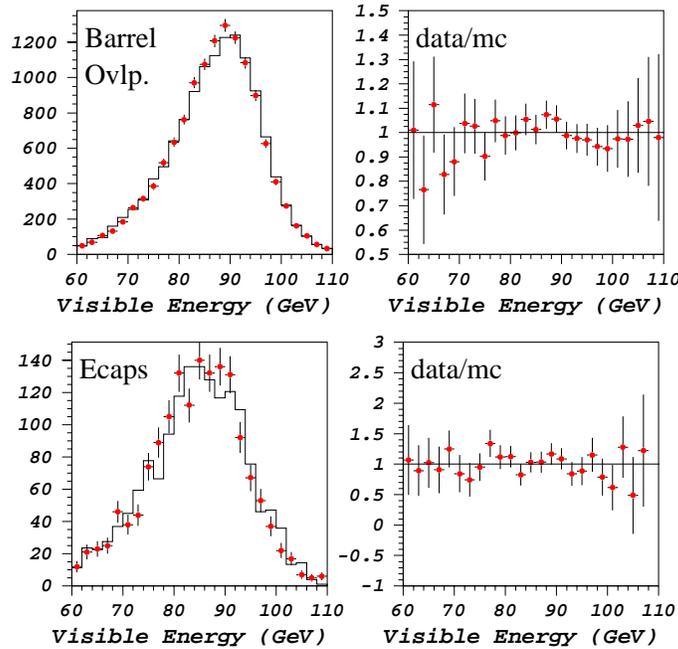


Figure VII.7: Distributions d'énergie visible pour différents domaines de l'acceptance du détecteur pour les données et la simulation (a) avec corrections et leur rapport (b).

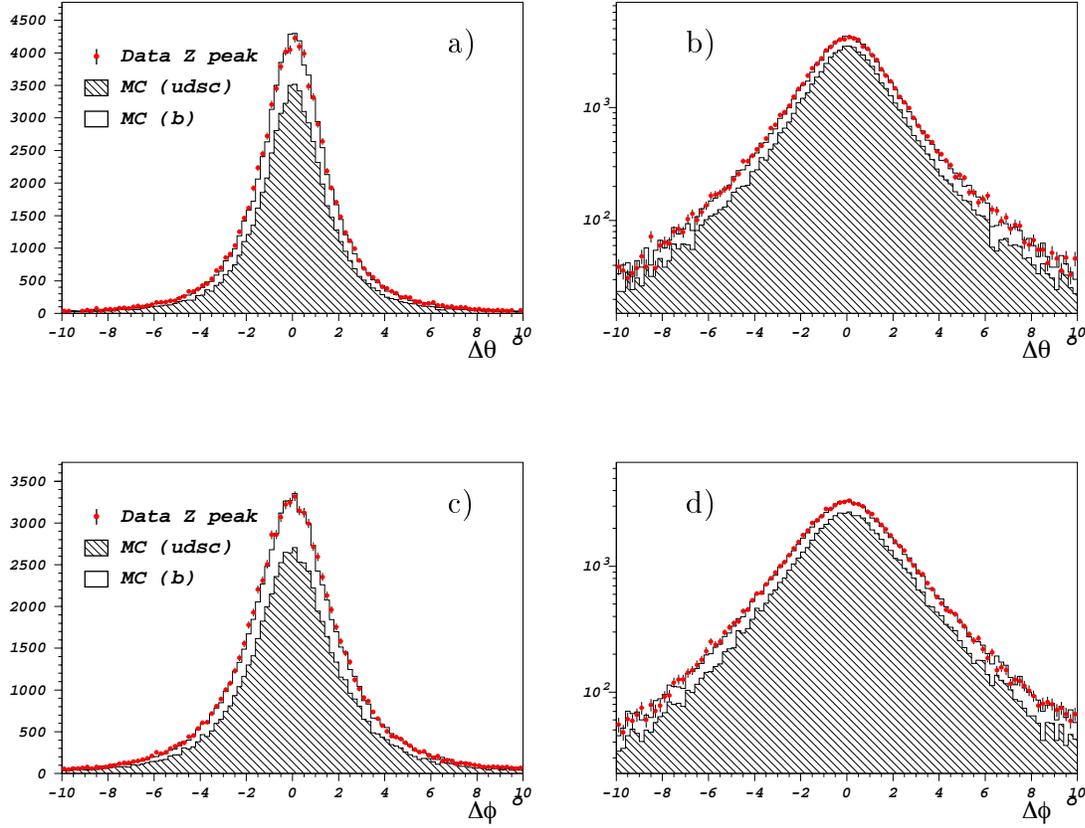


Figure VII.8: Distributions des différences angulaires polaires (a,b) et azimutales (c,d) entre les deux hémisphères.

on compare les distributions en acolinéarité, qui est une combinaison des angles polaires et azimutaux des hémisphères, entre données et simulation avant et après corrections (Figure VII.12) :

$$\text{acolinéarité} = \text{acos}(\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\Delta\phi) + \cos \theta_1 \cos \theta_2)$$

L'application des corrections fait diminuer d'un facteur ~ 3 le χ^2 par degrés de liberté pour l'acolinéarité.

1.3 Systématiques liées à l'étiquetage des b

Pour évaluer les biais pouvant intervenir dans la simulation des variables d'étiquetage des *jets* de b, on applique une méthode semblable à celle utilisée pour la mesure de R_b [VII.1]. La première étape est d'évaluer à la résonance du Z, la

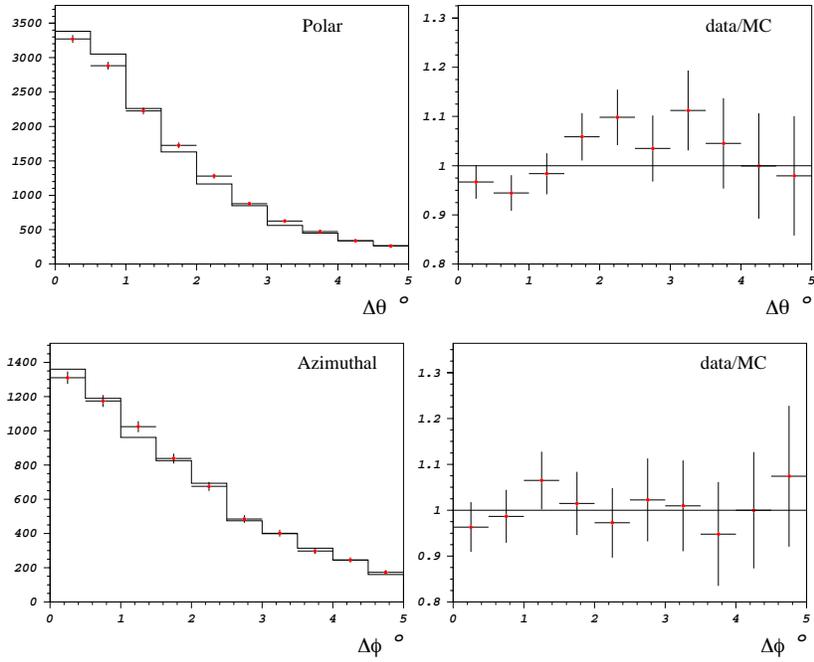


Figure VII.9: Distributions des différences angulaires polaires et azimutales pour les données, le Monte Carlo et leurs rapports ($\mathcal{P}_{evt} < 10^{-3}$).

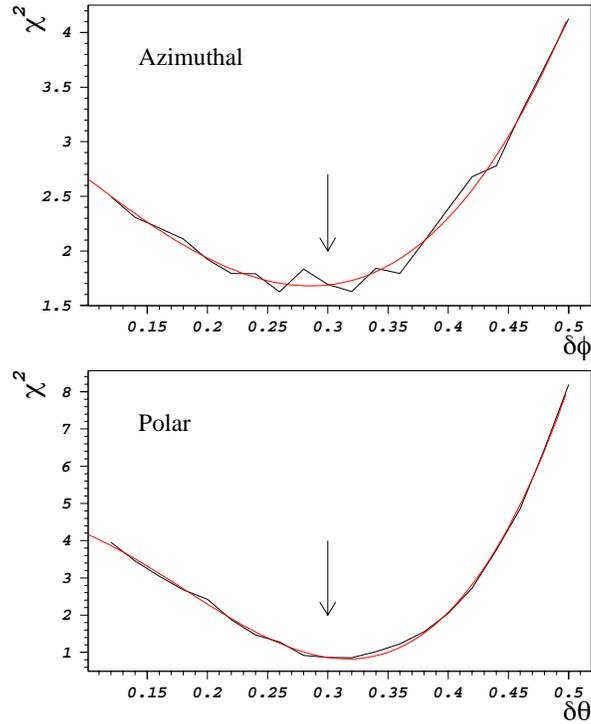


Figure VII.10: Minimisation du χ^2 pour les corrections des résolutions angulaires polaires et azimutales ($\mathcal{P}_{evt} < 10^{-3}$).

VII.1. SYSTÉMATIQUES LIÉES AU SIGNAL ET AUX FONDS IRRÉDUCTIBLES

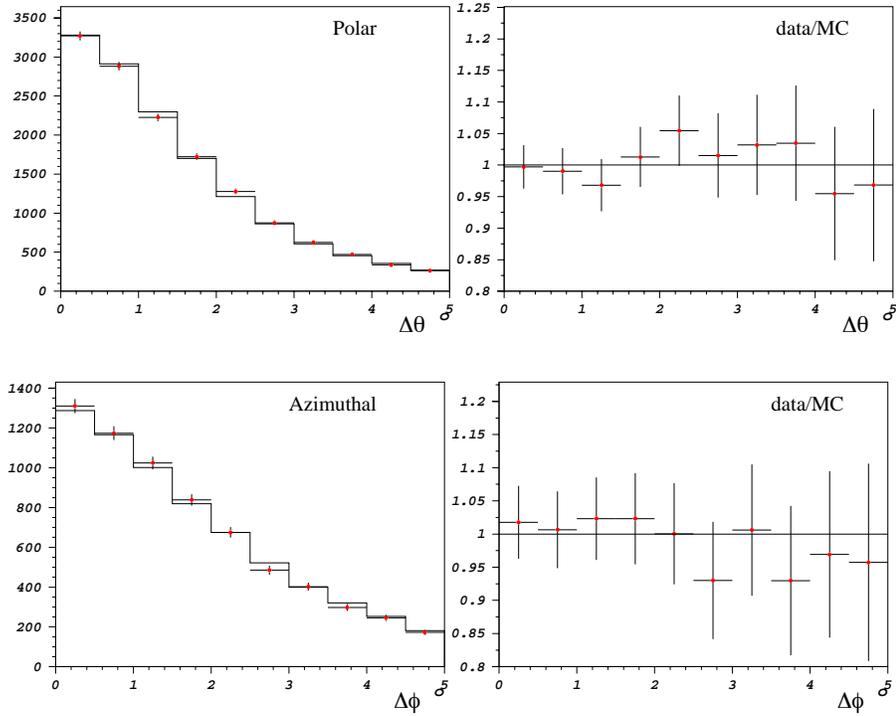


Figure VII.11: Distributions des différences angulaires polaires et azimutales pour les données, le Monte Carlo et leurs rapports ($\mathcal{P}_{evt} < 10^{-3}$).

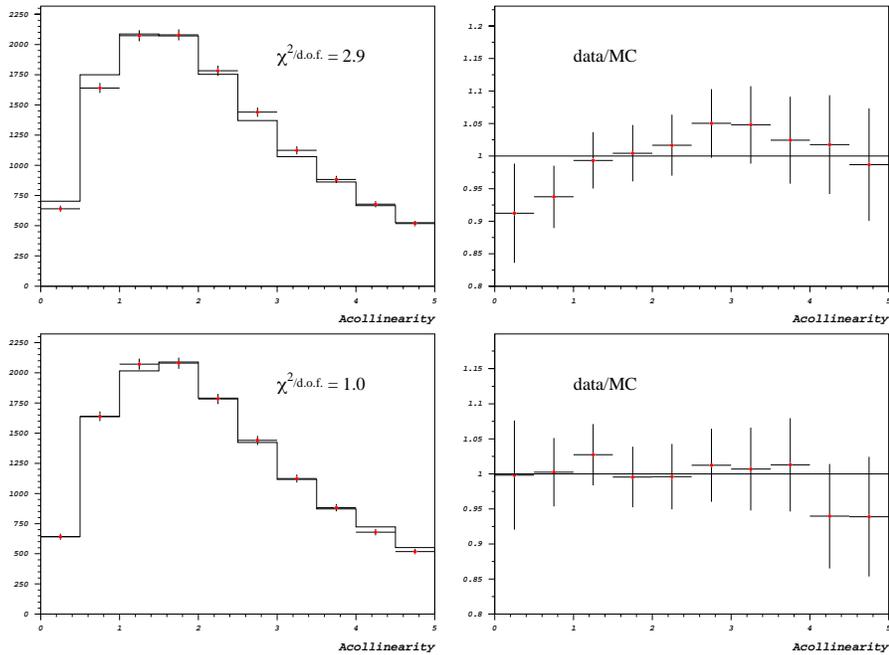


Figure VII.12: Distributions de l'acollinéarité pour données et simulation avec (bas) et sans (haut) les corrections angulaires. Les rapports données/Monte Carlo sont aussi illustrés ($\mathcal{P}_{evt} < 10^{-3}$).

fraction de *jets* étiquetés b ($f_s(\eta)$) et la fraction d'événements dont les deux *jets* sont étiquetés ($f_d(\eta)$) en fonction du $\theta V RN btag$ ². La fraction de *jets* simplement étiquetés peut s'exprimer en fonction de l'efficacité d'étiquetage pour des *jets* de b (ε_b), l'efficacité pour des *jets* non-b (ε_{udsc}) et R_b :

$$f_s = R_b \varepsilon_b + (1 - R_b) \varepsilon_{udsc} \quad (\text{VII.1})$$

De même la fraction d'événements doublement étiquetés peut s'exprimer sous la forme :

$$f_d = R_b \varepsilon_b^2 (1 - \rho_b) + (1 - R_b) (1 - \rho_{udsc}) \varepsilon_{udsc}^2 \quad (\text{VII.2})$$

où ρ_b et ρ_{udsc} sont des coefficients permettant de tenir compte des corrélations dans l'efficacité d'étiquetage de deux *jets* de quarks *b* et de quarks *udsc* respectivement. Les distributions des fractions f_s et f_d sont calculées à partir des sorties de réseau de neurones $\theta V RN btag$ pour les deux *jets* les mieux étiquetés et sont présentées dans la Figure VII.13 en fonction de la coupure en réseau de neurones $\theta V RN btag$.

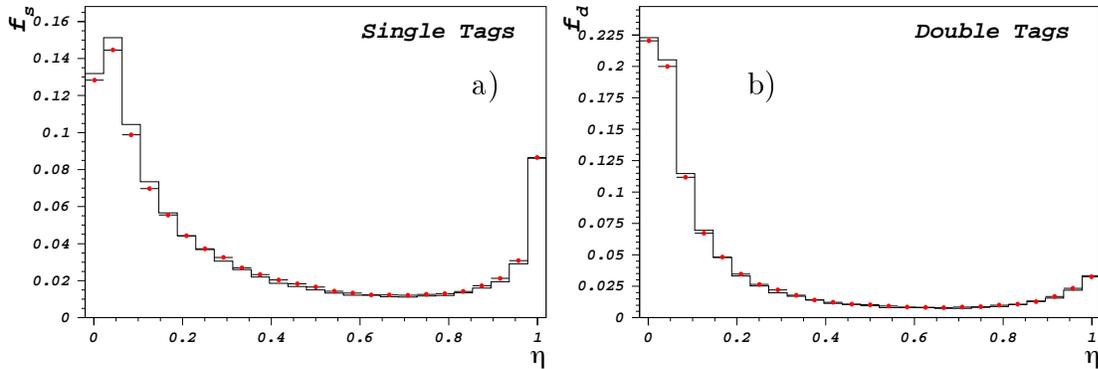


Figure VII.13: Fractions de *jets* étiquetés (a) et fraction d'événements doublement étiquetés (b) pour les données (points) et le Monte Carlo.

Dans le cas de la mesure de R_b , on résout ces équations pour déterminer la valeur de R_b et de ε_b , en déterminant les valeurs des autres efficacités et des corrélations dans les efficacités à partir du Monte Carlo. Dans notre cas, ce qui nous intéresse est de pouvoir évaluer les biais systématiques potentiels dans les efficacités d'étiquetage. C'est pourquoi on prend la valeur de R_b du Modèle Standard, les coefficients de corrélation, comme pour la mesure de R_b , sont tirés

²Plus précisément f_d est la fraction d'événements dont les deux *jets* les mieux étiquetés sont étiquetés b.

de la simulation, et on résout les équations (VII.1) et (VII.2) pour avoir les efficacités en fonction de f_s et f_d . Si on ne tient pas compte des corrélations on obtient :

$$\varepsilon_b = f_s + \sqrt{\frac{1 - R_b}{R_b}(f_d - f_s^2)} \quad (\text{VII.3})$$

$$\varepsilon_{udsc} = f_s - \sqrt{\frac{R_b}{1 - R_b}(f_d - f_s^2)} \quad (\text{VII.4})$$

Les efficacités ainsi calculées sont présentées en Figure VII.14 en fonction de la coupure en sortie de réseau de neurones $\delta V RN btag$. Les efficacités pour des événements du type (b) sont bien simulées. Pour des événements du type (udsc), un léger désaccord est observé dans le domaine des faibles valeurs de sortie de $\delta V RN btag$.

Le calcul des efficacités en tenant compte des corrélations donne les efficacités :

$$\varepsilon_b = \frac{f_s + f_s^2 - \frac{R(\rho_{udsc} - \rho_b) + (1 + \rho_b)}{R(1 + \rho_{udsc})}(f_s^2 - \frac{1 - R}{1 + \rho_{udsc}}f_d)}{R(\rho_{udsc} - \rho_b) + 1 + \rho_b}(1 + \rho_{udsc})$$

$$\varepsilon_{udsc} = \frac{f_s - R\varepsilon}{1 - R}$$

En faisant l'hypothèse que $\rho_{udsc} \approx \rho_b \equiv \rho$, les expressions de ε_b et de ε_{udsc} ci-dessus se simplifient en une forme proche de celle de (VII.3) et (VII.4) :

$$\varepsilon_b = f_s + \sqrt{\frac{1 - R}{R}\left(\frac{f_d}{1 + \rho} - f_s^2\right)} \quad (\text{VII.5})$$

$$\varepsilon_{udsc} = f_s - \sqrt{\frac{R}{1 - R}\left(\frac{f_d}{1 + \rho} - f_s^2\right)} \quad (\text{VII.6})$$

Les valeurs des corrélations sont typiquement de $\sim 10\%$ et leur impact sur le résultat est très faible. Elle peuvent donc être négligées.

Pour évaluer le biais qui peut potentiellement être introduit par l'utilisation du réseau de neurones $\delta V RN btag$ pour l'étiquetage de b, on applique une procédure de repondération des événements selon la saveur des *jets* dont ils sont formés, basée sur les efficacités d'étiquetage. Les poids w_b pour des *jets* de b et w_{udsc} pour des *jets* non-b, s'expriment de la manière suivante :

$$w_b = \frac{(\varepsilon_b)_{data}}{(\varepsilon_b)_{MC}} \quad \text{et} \quad w_{udsc} = \frac{(\varepsilon_{udsc})_{data}}{(\varepsilon_{udsc})_{MC}}$$

Les différences en efficacité ou sur les fonds évaluées à partir de la repondération seront prises en compte comme erreurs systématiques. Typiquement l'incertitude sur l'efficacité de sélection du signal est de $\sim 2.5\%$.

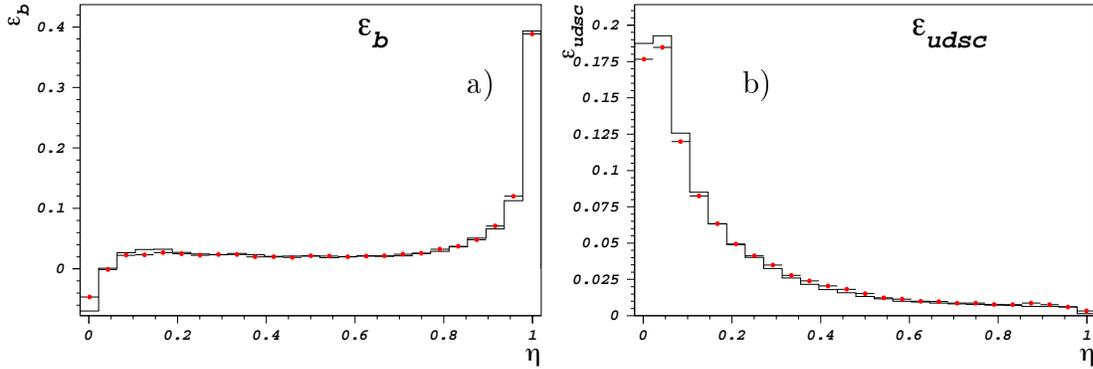


Figure VII.14: Efficacité d'étiquetage pour des *jets* de b (a) et des *jets* non- b (b) pour les données (points) et le Monte Carlo.

Une autre approche, moins élégante, de l'évaluation des systématiques liées à l'étiquetage des quarks b , et celle qui a été utilisée à 183 GeV, est de faire varier les valeurs centrales des distributions des paramètres de simulation de l'hadronisation de quarks b selon les valeurs mesurées [VII.8] (par repondération) :

- la durée de vie de hadrons beaux;
- le paramètre de fragmentation de Peterson [VII.7];
- la multiplicité des *jets*;

et d'évaluer l'incertitude liée à la reconstruction des traces chargées, en faisant varier les paramètres de calibration de la fonction de résolution de l'algorithme d'étiquetage des quarks b basé sur les paramètres d'impact.

1.4 Systématiques liées aux variables de rejection de $\tau\nu q \bar{q}'$

Pour évaluer les systématiques liées aux variables de rejection des événements $\tau\nu q \bar{q}'$, qui sont dans la présélection pour l'analyse à réseaux de neurones dédiés et comme entrée pour l'analyse à réseau de neurones simple, on se place encore dans le cadre des données à la résonance du Z . Les distributions des variables E_τ et I_{lepton} sont présentées en Figure VII.15.

La procédure appliquée pour l'analyse à neurones dédiés est simplement d'évaluer la différence relative des inefficacités entraînées par les coupures sur ces variables. Les inefficacités sont :

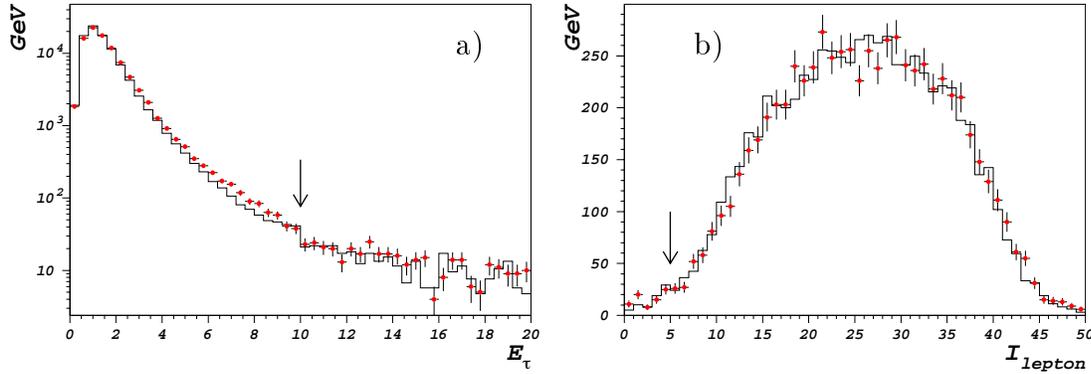


Figure VII.15: Distributions des variables E_τ (a) et I_{lepton} (b) pour les données (points) et le Monte Carlo.

variable	I_{lepton}	E_τ
données	0.5%	1.3%
Monte Carlo	0.3%	1.2%

Typiquement l'incertitude sur l'inefficacité due au coupures sur les variables de rejection de WW est de 0.1%.

Pour l'analyse à réseau de neurones simple, une procédure de repondération simple est appliquée.

1.5 Bruit de fond de la machine

Pour tenir compte du bruit de fond provenant des faisceaux (débris d'interactions des faisceaux avec le gaz résiduel), des déclenchements à taux constant sont pris aléatoirement à des croisements de faisceaux, de telle sorte que l'on puisse mesurer le fond en l'absence d'événements réellement déclenchés. Ce type de fond intervenant typiquement à bas angle, la seule variable concernée au premier ordre est l'énergie au dessous de 12° . Les effets d'ordre supérieur, comme l'influence sur les variables cinématiques globales, seront négligés.

La distribution de l'énergie à bas angle pour les événements à déclenchement aléatoire est illustrée dans la Figure VII.16-a. L'accumulation à une énergie de ~ 60 GeV est typique de dépôts d'énergie d'électrons ayant perdu une partie de leur impulsion (*“off momentum”*). Pour simuler les effets du fond machine, on tire selon un ajustement analytique de cette distribution une quantité d'énergie qui est additionnée à l'énergie à bas angle des événements Monte Carlo.

Une fois cet effet pris en considération, on réoptimise la coupure en E_{12° . L'optimisation est faite en suivant la prescription élaborée pour tenir compte

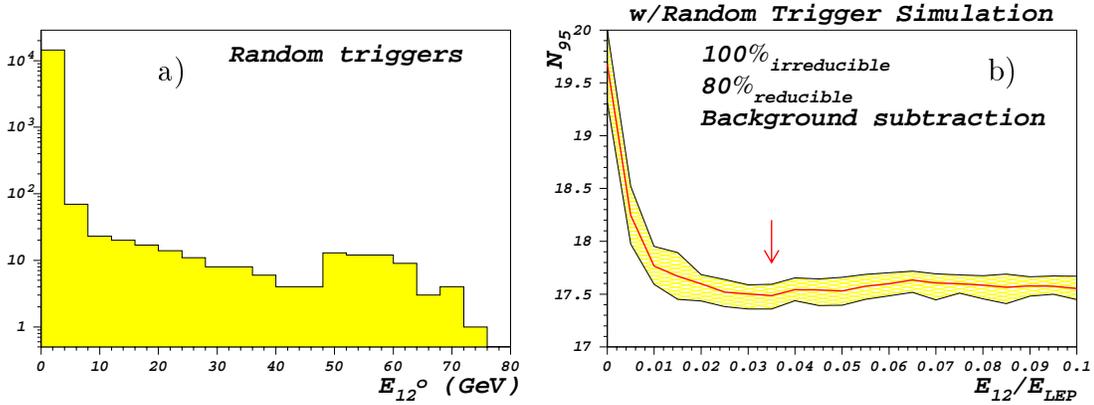


Figure VII.16: Distribution de l'énergie à bas angle E_{12° pour des événements "déclenchement aléatoire" (a) et courbe d'optimisation de la coupure en E_{12° en tenant compte du fond dû à la machine (b).

des systématiques, qui est de ne soustraire que 80% des fonds réductibles. En outre pour tenir compte des fluctuations statistiques possibles dues au nombre de tirages limité pour des événements de signal passant toutes les coupures (autres que $E_{12^\circ} < 1.5\% \sqrt{s}$ *i.e.* ~ 4000 événements), on itère ($\times 20$) la procédure d'addition aléatoire d'énergie à bas angle et on prend la valeur moyenne. Le nombre d'itérations étant assez important, on optimise par comptage d'événements avec l'estimateur \overline{N}_{95} , ce qui réduit considérablement le temps de calcul. La courbe d'optimisation est illustrée en Figure VII.16-b, où le domaine de variation de \overline{N}_{95} selon les tirages y est aussi indiqué. La coupure optimale tenant compte du fond machine est désormais :

$$E_{12^\circ} < 3.5\% \sqrt{s}$$

1.6 Résumé des incertitudes et des corrections

L'effet des corrections cinématiques sur l'énergie et la direction des *jets* est illustré en Figure VII.17-a,b. Il résulte en une inefficacité relative de l'ordre de $\sim 1.5\%$ à $\sim 40\%$ d'efficacité. Cette même inefficacité doit aussi être appliquée aux événements de fond irréductibles. L'évolution de la variation d'efficacité en fonction de l'efficacité est représentée dans la Figure VII.17-c. La taille des fluctuations donne un ordre de grandeur de l'incertitude statistique liée aux corrections.

En tenant compte à la fois des corrections cinématiques, du réajustement de l'énergie à bas angle et de l'inefficacité relative due aux coupures de présélections contre les événements WW, l'inefficacité relative sur le signal et sur les fonds irréductibles est de 1.9%. Pour l'analyse par réseau de neurones simple, l'application de toutes les corrections entraîne une inefficacité de $\sim 4\%$ pour une effi-

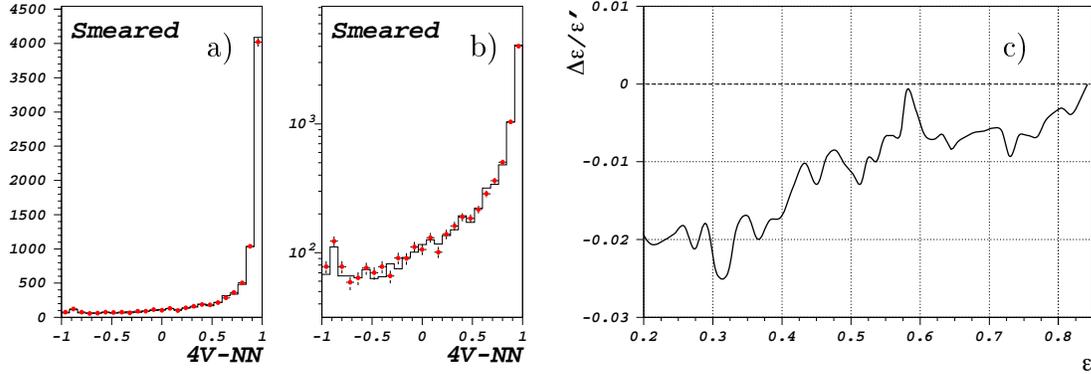


Figure VII.17: Distributions du $4V RN$ pour des événements de signal à $95 \text{ GeV}/c^2$ avec (points et barres d'erreur) et sans corrections (histogramme) (a) et (b). Variation relative de l'efficacité due aux corrections cinématiques de *jets* en fonction de l'efficacité (c).

efficacité de 34%. Cette valeur est notablement plus importante que celle obtenue pour l'analyse par réseaux de neurones dédiés. Ceci n'est pas surprenant sachant que les variables E_τ et E_{12° sont des entrées du réseau (notamment pour E_τ la procédure de repondération est appliquée).

Par application de la méthode de repondération selon les efficacités d'étiquetage, l'incertitude sur l'efficacité (ou sur les fonds irréductibles) est de 2.4% pour l'analyse à réseaux de neurones dédiés et de 2.5% pour l'analyse par réseau de neurones simples.

Enfin, 50% des corrections cinématiques de *jets* et de l'énergie à bas angle sont comptabilisées comme incertitude systématique après que celles-ci aient été appliquées. Une revue synoptique complète des corrections et incertitudes sera donnée en VII.3.

VII.2 Systématiques liées aux fonds réductibles

Le traitement des erreurs systématiques pour les fonds réductibles est plus délicate. Ces fonds pouvant justement être réduit, la contribution dominante à l'incertitude totale est celle due à la statistique. Il est néanmoins important de vérifier que des biais systématiques importants ne viennent pas s'insérer dans la mesure.

L'évaluation de ces incertitudes est faite de la même manière que pour les fonds irréductibles. Les corrections de *jets* et la repondération selon 1.3 sont appliquées. Pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$, une comparaison entre générateurs ayant des caractéristiques différentes du point de vue de la radiation dans l'état initial

est réalisée. C'est exclusivement à partir de ces études que sont évaluées les incertitudes et corrections systématiques officielles.

Pour étudier de plus près les fonds à grande section efficace mais aussi grande efficacité de rejection, on peut utiliser une méthode d'évaluation directe, pour les deux classes génériques des événements "type $q\bar{q}(\gamma)$ " et "type WW". Celle-ci fait appel au potentiel discriminateur des réseaux de neurones dédiés pour obtenir des échantillons enrichis avec lesquels une comparaison avec les données est possible. Les résultats obtenus par cette méthode servent à vérifier les résultats officiels.

2.1 Données à 189 GeV

Après application des coupures de présélection dans l'échantillon de 175.5 pb^{-1} de données pris en 1998, précisément 1000 événements sont observés. À partir de la simulation de tous les processus attendus (sauf $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ qui n'a pas été simulé à cette énergie) 1027 événements sont prédits par le Monte Carlo. Un déficit statistiquement peu significatif (inférieur à un écart standard) est observé dans les données.

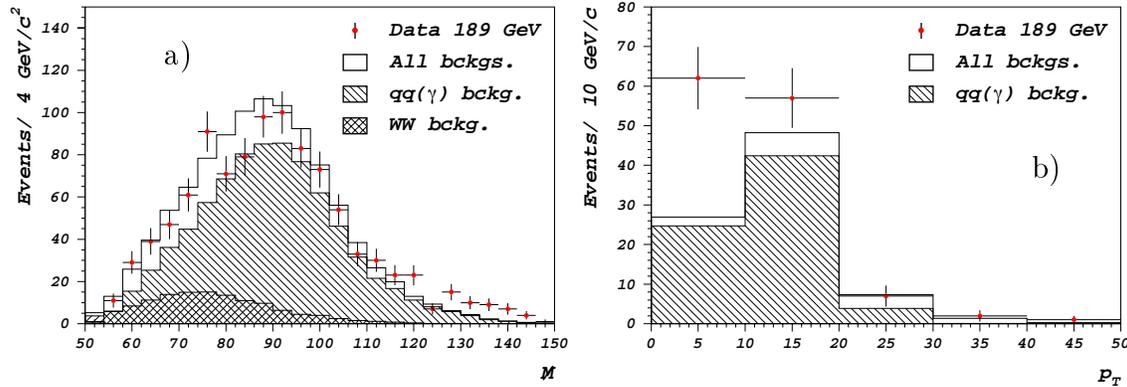


Figure VII.18: Distribution de la masse manquante (a) et du p_\perp une fois que la coupure $M > 110 \text{ GeV}/c^2$ a été appliquée (b) pour le fond et les données. Les fonds $q\bar{q}(\gamma)$ et WW y sont détaillés.

Un excès dans les données est observé dans la distribution de la masse manquante (M) au voisinage de $135 \text{ GeV}/c^2$ (Figure VII.18-a). Cet excès est dû à des événements à faible p_\perp (Figure VII.18-b) et est donc parfaitement compatible avec un fond résiduel $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ non simulé. Pour éviter tout biais systématique dû à ce fond, une coupure à $M < 110 \text{ GeV}/c^2$ est suffisante.

Une fois cette coupure appliquée, l'accord entre données et Monte Carlo, où un déficit était observé, est dégradé. Dans les données, 870 événements sont

observés alors que 942 sont attendus dans la simulation. Cela correspond à un déficit de deux écarts standard.

2.2 Systématiques liées au fond $q\bar{q}(\gamma)$

Comparaison de Générateurs

La simulation de la radiation de photons dans l'état initial est délicate, alors qu'elle est importante pour l'évaluation du processus de deuxième ordre $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$ constituant l'essentiel du fond $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ restant. Comme on l'a vu au chap. III les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ sont simulés avec le générateur PYTHIA [VII.7]. Celui-ci traite la radiation dans l'état initial de deux manières différentes, d'une part l'élément de matrice complet est calculé au premier ordre uniquement et d'autre part un formalisme du type *fonctions de structure* est appliqué de sorte que des photons ISR peuvent être émis à 0° .

Pour évaluer les biais systématiques possibles dus à la simulation de la radiation de photons ISR, on utilise un lot d'événements engendrés par KORALZ [VII.8]. Ce dernier a une approche différente : l'élément de matrice est calculé à des ordres plus élevés.

La différence relative entre le nombre d'événements sélectionnés par l'analyse par réseaux de neurones dédiés avec PYTHIA et KORALZ est de 18% correspondant à un écart significatif étant donné que l'incertitude statistique est de 17%.

Évaluation directe

Pour la classe d'événements $q\bar{q}(\gamma)$, comprenant aussi dans une proportion très restreinte les événements Zee, on utilise l'échantillon de données avec la coupure préalable en M pour rejeter le fond résiduel non simulé de $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Le but recherché est d'avoir un échantillon le plus pur possible avec une statistique suffisante d'événements qui soient doublement radiatifs. On définit donc, à l'aide des réseaux de neurones dédiés, une sélection d'événements doublement radiatifs. Les critères de sélection sont :

- toutes les présélections
- contre les événements photons-photons résiduels : $M < 110 \text{ GeV}/c^2$
- $7V \text{ RN} > -0.9$: contre la plus grande partie des événements simplement radiatifs (Figure VII.19-a)
- $3V \text{ RN} > 0$: pour rejeter une grande partie des événements WW et $W e \nu$, tout en augmentant la pureté (Figure VII.19-b)
- $7V \text{ RN} < 0.9$: contre les événements irréductibles ZZ et $Z \nu \bar{\nu}$ (Figure VII.19-c).

Après avoir appliqué ces coupures, au total 136 événements sont observés dans les données alors que 142 sont attendus dans la simulation, dont 121 sont des événements doublement radiatifs. La pureté rapportée à l'échantillon total est donc de 85%. La pureté rapportée au lot d'événements $q\bar{q}(\gamma)$ sélectionnés est de 94%.

Un déficit de 6 événements est observé dans les données correspondant à un déficit relatif de $\sim 5\%$ plus faible que celui observé au niveau des présélections seules. On applique alors un facteur de normalisation à la simulation de :

$$136/142 = 0.96 \pm 0.08 \quad (stat)$$

Nous avons désormais à disposition un lot de données statistiquement significatif très pur en événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$. Pour évaluer les effets systématiques liés à la simulation des variables d'entrées, on compare données et Monte Carlo. Les Figures VII.20 et VII.21 illustrent les distributions des différents réseaux de neurones dédiés ($7V RN$, $3V RN$ et $6V RN btag$). Les rapports *données/Monte Carlo* y sont aussi illustrés. Un accord raisonnable entre données et simulation est observé pour toutes les variables présentées. Pour évaluer la normalisation globale du fond $q\bar{q}(\gamma)$ on ajuste linéairement les valeurs des rapports *données/Monte Carlo* et on repondère les événements selon les fonctions obtenues. Pour évaluer l'erreur sur la normalisation, après coupure en $4V RN$, on fait varier les ajustements dans leurs erreurs en tenant compte de leurs corrélations.

Parmi les coupures de sélection, la coupure $7VRN < 0.9$ permet de rejeter une majeure partie du fond ZZ . Paradoxalement, si elle est nécessaire pour avoir un échantillon pur en événements doublement radiatifs, elle rejette aussi les événements $q\bar{q}(\gamma)$ les plus ressemblants au signal et qui seront sélectionnés *in fine*. L'absence d'information, pour des valeurs de $7V RN$ comprises entre 0.9 et 1, dans l'ajustement linéaire a une influence très faible sur le résultat final étant donné la très faible statistique restante.

Après application de la procédure de repondération et de normalisation, le fond $q\bar{q}(\gamma)$ est diminuée de 20% passant de 1.08 à 0.87 événements attendus. L'effet de la repondération est illustré dans la Figure VII.22. Le détail des erreurs est le suivant :

Normalisation	± 0.07	9%
$7V RN$	± 0.24	28%
$3V RN$	± 0.03	3%
$6V RN btag$	± 0.15	17%
<hr/>	<hr/>	<hr/>
Total	± 0.29	34%

2.3 Évaluation directe des systématiques liées au fond WW et $We\nu$

Pour évaluer la normalisation (et l'erreur liée à celle-ci) des processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow We\nu$, une méthode analogue à celle utilisée pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$

VII.2. SYSTÉMATIQUES LIÉES AUX FONDS RÉDUCTIBLES

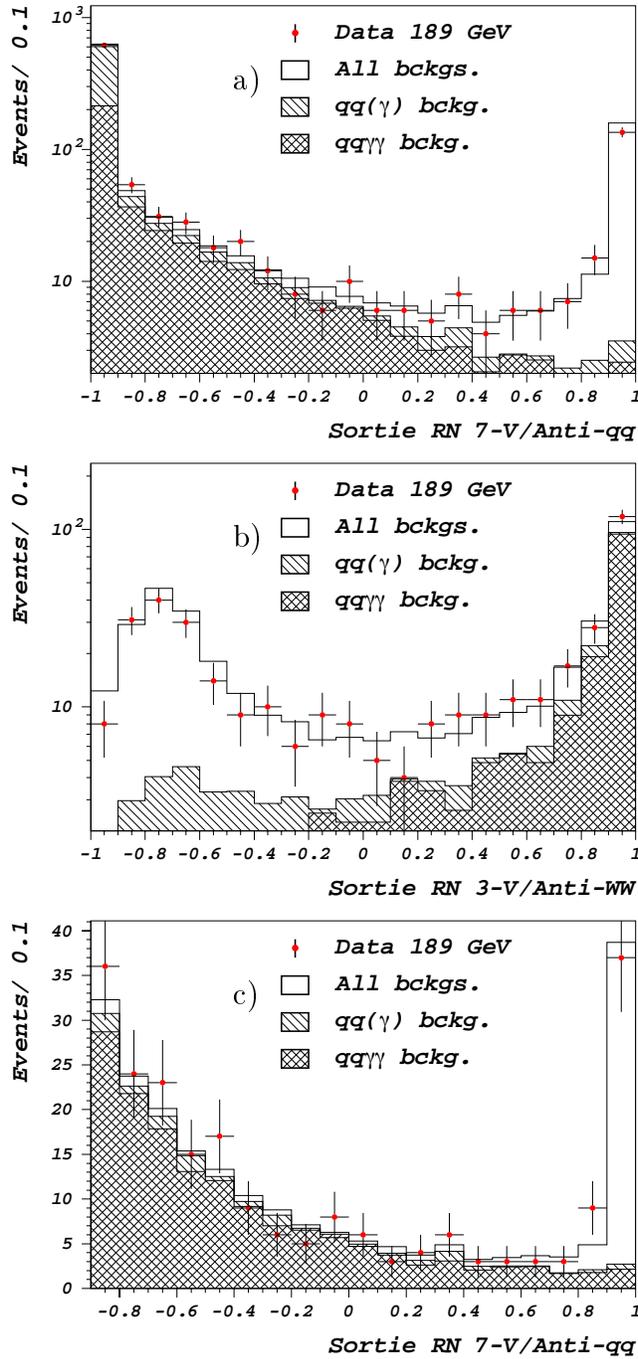


Figure VII.19: Distribution des deux réseaux de neurones dédiés aux différentes classes de fonds, avec toutes les coupures de présélection et la coupure en \mathcal{M} contre les $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ résiduels (a), avec une coupure supplémentaire en $7V RN > -0.9$ (b) et avec la coupure $3V RN > 0$ (c). Les distributions pour les événements doublement radiatifs sont aussi illustrées.

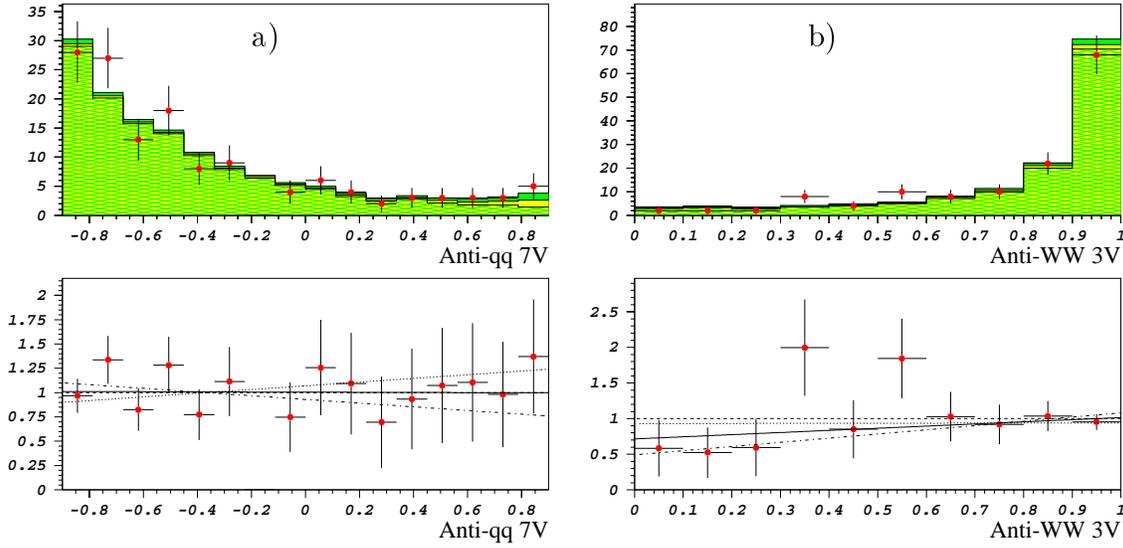


Figure VII.20: Distributions des réseaux de neurones $7V RN$ (a) et $3V RN$ (b) pour les données et le Monte Carlo. Le rapport des histogrammes de données et de la simulation est présenté dans les figures inférieures. L'ajustement linéaire à cette différence est indiqué, ainsi que les segments de droites correspondant à des variations d'un écart standard de cet ajustement.

est utilisée. En utilisant les réseaux de neurones dédiés, on peut séparer un lot d'une pureté de 89% (rapportée au fond total) en WW et $We\nu$. Les coupures de sélection sont les suivantes :

- toutes les présélections
- $7V RN > 0.9$ pour rejeter une très large majorité des événements du fond $q\bar{q}(\gamma)$
- $3V RN < 0.4$ pour rejeter le fond irréductible ZZ (Figure VII.23).

Au total 122 événements Monte Carlo sont sélectionnés, dont 80 WW et 29 $We\nu$ pour un fond de 11 événements ZZ. Dans les données, 101 événements sont observés. Cette différence de deux écarts standard entre données et simulation est visible sur la distribution du $3V RN$ (Figure VII.23) et est prise en compte dans l'évaluation de la normalisation par le facteur :

$$101/122 = 0.83 \pm 0.09 \quad (stat)$$

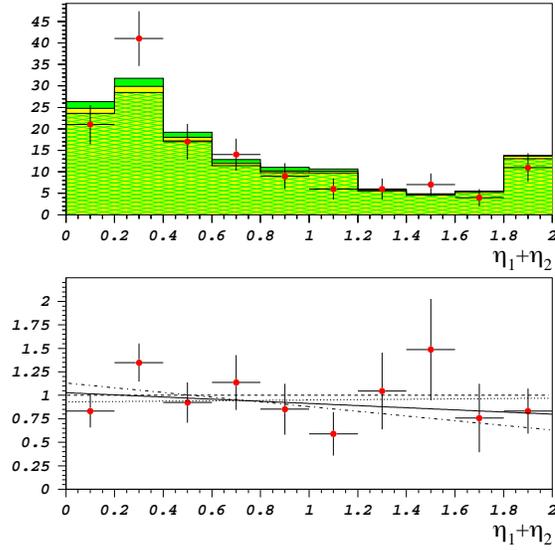


Figure VII.21: Distributions du réseaux de neurones $6V RN btag$ pour données et Monte Carlo et leur rapport.

Comme on l'a fait pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$, ont évalué l'incertitude sur les fonds WW et $We\nu$ en extrapolant les ajustements des rapports *données/Monte Carlo*. Les Figures VII.24 et VII.25 illustrent à la fois les distributions des variables d'entrée du réseau de neurones global $4V RN$, le rapport *données/Monte Carlo* et les ajustement correspondants.

Les distributions de rareté avant et après repondération sont illustrées dans la Figure VII.26. En tenant compte de la normalisation et de la repondération, la somme des fonds WW et $We\nu$ diminue de 60% passant de 0.40 à 0.16 événements. Le détail des erreurs sur les fonds WW et $We\nu$ est le suivant :

Normalisation	± 0.02	11%
$7V RN$	± 0.01	4%
$3V RN$	± 0.08	46%
$6V RN btag$	± 0.04	26%
Total	± 0.09	54%

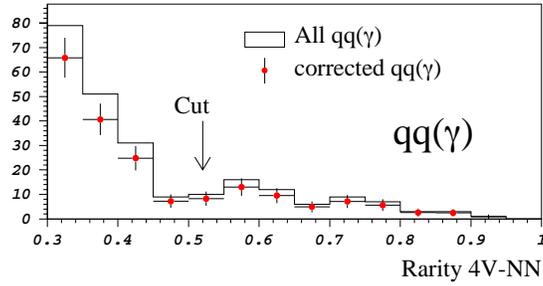


Figure VII.22: Distributions des raretés $4V RN$ avec et sans corrections.

VII.3 Synopsis des corrections et incertitudes systématiques

Les résultats de ces études systématiques sont appliqués de deux façons différentes selon leur source, certains sont considérés comme des corrections et d'autres comme des incertitudes. Les effets connus tels que :

- effet de détecteur :
 - calibration et résolution en énergie
 - résolution angulaire
- bruit de fond *faisceau*

sont pris en compte en tant que corrections. Les effets systématiques dont les sources sont moins claires :

- effets liés à l'étiquetage de quarks b
- effets liés aux variables d'identification du lepton des états finals semi-leptoniques du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.
- simulation des processus réductibles ($q\bar{q}(\gamma)$ et WW)

sont comptabilisés en tant qu'incertitudes dans le calcul des niveaux de confiance de la même façon que le sont les incertitudes statistiques.

3.1 Revue des corrections systématiques

On applique sur tous les fonds les corrections de la cinématique des *jets* évaluées sur les données prises au Z et la correction de l'énergie à bas angle (E_{12°) évaluée

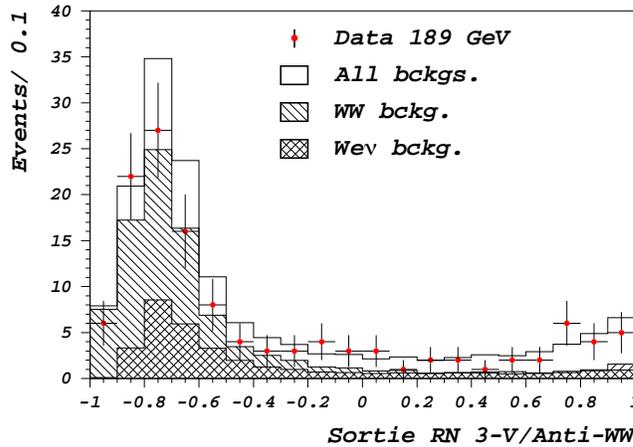


Figure VII.23: Distribution du $3V RN$ pour le fond et les données. Les fonds WW et $We\nu$ y sont détaillés.

sur des événements à “déclenchements aléatoires”, bien qu’elles soient statistiquement significatives surtout pour les fonds irréductibles et le signal. Les valeurs corrigées des normalisations des fonds attendus et des efficacités sont présentées dans la Table VII.1.

Les corrections aux fonds réductibles $q\bar{q}(\gamma)$ d’une part et WW et $We\nu$ d’autre part, présentées en 2.2 et 2.3, donnent des valeurs faibles pour ces fonds, ce qui est conservatif dans le cadre de la soustraction de fond. Néanmoins ces corrections n’ont pas été prises en compte.

3.2 Revue des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sont détaillées indépendamment pour chaque type de fond et pour le signal. La procédure standard telle qu’elle est publiée en [VII.6] est appliquée aux analyses par réseaux de neurones uniquement.

- Incertitudes liées aux fonds réductibles

A l’exception des corrections de $jets$ et d’énergie à bas angle pour le fond $q\bar{q}(\gamma)$ l’incertitude statistique est la source d’erreur dominante pour les fonds réductibles. Ce sont les corrections de résolution angulaire qui dégradent légèrement le pouvoir discriminant de l’acoplanarité, variable cruciale pour la rejection des événements $q\bar{q}(\gamma)$.

– Fonds $q\bar{q}(\gamma)$ et Zee

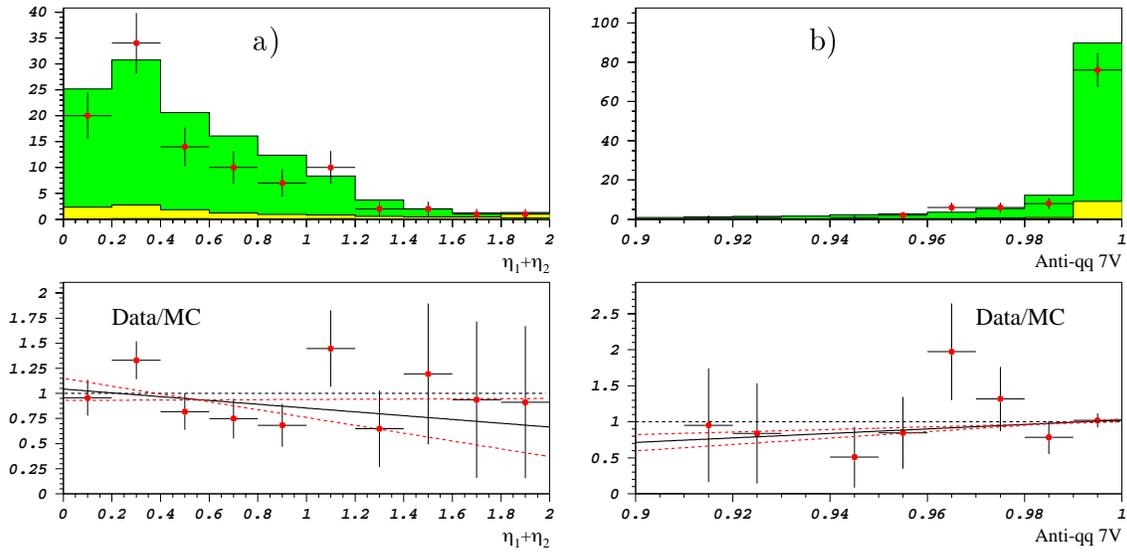


Figure VII.24: Distributions des réseaux de neurones $6V RN btag$ (a) et $7V RN$ (b) pour données et Monte Carlo. Le rapport des histogrammes de données et simulation est présenté dans les figures inférieures. L'ajustement linéaire à cette différence est indiqué ainsi que les segments de droites correspondant à des variations d'un écart standard de cet ajustement.

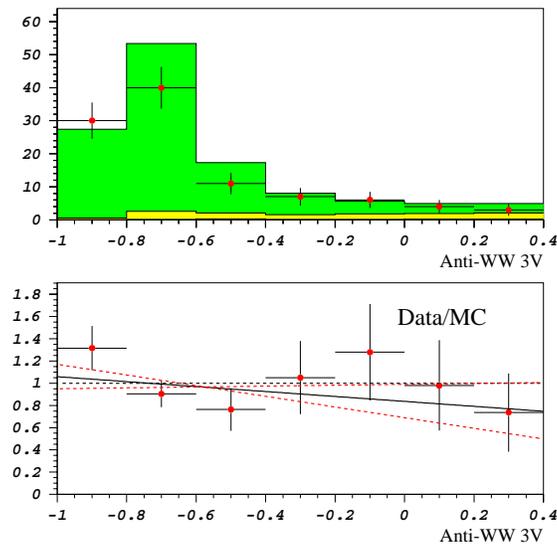
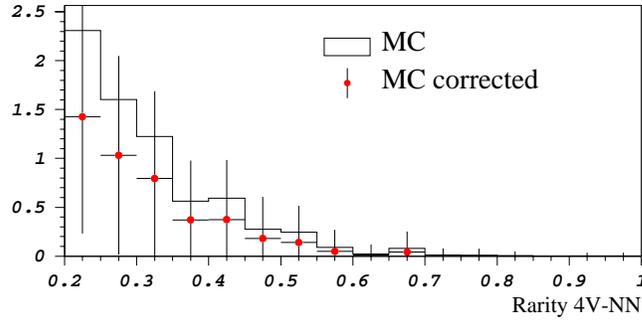


Figure VII.25: Distributions du réseaux de neurones $3V RN$ pour données et Monte Carlo et leur rapport.


 Figure VII.26: Distributions des raretés $4V RN$ avec et sans corrections.

Si le fond $q\bar{q}(\gamma)$ est particulièrement sensible aux corrections cinématiques de *jets*, l'erreur liée à ces corrections sont de l'ordre des fluctuations statistiques.

La méthode directe d'évaluation de l'erreur liée à ce fond, combinant les effets statistiques et systématiques, présentée en 2.2 donne une incertitude de 34% en très bon accord avec les 33% d'incertitude obtenus par correction et repondération.

Source	RN simple	RNs dédiés
$6V RN btag$	8%	6%
Corrections	33%	23%
KORALZ/PYTHIA	13%	16%
statistique	33%	17%
Total	49%	33%

– *Fonds WW et Wev*

Ces fonds sont moins sensibles aux corrections de *jets* car la coupure de sélection est appliquée dans un domaine à variation plus douce; ceci peut se voir dans l'allure de la courbe de performance du $3V RN$ (Figure VI.35).

L'incertitude systématique de 54% obtenue par la méthode 2.3, s'applique à un fond diminué de 60%, elle est donc aussi en accord avec celle obtenue par les corrections de *jets* et la repondération selon 1.3 (30%).

Par souci de compatibilité, on utilisera les résultats donnés par la méthode des corrections et des repondérations. L'impact de ce choix peu conservateur sur l'incertitude totale est de toutes façons assez faible étant donné le niveau de fond attendu (12% pour l'analyse à

Table VII.1: Revue des fonds, efficacité (pour une hypothèse de masse de Higgs de $95 \text{ GeV}/c^2$) et signal attendus (pour 175.5 pb^{-1} à 189 GeV) en tenant compte des corrections systématiques de *jets* pour les trois analyses.

Fond	Séquentielle	RN simple	RNs dédiés
$q\bar{q}(\gamma)$	1.44 ± 0.23	0.20 ± 0.09	1.08 ± 0.20
Zee	0.02 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.01
WW	1.80 ± 0.19	0.35 ± 0.08	0.22 ± 0.08
$W e \nu$	0.35 ± 0.05	0.12 ± 0.03	0.18 ± 0.04
ZZ	3.54 ± 0.13	3.03 ± 0.12	3.88 ± 0.14
$Z \nu \bar{\nu}$	0.14 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.01
Total	7.29 ± 0.33	3.82 ± 0.17	5.49 ± 0.22
Efficacité	$34.9 \pm 0.5\%$	$32.6 \pm 0.6\%$	$39.7 \pm 0.4\%$
Signal	2.55 ± 0.04	2.33 ± 0.04	2.74 ± 0.03

réseau de neurones simple et 7% pour l'analyse à réseaux de neurones dédiés).

Source	RN simple	RNs dédiés
<i>6V RN btag</i>	10%	6%
Corrections	6%	10%
statistique	25%	28%
Total	28%	30%

- Incertitudes liées aux fonds irréductibles et au signal

Pour les fond ZZ et $Z \nu \bar{\nu}$ irréductibles, comme pour le signal, l'incertitude dominante provient de l'étiquetage de quarks b.

Source	RN simple	RNs dédiés
<i>6V RN btag</i>	2.5%	2.4%
Corrections	1.3%	1.0%
statistique	1.7%	1.1%
Total	3.3%	3.1%

L'incorporation de ces incertitudes systématiques sera discutée au chap. VIII.

VII.4 Incertitudes systématiques pour les analyses à 183 GeV

Pour l'analyse des données publiée à 183 GeV [VII.5], le fond n'a pas été soustrait. Les études systématiques, n'ont donc porté que sur des événements de signal. Les incertitudes relatives liées à l'étiquetage de quark b, estimées pour les analyses séquentielles et à réseau de neurones simples sont :

Analyse	séquentielle	RN simple
durée de vie du B	0.4%	0.3%
multiplicité chargée des <i>jets</i>	0.8%	0.6%
paramètre de fragmentation de Peterson	1.2%	0.7%
masse du quark b	1.2%	1.1%
<hr/> total	<hr/> 1.9%	<hr/> 1.5%

L'erreur due à la reconstruction des traces est évaluée de façon très prudente en faisant varier la calibration de la fonction de résolution de l'algorithme QIPB-TAG. De cette manière on obtient une incertitude de 3.5% pour les deux analyses.

Les incertitudes liées à la cinématique des événements a aussi été évaluée par simple repondération des variables cinématiques utilisées au niveau de la présélection. L'inefficacité due au fond machine est mesurée avec des événements à *déclenchements aléatoires* et prise en compte en tant qu'incertitude :

Analyse	séquentielle	RN simple
cinématique	2.1%	2.2%
fond machine	1.1%	1.7%
<hr/> total	<hr/> 2.4%	<hr/> 2.8%

Les incertitudes totales sont de 4.6% pour l'analyse séquentielle et de 4.7% pour l'analyse par réseau de neurones simple.

Enfin une erreur dans la banque de données concernant l'alignement du VDET a été décelée. Une rotation azimutale a été incorrectement interprétée comme translation longitudinale. Ceci a eu pour effet de corrompre la simulation des mesures en $R\phi$ et en z d'environ $8\mu\text{m}$. Cet effet a été pris en compte comme erreur systématique très largement conservatrice sur l'alignement du VDET de 5.0% pour les deux analyses. Les efficacités pour un Higgs de $85\text{ GeV}/c^2$ sont :

- pour l'analyse séquentielle :

$$21.9\% \pm 0.4\% \text{ (stat)} \pm 1.4\% \text{ (syst)}$$

- pour l'analyse par réseau de neurones simple :

$$30.1\% \pm 0.5\% (stat) \pm 2.0\% (syst)$$

La prescription utilisée pour l'incorporation de ces incertitudes sera aussi développée au chap. VIII.

VII.5 Études systématiques pour l'analyse de 161 à 172 GeV

L'étude des incertitudes systématiques pour l'analyse de 161 à 172 GeV a été assez restreinte. Le bruit de fond *machine* a été étudié de façon analogue à celle présentée pour les énergies supérieures. Pour la coupure en énergie à bas angle $E_{12^\circ} < 3\%\sqrt{s}$ une inefficacité de 0.5% a été estimée. Cette inefficacité, comme à 183 GeV, a été comptabilisée comme incertitude systématique.

Les incertitudes liées à la fragmentation ont été estimées à 0.4%. Les systématiques liées à la durée de vie des hadrons beaux ont aussi été étudiées. L'effet sur l'efficacité de signal est négligeable.

Les incertitudes liées à la reconstruction des traces ont été évaluées en comparant les distributions de paramètres d'impact de traces dans les données et dans le Monte Carlo. La simulation présentait une résolution meilleure de 10%. Pour corriger cet effet un "*smearing*" des paramètres des traces a été effectué. La correction a été appliquée pour évaluer l'efficacité de l'analyse et 50% de celle-ci est comptabilisée en tant qu'incertitude systématique. L'inefficacité résultante est de 0.4%.

Enfin pour tenir compte des effets provenant de la simulation des variables cinématiques, les études menées à LEP1 [VII.3] ont été prises en compte et l'incertitude sur l'efficacité a été estimée à 1%.

L'incertitude totale sur l'efficacité de signal, sans tenir compte des corrélations possibles, est donc de 1.1%.

Chapitre VIII

Résultats et interprétation

VIII.1 Exclusions à LEP1

A LEP1 le boson de Higgs a été recherché dans le processus $e^+e^- \rightarrow HZ^*$, et ce dans les canaux :

- à énergie manquante : $(H \rightarrow \text{hadrons})(Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu})$
- leptonique : $(H \rightarrow \text{hadrons})(Z^* \rightarrow \ell^+\ell^-)$

les 4.5 millions d'événements hadroniques pris à LEP1 de 1989 à 1995 ont été analysées. Pour le canal à énergie manquante, un fond de 1.1 événements est attendu et aucun candidat n'est observé. Dans le canal leptonique, trois événements sont observés, en bon accord avec les 2.7 événements de fond attendus. Ces trois événements sont sélectionnés dans le canal $H\mu^+\mu^-$ à des masses de 49.7 ± 0.5 , 51.5 ± 0.5 et 66.9 ± 0.3 GeV/ c^2 . Les nombres d'événements de signal attendus sont indiqués dans la Table VIII.1.

Les incertitudes systématiques associées à l'estimation des événements de signal sont de $\sim 1.2\%$. Pour calculer la limite observée, le nombre d'événements de

Table VIII.1: Nombres d'événements de signal attendus selon l'hypothèse de masse du boson de Higgs dans l'ensemble des données prises à LEP1.

m_H GeV/ c^2	$H\nu\bar{\nu}$	$H\ell^+\ell^-$	Total
50	25.2	8.4	33.6
55	12.2	4.2	16.5
60	5.1	1.9	7.0
65	1.7	0.7	2.4

signal est conservativement diminué de 2%. En appliquant la prescription décrite en [VIII.3] la limite inférieure sur la masse du Higgs est observée à :

$$m_H > 63.9 \text{ GeV}/c^2$$

Pour pouvoir être combiné avec les analyses de LEP2, ce résultat est traduit en termes de niveaux de confiance dont les courbes sont illustrées en Figure VIII.1.

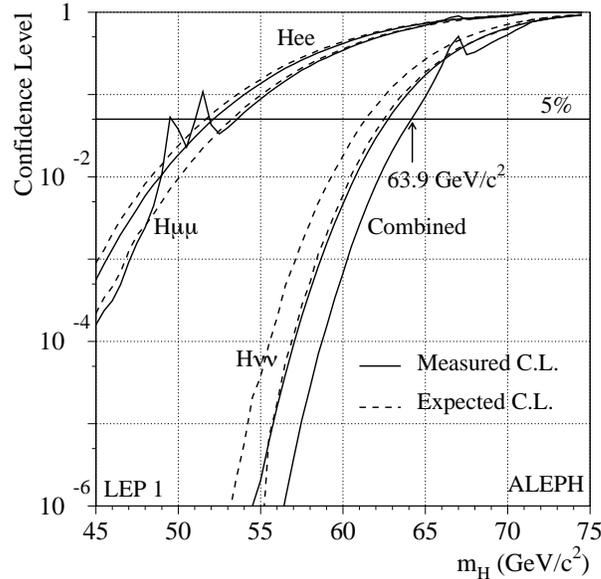


Figure VIII.1: Courbes de niveau de confiance pour les analyses des canaux à énergie manquante et leptonique avec le lot complet des données prises à LEP1. Leur combinaison est aussi indiquée.

VIII.2 Résultats de 161 à 183 GeV

A LEP2, les conditions de bruit de fond sont bien meilleures qu'à LEP1, notamment pour le canal à énergie manquante, étant donné que la section efficace de production du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est plus faible de plusieurs ordres de grandeur.

2.1 Erreurs systématiques, sans soustraction de fond

Tant que le fond n'est pas soustrait, les erreurs systématiques doivent être prises en compte uniquement pour le signal. Pour les incorporer au calcul des niveaux de confiance, on utilise la méthode décrite en [VIII.7]. Elle consiste à appliquer une incertitude à la normalisation du signal dans la préparation de l'épreuve

Table VIII.2: Taux d'embranchement pour le processus de Higgs-strahlung, fond attendu, efficacité pour le signal et nombre d'événements de signal attendu pour une hypothèse de masse de Higgs de 70 GeV/c². Le nombre d'événements de signal tient compte des processus de fusion WW et ZZ.

Canal	Br.(%)	Fond (évts.)		Efficacités (%)		Signal attendu (%)	
		161	172	161	172	161	172
$Hq\bar{q}$	64.6	0.17	0.23	21.1	21.9	0.24	1.12
$H\nu\bar{\nu}$	20.0	0.06	0.09	26.3	42.9	0.11	0.70
$H\ell^+\ell^-$	6.7	0.06	0.11	64.2	74.8	0.08	0.40
$H\tau^+\tau^-$	3.4	0.02	0.02	18.8	20.4	0.01	0.05
$\tau^+\tau^-q\bar{q}$	5.3	0.05	0.03	17.4	17.4	0.02	0.07
Total	100	0.36	0.48	24.7	29.6	0.46	2.34

statistique ($\rho(\varepsilon)$) pour le signal, *i.e.* engendrer des expériences *de pensée* avec un nombre d'événements de signal tiré selon une gaussienne centrée autour du nombre d'événements de signal attendu et de largeur l'erreur systématique (*cf.* chap. V).

Cette méthode préconise des erreurs gaussiennes. Cette supposition est inadéquate dans le cas où le signal est systématiquement surévalué (ou sous-évalué). De 161 à 183 GeV, les études systématiques ont été limitées, notamment parce que l'incidence des incertitudes évaluées est très faible, en particulier du fait que le fond n'est pas soustrait.

2.2 Résultat de 161 à 172 GeV

En 1996, à des énergies dans le centre de masse de 161.3, 170.3 et 172.3 GeV, des luminosités respectives de 10.9, 1.1 et 9.5 pb⁻¹ ont été enregistrées.

Comme on l'a brièvement mentionné au chap. VI, l'optimisation des analyses a été faite de façon itérative globale. L'analyse *quatre jets* est optimisée en premier lieu de façon indépendante. Ensuite l'analyse du canal à énergie manquante est optimisée en tenant compte de l'analyse *quatre jets*. L'analyse du canal leptonique est ensuite optimisée en tenant compte des deux analyses précédente. Enfin l'analyse des canaux $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ et $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ est optimisée en prenant en compte toutes les autres. Les événements du canal $Hq\bar{q}$ où $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ sont explicitement décomptés pour éviter le double comptage avec l'analyse $\tau^+\tau^-q\bar{q}$. Les nombres d'événements de fond et de signal sont présentés dans la Table VIII.2, pour une hypothèse de masse $m_H=70$ GeV/c².

Aucun candidat n'est observé dans les données en bon accord avec 0.84 événement de fond attendu. La procédure de calcul des niveaux de confiance

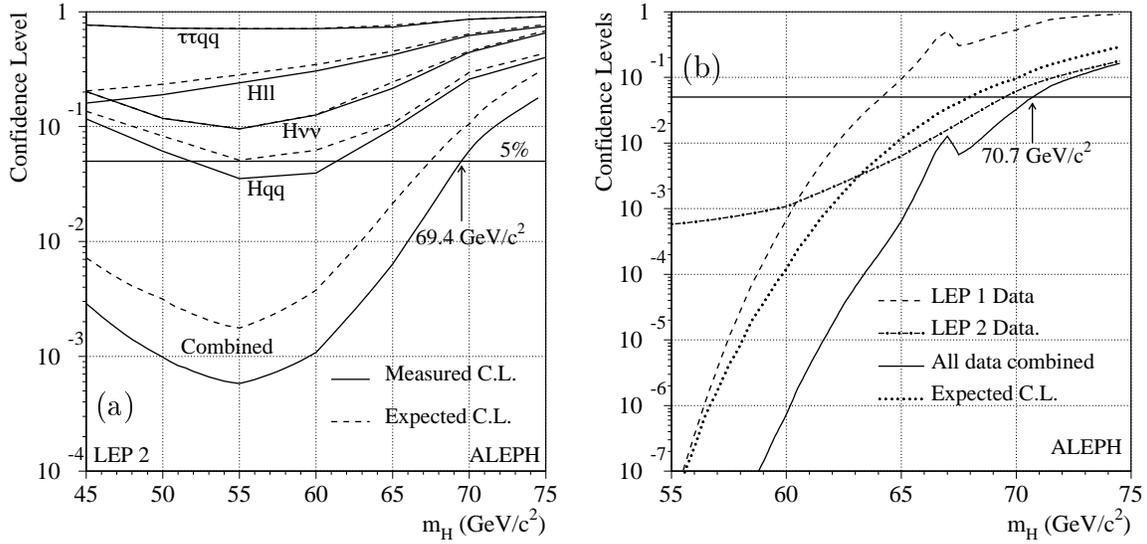


Figure VIII.2: Courbes de niveaux de confiance pour tous les canaux de 161 à 172 GeV (a) et les niveaux de confiance combinés avec les données de LEP1 (b).

observés est donc triviale puisque on sait directement que $(CL_s)_{obs} = \exp(-s)$ où s est le nombre d'événements de signal attendus. Pour le calcul des niveaux de confiance attendus $\langle CL_s \rangle_\infty$, la procédure décrite au chap V et en [VIII.5] est appliquée. Les courbes de $\langle CL_s \rangle_\infty$ et $(CL_s)_{obs}$ en fonction de l'hypothèse de masse de Higgs sont présentées dans la Figure VIII.2-a. En combinant les analyses selon la prescription ellitiste décrite au chap. V et en [VIII.5] la limite observée est :

$$m_H > 69.4 \text{ GeV}/c^2$$

La courbe des niveaux de confiance combinés est aussi présentée en Figure VIII.2-a.

Enfin, les résultats de LEP1 sont pris en compte avec la prescription ellitiste [VIII.5]. Les niveaux de confiance combinés sont illustrés dans la Figure VIII.2-b. La limite observée est :

$$m_H > 70.7 \text{ GeV}/c^2 \text{ (comb. LEP1)}$$

En plus des études systématiques spécifiques à chaque analyse dont l'effet résulte en une incertitude sur l'efficacité de 2%, les sources communes d'incertitudes sur le nombre d'événements de signal attendus sont :

- l'incertitude sur la luminosité de 0.5%

- l'incertitude de ~ 50 MeV sur l'énergie dans le centre de masse correspondant à une incertitude de 0.3% sur le signal
- l'incertitude sur la masse du top $m_{top} = 175 \pm 6$ GeV/ c^2 [VIII.2], la comparaison de générateurs [VIII.1] et la simulation de la radiation dans l'état initial donnent une incertitude systématique sur la section efficace de production de signal de 1%.
- l'influence des incertitudes sur les masses des quarks b et c sur les taux d'embranchements relatifs ($H \rightarrow b\bar{b}$) et ($H \rightarrow c\bar{c}$) résultent en une incertitude systématique sur le nombre d'événements attendus de 0.7%
- l'incertitude statistique de 0.5%

L'incertitude totale sur l'efficacité de signal est de 2.5%. Cette incertitude est prise en compte avec la prescription décrite en [VIII.7]. Cette opération a pour effet d'augmenter légèrement le niveau de confiance, donc de baisser la limite d'environ 10 MeV.

2.3 Résultat à 183 GeV

A 183 GeV, comme on l'a vu au chap. VI, deux analyses ont été élaborées, fondées sur des principes différents. La première séquentielle, est l'approche traditionnelle. La seconde fait appel aux réseaux de neurones. Au lieu de trancher entre l'une ou l'autre approche sur la base de celle qui donne la meilleure performance en termes de niveaux de confiance¹, il est préférable de combiner les deux analyses. Le principe est de combiner les deux analyses en les séparant en trois analyses exclusives :

- i) séquentielle et réseau de neurones : l'intersection des deux analyses
- ii) séquentielle exclusivement
- iii) réseau de neurones exclusivement.

Une représentation imagée de cette séparation est donnée dans la Figure VIII.9-a. Le gain obtenu par une telle approche est significatif. En effet, deux sélections ont généralement tendance à sélectionner plutôt les mêmes événements de signal mais pas forcément à rejeter les mêmes types de fonds. Les événements de signal ou de fond irréductibles étant toujours plutôt de type signal quelle que soit la variables discriminante utilisée, ce qui n'est pas le cas des événements de fonds réductibles, ceux-ci pouvant être rejetés par une variable dans une des sélections alors qu'ils ne le sont pas dans l'autre. Les trois sous-analyses indépendantes

¹Les différences entre les analyses étant souvent marginales.

Table VIII.3: Efficacités de signal (%) et nombre d'événements de signal attendus pour une masse de Higgs de $85 \text{ GeV}/c^2$ et nombre d'événements de fond pour $\int \mathcal{L} = 57 \text{ pb}^{-1}$, pour les trois sous-analyses du canal $H\nu\bar{\nu}$.

	$H\nu\bar{\nu}$		
	<i>I</i>	<i>II</i>	<i>III</i>
Efficacité	17.9	4.0	12.2
n_s	0.82	0.18	0.56
n_b	0.16	0.08	0.18
candidats	0	0	0

sont ensuite combinées avec la prescription ellitiste décrite au chap. V. Pour les analyses du canal $H\nu\bar{\nu}$, les trois sous-analyses sont détaillées dans la Table VIII.3.

Un autre aspect important de cette approche est qu'elle donne forcément du poids à l'analyse la plus pure (*a priori* à la sous-analyse constituée du "recouvrement" des deux analyses initiales). Ce qui constitue un gain en robustesse.

A nouveau aucun événement n'a été observé, le calcul des niveaux de confiance observés pour chacune des trois sous-analyses est alors trivial ($\exp(-s)$). Néanmoins, pour la combinaison, la sensibilité ($\langle CL_s \rangle_\infty$) est nécessaire. Celle-ci est calculée en prenant en compte deux variables discriminantes, comme on l'a vu au chap. V. Les trois sous-analyses utilisent la masse reconstruite, en revanche la deuxième variable discriminante n'est pas la même :

- i) séquentielle et réseau de neurones : sortie réseau de neurones
- ii) séquentielle exclusivement : $6V RN btag$
- iii) réseau de neurones exclusivement : réseau de neurones.

Pour l'état final à quatre *jets* ($Hq\bar{q}$), le même type de combinaison a été utilisé, étant donné que pour ce canal aussi deux approches, l'une séquentielle et l'autre par réseau de neurones ont été réalisées.

Les analyses des différents états finals pour la recherche du Higgs standard sont décrites en [VIII.5]. Leurs performances sont résumées dans la Table VIII.4. Au total, le fond attendu est de 7.25 événements pour 57 pb^{-1} en bon accord avec les 7 événements observés. Les distributions de masse reconstruite pour le fond, le signal et les candidats observés sont représentées dans la Figure VIII.3-a.

Toutes ces analyses sont combinées avec la prescription ellitiste. Les niveaux de confiance combinés attendus et observés en fonction de l'hypothèse de masse de Higgs sont illustrés dans la Figure VIII.3-b. Les systématiques décrites au chap. VII sont prises en compte. Les limites observées et attendues sont :

$$m_H > 87.9 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

Table VIII.4: Efficacités de signal (%) et nombre d'événements de signal attendus pour une masse de Higgs de $85 \text{ GeV}/c^2$ et nombre d'événements de fond pour $f \mathcal{L} = 57 \text{ pb}^{-1}$, pour toutes les canaux de recherche du Higgs standard. L'analyse séquentielle (A) et l'analyse par réseaux de neurones (B) sont séparées en trois sous ensembles disjoints : l'intersection ($A \cap B$), l'analyse séquentielle exclusive ($A \cap \bar{B}$) et l'analyse par réseaux de neurones exclusive ($\bar{A} \cap B$).

	$h\ell^+\ell^-$	$Hq\bar{q}$			$\tau\tau q\bar{q}$	$H\tau\tau$
		$A \cap B$	$A \cap \bar{B}$	$\bar{A} \cap B$		
Efficacité	76.2	26.1	7.8	5.2	20.7	12.6
n_s	1.1	3.6	1.1	0.7	0.1	0.2
n_b	2.0	1.4	2.1	1.0	0.2	0.2
candidats	3	1	2	1	0	0

$$m_H > 85.3 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

2.4 Résultat à 189 GeV

Contrairement aux énergies plus basses, détaillées plus haut, à 189 GeV, le fond est soustrait. Ceci a notamment demandé une étude détaillée des incertitudes et des corrections systématiques sur les fonds (chap. VII). Dans un premier temps l'insertion des erreurs systématiques est discutée. Ensuite nous détaillerons les résultats pour le canal $H\nu\bar{\nu}$ seul. Enfin nous présentons la combinaison de tous les états finals du Higgs standard.

2.5 Erreurs systématiques, avec soustraction de fond

La soustraction du fond, comme on l'a vu au chap. V, consiste d'une part à construire une *épreuve statistique* ($\rho_{s+b}(\varepsilon)$) à partir d'expériences de signal et de fond et de la donnée des niveaux de signal et de fond et des distributions des variables discriminantes de signal et de fond, et d'autre part à construire une *épreuve statistique* ($\rho_b(\varepsilon)$) à partir du fond seulement. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance des niveaux et des distributions de signal et de fonds.

L'incorporation des erreurs dans le calcul des niveaux de confiance en elle-même n'est pas plus contraignante que dans le cas où le fond n'est pas soustrait. La même manœuvre est appliquée au signal et au fond, qui sont variés de façon Gaussienne pour construire les *épreuves statistiques* des estimateurs $\rho_{s+b}(\varepsilon)$ et $\rho_b(\varepsilon)$. La partie délicate de l'opération réside uniquement dans l'évaluation

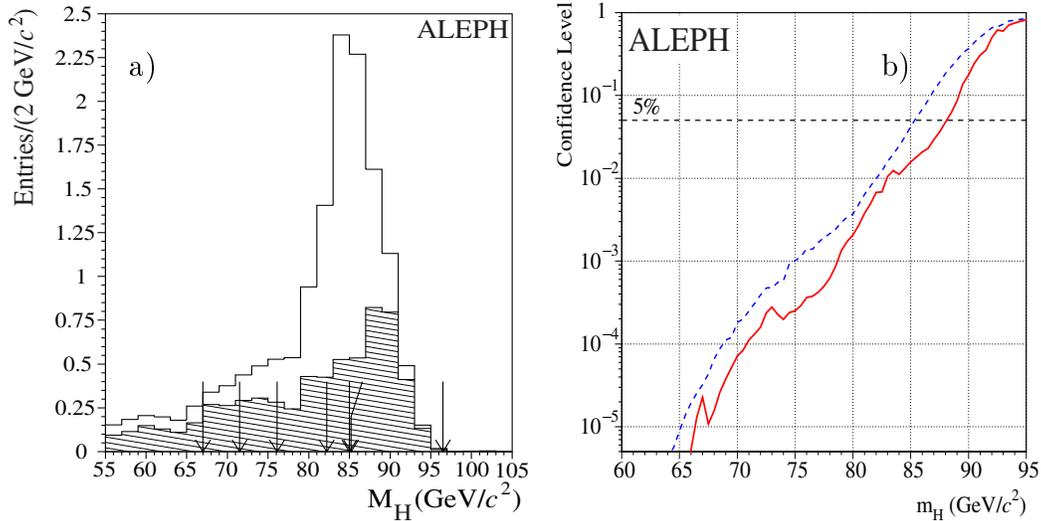


Figure VIII.3: Distributions de la masse reconstruite pour des événements de fond (histogramme grisé), pour des événements de signal pour une hypothèse de masse de Higgs de $85 \text{ GeV}/c^2$ (histogramme simple) et pour les candidats observés (indiqués par des flèches) (a). Les courbes des niveaux de confiance observés et attendus en fonction de l'hypothèse de masse de Higgs (b).

détaillée des incertitudes sur les fonds et le signal en séparant les incertitudes Gaussiennes des corrections systématiques.

L'étude présentée au chap. VII, a justement été faite dans cet esprit : les corrections ont été évaluées de manière séparée des incertitudes. Les corrections sont donc appliquées directement sur les normalisations des fonds et du signal et les incertitudes sont incorporées à la manière de [VIII.7].

En outre, le fait d'avoir séparé l'étude des erreurs pour les fonds réductibles de celle des fonds irréductibles nous permet de tenir correctement compte de la corrélation entre l'incertitude sur le signal et l'incertitude sur le fond irréductible. Celle-ci est fixée à 100%.

2.6 Résultats pour l'analyse à réseaux de neurones dédiés à 189 GeV

On présente ici les résultats de l'analyse à réseaux de neurones dédiés à 188.6 GeV . Comme on l'a vu au chap. VI, pour cette analyse seule, 5.5 événements de fond sont attendus alors que 9 événements sont sélectionnés dans les données. Cette observation ne nous permet évidemment pas d'exclure l'hypothèse de masse de $95 \text{ GeV}/c^2$ pour laquelle 3.2 événements de signal sont attendus.

En comptage d'événements, si 5.5 événements de fond sont attendus, alors en moyenne, 6.8 événements de signal sont exclus à 95% de confiance, en soustrayant totalement le fond. Sans soustraction de fond, ce sont 11.1 événements qui sont

VIII.2. RÉSULTATS DE 161 À 183 GEV

exclus à 95% de confiance. Si on compare ces nombres aux nombres d'événements de signal attendus pour différentes hypothèses de masse de Higgs, en comptage d'événements et en soustrayant les 5.5 événements de fond attendus, on en déduit une limite attendue de :

$$m_H > 84.1 \text{ GeV}/c^2$$

Pour 9 événements observés, 15.7 événements de signal sont exclus à 95% de confiance. Même en soustrayant 5.5 événements de fond attendu, on ne peut exclure moins de 10.6 événements de signal. Par conséquent il est impossible de mettre une limite en masse sur ce processus par comptage d'événements.

Si on utilise l'information donnée par la masse reconstruite, qui tient compte du fait que l'objet reculant au Higgs dans le signal est un Z, la situation est différente, car la majorité des événements observés se trouve au voisinage de la masse pour laquelle l'analyse a été optimisée (*i.e.* 95 GeV/c²). La distribution de la masse reconstruite des candidats est illustrée en Figure VIII.4

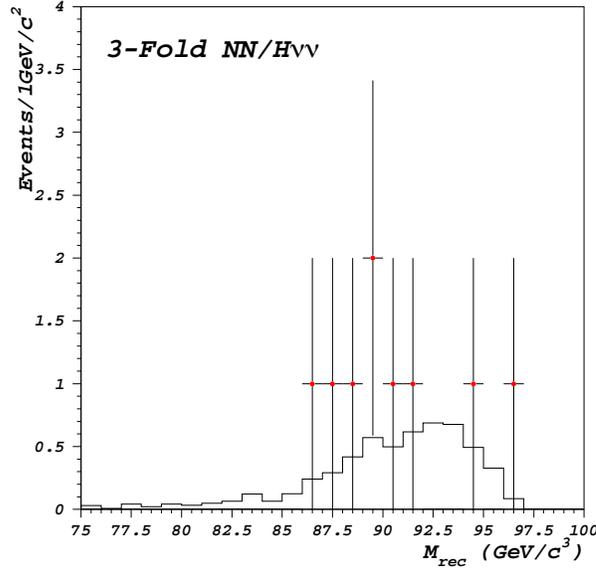


Figure VIII.4: Distribution en masse reconstruite des événements de signal et du fond, toutes sources confondues.

La masse reconstruite est l'unique variable discriminante utilisée. L'inclusion de la sortie du réseau de neurones comme seconde variable discriminante laisse pratiquement inchangés les niveaux de confiance. Cela est dû au fait que désormais le fond est totalement soustrait. En revanche, la masse reconstruite contient toujours une information supplémentaire : la masse de recul au système

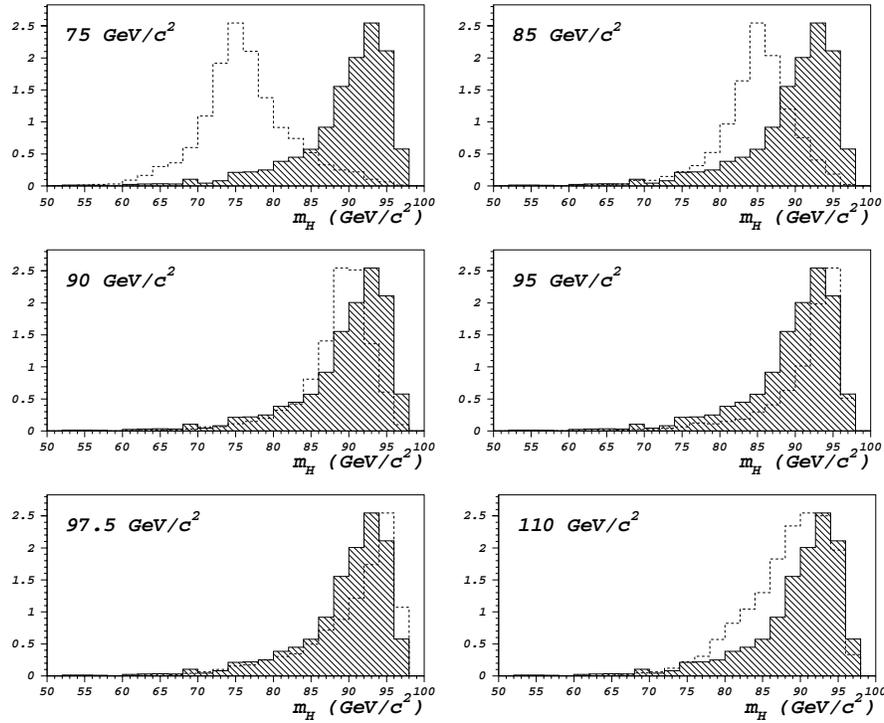


Figure VIII.5: Distributions de la masse reconstruite m_H telle qu'elle est définie au chap. IV, pour des événements de signal pour différentes hypothèses de masse et pour le fond total. La coupure de sélection $4V RN > 0.8$ est effectuée.

visible qui doit être proche de celle du Z. Les distributions de masse reconstruite pour différents échantillons de signal et pour le fond, après qu'une coupure de sélection relativement douce ($4V RN > 0.8$) est appliquée, sont exposées dans la Figure VIII.5. L'efficacité de sélection est de 54% et le fond total attendu de 12.2 événements pour 175.5 pb^{-1} . On observe une claire discrimination aux faibles masses de Higgs. Une discrimination plus faible mais tout de même observable apparaît pour des hypothèses de masse proches du seuil. En outre, on constate que l'excès dans les données observé dans la Figure VIII.4 est situé dans un domaine compatible à la fois avec une hypothèse de masse de signal de $90 \text{ GeV}/c^2$ et, de façon purement anecdotique, avec des hypothèses de masses au delà du seuil cinématique, comme le montre la distribution de signal à $110 \text{ GeV}/c^2$. Ceci se traduit en termes de niveaux de confiance en un désaccord entre les valeurs attendues et les valeurs observées pour ces hypothèses de masse de Higgs.

Les courbes de niveaux de confiance CL_b et CL_{s+b} en fonction de l'hypothèse de masse sont illustrées dans les Figure VIII.6 et VIII.7. Comme on l'a vu au chap. V, la valeur de $\langle CL_b \rangle_\infty$ est la moyenne des niveaux de confiance obtenus avec des événements de fond uniquement à partir de l'épreuve statistique construite avec des événements de fond uniquement. La distribution de ces niveaux de

VIII.3. RÉSULTATS $H\nu\bar{\nu}$ COMBINÉS À 189 GEV

confiance (Figure V.15) est donc un pic de Dirac en e^{-b} suivit d'une distribution uniforme (dans le cas de la soustraction totale). Sa valeur moyenne attendue a donc une forme analytique simple :

$$\langle CL_b \rangle_\infty = \frac{1 + e^{-2b}}{2}$$

La valeur attendue dans ce cas est très proche de 50% étant donné que $b = 5.5$. La valeur de CL_b observée doit donc être comparée à $\sim 50\%$. Cette quantité n'est calculée qu'à partir du fond. C'est elle qui mesure la compatibilité de la mesure avec les processus standard. Elle permet aussi d'évaluer le facteur "chance" d'une observation car si on se place à l'hypothèse de masse donnant la limite observée, $1 - CL_b$ donne la probabilité qu'une expérience de fond seulement ait un estimateur plus grand que celui de l'expérience observée, ce qui peut s'interpréter comme la probabilité que la limite soit plus basse.

Dans les Figures VIII.6 et VIII.7 les niveaux de confiance sont illustrés avec et sans le traitement des systématiques détaillé en 2.5. On peut noter qu'en incorporant les systématiques, le CL_b observé se rapproche de sa valeur attendue et que le CL_{s+b} observé n'est pas systématiquement dégradé, contrairement au $\langle CL_{s+b} \rangle_\infty$.

A partir des données représentées dans les Figures VIII.6 et VIII.7, on peut évaluer le niveau de confiance "estimateur de signal" (CL_{SE}) décrit au chap. V. Les courbes de CL_{SE} en fonction de l'hypothèse de masse de Higgs sont illustrées dans la Figure VIII.8

On en déduit ainsi la limite observée avec soustraction totale pour le canal $H\nu\bar{\nu}$ seul avec l'analyse à réseaux de neurones dédiés :

$$m_H > 84.0 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

La limite attendue, pour un fond de 5.5 événements, avec soustraction totale en tenant compte des erreurs systématiques est :

$$m_H > 88.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

VIII.3 Résultats $H\nu\bar{\nu}$ combinés à 189 GeV

Deux combinaisons différentes du canal $H\nu\bar{\nu}$ uniquement sont présentées. La première, est celle qui a été utilisée en [VIII.6]. La seconde, non publiée est indiquée pour illustrer le gain apporté par une combinaison similaire à celle faite à 183 GeV où l'analyse séquentielle est combinée avec l'approche par réseaux de neurones.

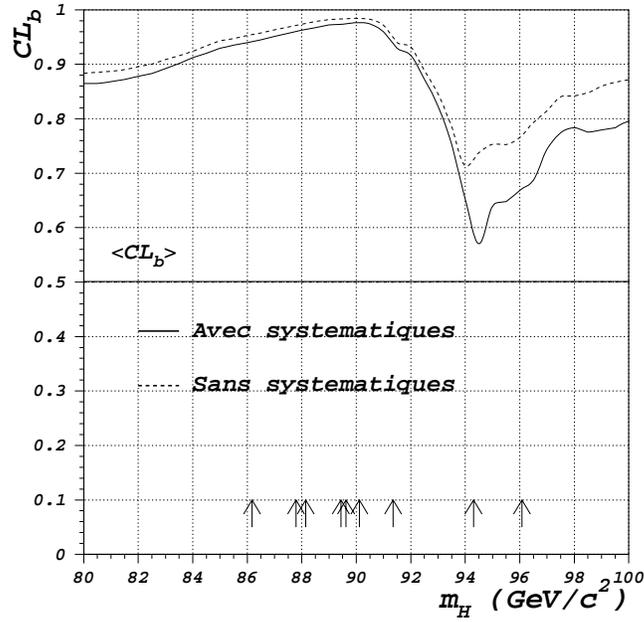


Figure VIII.6: Courbes de niveau de confiance pour le fond seulement (CL_b) en fonction de l'hypothèse en masse de Higgs. Les courbes sont représentées avec et sans tenir compte des corrections et incertitudes systématiques. La masse reconstruite des candidats est indiquée par des flèches.

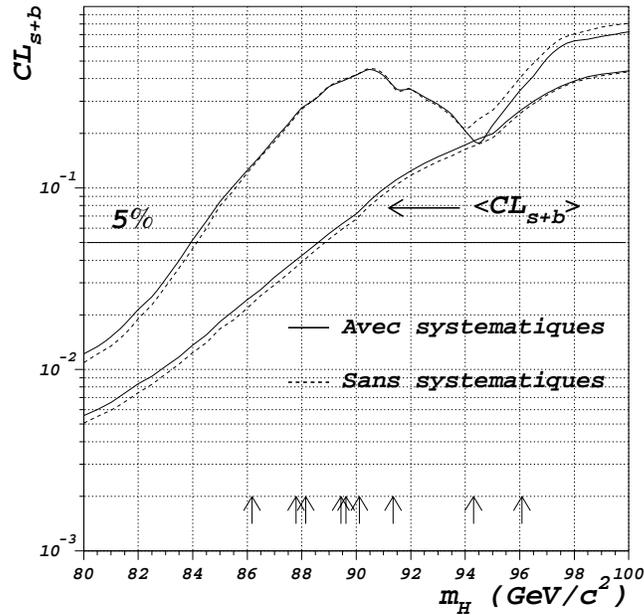


Figure VIII.7: Courbes de niveau de confiance pour signal et fond seulement (CL_{s+b}) en fonction de l'hypothèse en masse de Higgs. Les courbes sont représentées avec et sans tenir compte des corrections et incertitudes systématiques. La masse reconstruite des candidats est indiquée par des flèches.

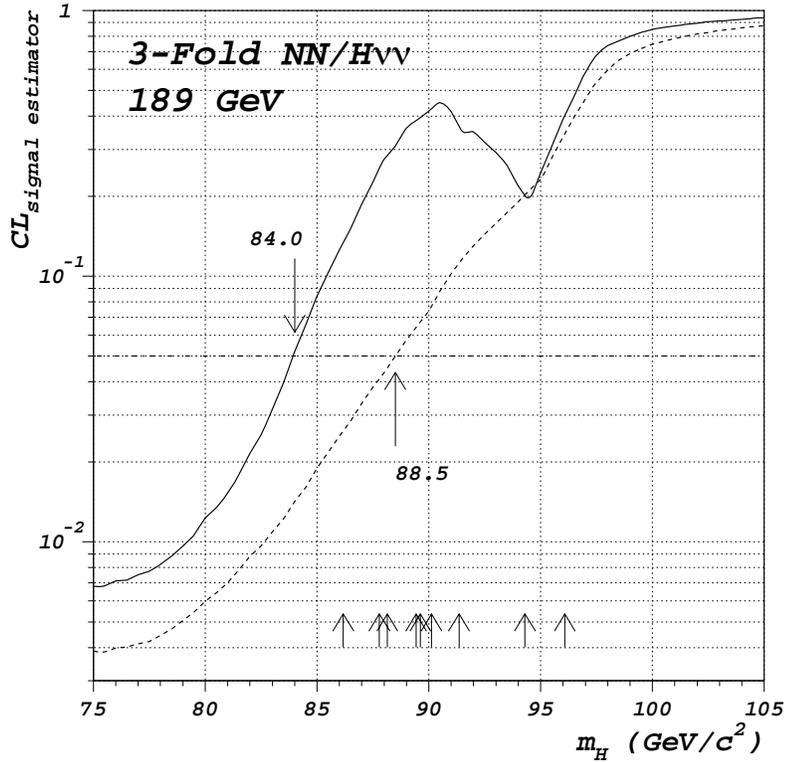


Figure VIII.8: Courbes de niveau de confiance attendues et observées avec la prescription “*estimateur de signal*” en fonction de la masse reconstruite.

3.1 Combinaison des deux réseaux de neurones

Comme on l’a fait à 183 GeV pour les analyses par réseau de neurones simple et traditionnelle par coupures, pour gagner en robustesse, les deux analyses par réseaux de neurones sont combinées par la méthode des analyses exclusives. On notera A l’analyse par réseaux de neurones dédiés et B l’analyse par réseau de neurones simple. On sépare alors les événements sélectionnés par l’une ou l’autre des deux analyses en trois sous-ensembles :

- i) $A \cap B$: l’intersection des deux analyses
- ii) $A \cap \bar{B}$: l’analyse A exclusive
- iii) $\bar{A} \cap B$: l’analyse B exclusive

Une représentation schématique de la séparation de ces deux analyses est illustrée dans la Figure VIII.9-a.

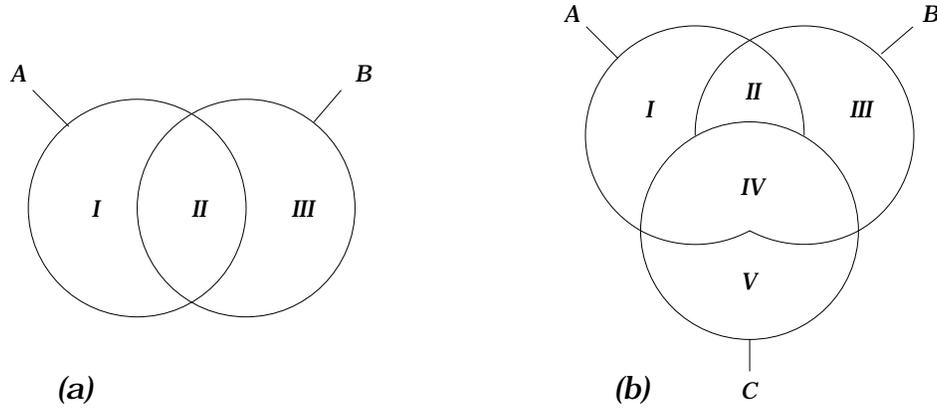


Figure VIII.9: Représentation ensembliste de la séparation des analyses dans le canal à énergie manquante, pour la combinaison à deux (a) et à cinq (b) analyses.

Les performances obtenues par ces trois sous-analyses individuellement sont indiquées dans la Table VIII.5 en tenant compte des corrections systématiques décrites au chap. VII.

On peut noter que l'excès d'événements observé dans l'analyse à réseaux de neurones dédiés est moins marqué que dans l'analyse à réseau de neurones simple.

Les distributions en masse reconstruite des candidats et celles du fond, toutes sources confondues, sont indiquées dans la Figure VIII.10. Les niveaux de confiance calculés pour le signal et le fond, sont aussi représentés. Pour l'analyse (iii) où aucun événement n'est sélectionné dans les données, le niveau de confiance observé prend la forme simple : $CL_{s+b} = \exp(-(s + b))$.

En combinant avec la prescription ellitiste ces trois sous-analyses, la sensibilité, avec soustraction totale en tenant compte des erreurs systématiques, augmente de $500 \text{ MeV}/c^2$:

$$m_H > 89.0 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

alors que la limite observée, augmente de près de $2 \text{ GeV}/c^2$:

$$m_H > 85.8 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

Les courbes représentant les niveaux de confiance attendu et observé, combinés pour des hypothèse de masses de Higgs allant de 75 à $110 \text{ GeV}/c^2$ par pas de 500 MeV , sont représentées dans la Figure VIII.11.

Dans la Figure VIII.12 sont illustrées les courbes de CL_b (observés) en fonction des hypothèses de masse de Higgs. Pour l'analyse (iii) on reconnaît que le CL_b (observé) vaut constamment $\exp(-b)$.

C'est cette combinaison qui a été utilisée pour la combinaison de tous les canaux dans [VIII.6].

Table VIII.5: Table résumant les performances des trois sous-analyses déduites de la combinaison de l'analyse par réseaux de neurones dédiés et de celle par réseau de neurones simple. Le détail des différentes sources de bruit de fond est indiqué.

Sous-analyse	$A \cap B$	$A \cap \bar{B}$	$\bar{A} \cap B$
Efficacité HZ (%)	28.7	11.0	3.9
Efficacité WWH (%)	17.0	9.3	2.4
Signal (evts)	2.4	0.8	0.4
$q\bar{q}(\gamma)$ (evts)	0.2	0.9	0.1
WW et $W e\nu$ (evts)	0.2	0.2	0.3
ZZ et $Z\nu\bar{\nu}$ (evts)	2.7	1.3	0.4
Fond (evts)	3.1	2.4	0.8
Observés (evts)	5	4	0

3.2 Combinaison des trois analyses

Pour améliorer la performance et la robustesse de l'analyse du canal à énergie manquante, une combinaison prenant en compte l'analyse séquentielle est réalisée. Cette combinaison, pour être optimale, requiert *a priori* de séparer les trois analyses en sept sous ensembles. Pour simplifier cette procédure, une approche en cinq sous-analyses est adoptée. La philosophie de cette approche est de considérer les deux analyses par réseaux de neurones comme une entité. Ce qui nous conduit à la subdivision suivante (illustrée en Figure VIII.9-b, on désigna par C l'analyse séquentielle) :

- i) $A \cap \bar{B} \cap C$: l'analyse A exclusive
- ii) $A \cap B \cap C$: les analyse A et B exclusivement
- iii) $B \cap \bar{A} \cap C$: l'analyse B exclusive
- iv) $(A \cup B) \cap C$: l'intersection des analyses A ou B avec C
- v) $C \cap \bar{A} \cap \bar{B}$: l'analyse C exclusive

les performances de chacune de ces sous-analyses, sans tenir compte des systématiques sont indiquées dans la Table VIII.6.

En combinant avec la prescription ellitiste les cinq sous-analyses, la sensibilité, avec soustraction totale sans tenir compte des erreurs systématiques est :

$$m_H > 89.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

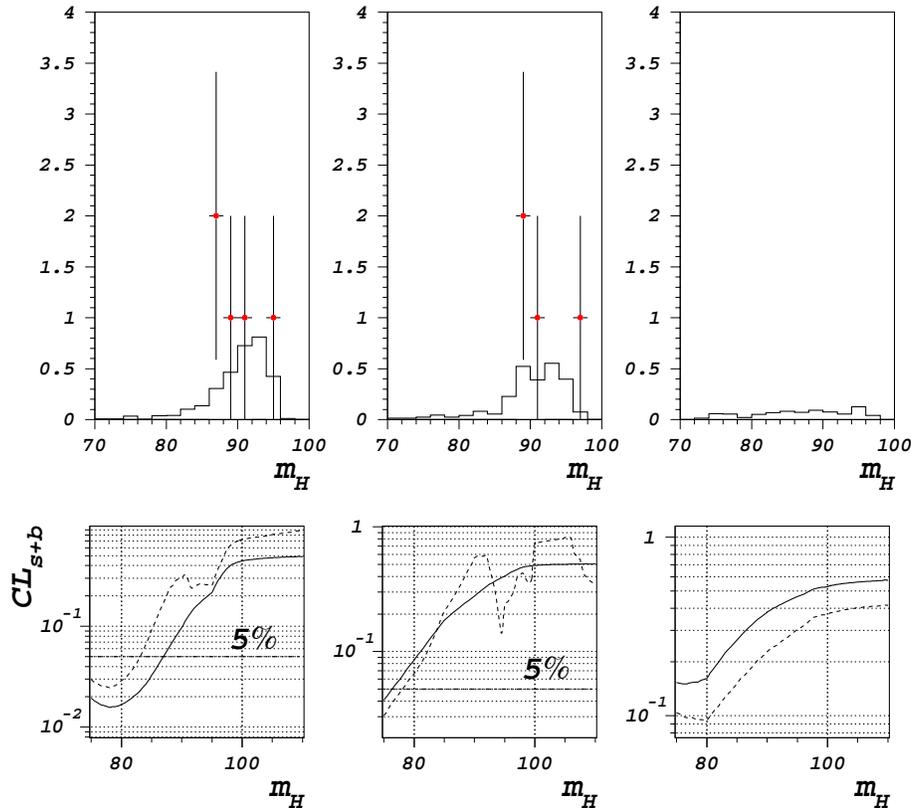


Figure VIII.10: Distributions de la masse reconstruite pour les trois sous analyses (haut) et les courbes de CL_{s+b} correspondantes (bas).

Et la limite observée, sans systématiques est :

$$m_H > 86.3 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

L'effet des systématiques étant typiquement de dégrader de 100 MeV la limite observée et la sensibilité, une légère amélioration est observée. Néanmoins l'effet induit par une telle amélioration sur la combinaison de tous canaux standard est marginal.

VIII.4 Combinaison de tous les canaux standard

En prenant en compte tous les canaux de recherche du boson de Higgs standard, un total 53 candidats est observé, alors que 45.4 événements de fond sont

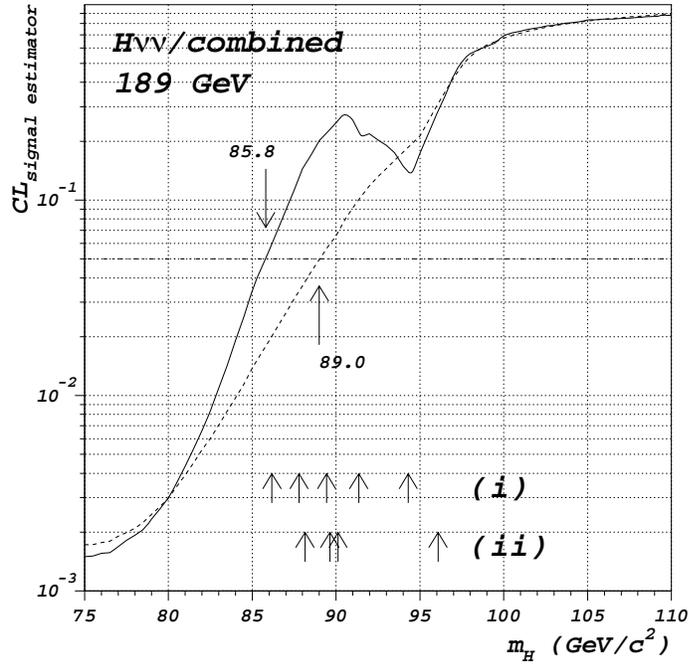


Figure VIII.11: Courbes du $CL_{\text{signal estimator}}$ pour la combinaison des trois sous-analyses.

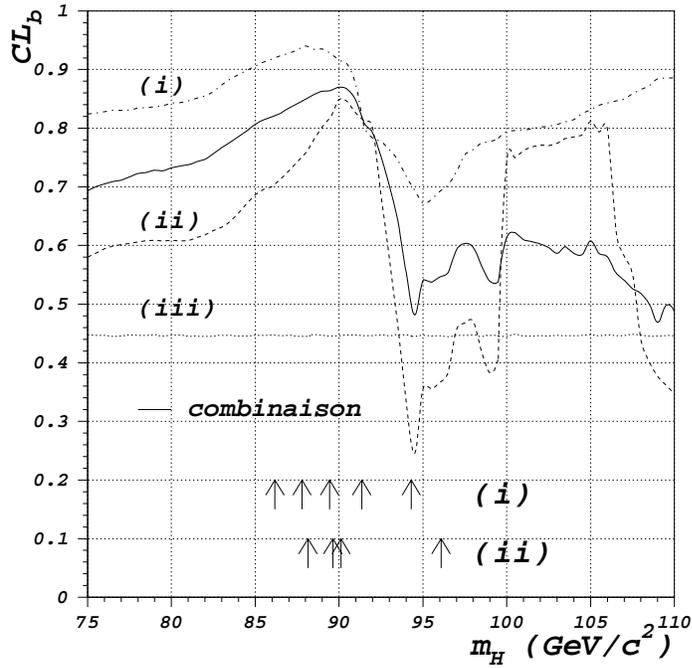


Figure VIII.12: Courbes du CL_b pour les trois sous-analyses et pour leur combinaison.

Table VIII.6: Table résumant les performances des cinq sous-analyses déduites de la combinaison des analyses par réseaux de neurones et de l'analyse séquentielle.

Sous-analyse	I	II	III	IV	V
Efficacité HZ (%)	5.5	3.6	2.7	36.5	3.4
Efficacité WWH (%)	2.9	0.9	3.6	22.2	8.0
Fond (evts)	1.4	0.4	0.6	4.0	2.4
Observés (evts)	1	1	0	7	1

attendus. Cet excès est légèrement plus significatif qu'une déviation standard ($\sim 1.1\sigma$). La distribution des événements observés ainsi que celle des fonds et d'un signal à 95 GeV/c^2 sont illustrées dans la Figure VIII.13. On peut noter un excès diffus dans les queues à basses masses.

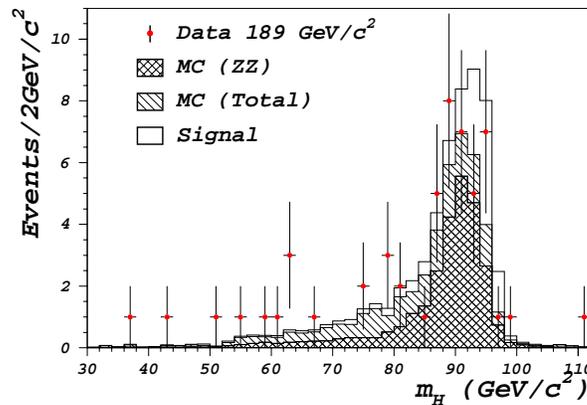


Figure VIII.13: Distributions de la masse reconstruite pour tous les canaux standard. Le signal, le fond, le fond ZZ et les données sont représentés.

A 189 GeV, étant donné que le fond est soustrait, tenir compte du recouvrement possible entre analyses devient nécessaire pour éviter de soustraire plusieurs fois un événement de fond. Un événement de fond ne doit être comptabilisé que pour une seule analyse. Quand le fond n'est pas soustrait, comptabiliser plus de fond qu'il n'y en a réellement est conservateur. Dans le cas de la soustraction totale, c'est précisément le contraire. Les analyses concernées sont :

- les états finals avec des taus ($\tau^+\tau^-q\bar{q}$ et $H\tau^+\tau^-$)

Table VIII.7: Efficacités (%) pour un signal à $95 \text{ GeV}/c^2$, le nombre d'événements de signal et de fond attendus pour 175.5 pb^{-1} . Le nombre de candidats observés est aussi indiqué.

	$H\ell^+\ell^-$	$Hq\bar{q}$	$H\tau^+\tau^-$	$\tau^+\tau^-q\bar{q}$
efficacité	77.3	46.0	30.1	25.1
n_s	1.5	8.5		0.7
n_b	14.4	21.4		2.5
candidats	14	28		2

- les états finals $Hq\bar{q}$ et $b\bar{b}b\bar{b}$
- les états finals $H\tau^+\tau^-$ et $b\bar{b}\tau^+\tau^-$.

Il est donc nécessaire, pour évaluer la limite pour le Higgs standard, de tenir compte des analyses pour les recherches de Higgs neutres du MSSM. Cela n'est pas choquant en soit. Avoir deux limites différentes pour le Higgs standard et pour le Higgs neutre supersymétrique h pour $\sin^2(\beta - \alpha) = 1$ le serait un peu plus. Malgré qu'il s'agisse de deux modèles différents et que, même avec $\sin^2(\beta - \alpha) = 1$ les embranchements du h ne sont pas forcément égaux à ceux du Higgs du modèle standard.

Pour traiter les recouvrements entre les analyses, deux méthodes sont utilisées. La première, utilisée pour la combinaison de états finals avec des taus, est simplement d'assigner de façon non biaisée chaque événement à l'un ou l'autre des états finals. Dans ce cas précis, les sélections des deux canaux sont faites à partir d'un réseau de neurones. Tous les événements sont alors triés sur la base de leur sortie de réseau de neurones. Pour les événements ambigus, où les deux sorties de réseaux de neurones sont fortement de type signal, la classification se fait sur la base du χ^2 des ajustements cinématiques dans l'hypothèse où le Z se désintègre en une paire de taus ($\chi^2_{b\bar{b}\tau^+\tau^-}$) et dans l'hypothèse où le Z se désintègre en une paire de quarks ($\chi^2_{\tau^+\tau^-q\bar{q}}$).

Les résultats tenant compte du recouvrement entre les canaux "taus" sont indiqués dans la Table VIII.7.

La second méthode, utilisée pour combiner les analyses "standard" et les analyses MSSM, est analogue à celle utilisée pour combiner les analyses du canal $H\nu\bar{\nu}$. Pour les états finals à quatre quarks ou les états finals à deux quarks et deux taus, les deux analyses sont séparées en trois sous-analyses. Pour l'état final à quatre quarks la séparation est la suivante :

- i) le recouvrement des deux analyses : $b\bar{b}q\bar{q} \cap b\bar{b}b\bar{b}$
- ii) l'analyse $b\bar{b}q\bar{q}$ "standard" exclusive

Table VIII.8: Nombre d'événements de signal à $m_h = 95 \text{ GeV}/c^2$ pour hZ (à $\sin^2(\beta - \alpha) = 1$) et à $m_h = m_A = 85 \text{ GeV}/c^2$ pour hA (à $\sin^2(\beta - \alpha) = 0$) et de fond attendus pour 175.5 pb^{-1} . Le nombre de candidats observés est aussi indiqué.

	$Hq\bar{q}$			$b\bar{b}\tau^+\tau^-$		
	(i)	(ii)	(iii)	(i)	(ii)	(iii)
signal hZ	6.6	1.9	0.1	9.2	0.4	0.1
signal hA	1.0	2.8	0.4	0.2	0.4	0.1
fond	18.9	2.6	2.4	1.1	1.4	1.1
candidats	24	4	3	1	1	2

iii) l'analyse $b\bar{b}b\bar{b}$ "MSSM" exclusive

La seule différence avec le canal $H\nu\bar{\nu}$ réside dans le fait que l'on doit tenir compte de deux signaux, que l'on note hZ (ce qui ne signifie pas que les processus de fusion WW et ZZ sont négligés) et hA. Ensuite ces trois sous-analyses sont combinées, dans le plan $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$. Le choix des variables discriminantes utilisées pour l'analyse "recouvrement" se fait dans le plan $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$. Les variables choisies sont celles qui conduisent au meilleur niveau de confiance pour l'exclusion.

La même combinaison est réalisée pour les états finals avec des taus. Dans le cadre du Modèle Standard uniquement, la performance est améliorée du fait du gain en efficacité sur le recouvrement. Les performances des sous-analyses sont détaillées dans la Table VIII.8.

Les courbes de niveaux de confiance combinés CL_b et CL_{SE} sont illustrées dans la Figure VIII.14. On peut noter que le CL_b observé est largement supérieur au $\langle CL_b \rangle_\infty$ pour toutes les hypothèses de masse testées. De la courbe CL_{SE} observée (Figure VIII.14-a), on déduit la limite observée pour le Modèle Standard :

$$m_H > 90.2 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

alors que la limite attendue est :

$$m_H > 95.7 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

La probabilité (donnée par CL_b pour une hypothèse de masse de Higgs de $90.2 \text{ GeV}/c^2$) que la limite observée soit inférieure est de $\sim 1\%$.

VIII.5 Combinaison dans le "Benchmark"

Les résultats obtenus dans le Modèle Standard ont déjà été combinés avec les analyses spécifiques au MSSM pour des événements de signal standard unique-

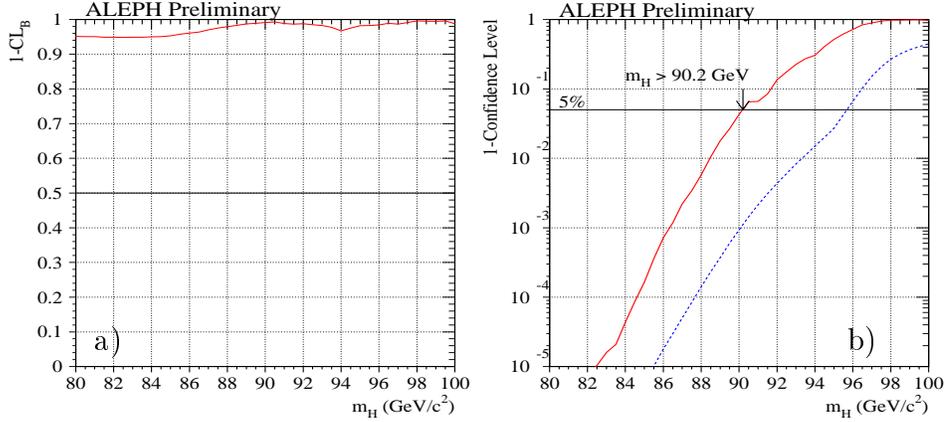


Figure VIII.14: Courbes de niveaux de confiance combinés pour toutes les analyses standard CL_b (a) et CL_{s+b} (b).

ment VIII.8. Une combinaison avec les analyses MSSM en tenant compte du signal hZ et du signal hA est faite, en fonction non seulement de m_h mais aussi de $\sin^2(\beta - \alpha)$. Les exclusions attendues et observées, résultant de cette combinaison, sont illustrées dans le plan $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$ dans les Figures VIII.15 et VIII.16. Les exclusions dues aux trois sous-analyses sont aussi représentées. Ces courbes d’exclusion étant à 95% CL, l’analyse hA à elle seule ne permet d’exclure aucune masse de Higgs quel que soit $\sin^2(\beta - \alpha)$, pour $m_H > 75 \text{ GeV}/c^2$.

Comme on l’a vu au chap. I la masse du boson de Higgs neutre CP-pair du MSSM est fixée à l’ordre des arbres par la donnée de la masse du boson de Higgs A et de $\tan \beta$, qui sont des paramètres libres de la théorie. A travers les corrections radiatives dominées par le secteur des *stops*, d’autres paramètres interviennent dans la masse du h : le paramètre de mélange dans le secteur des *stops* A_t , la masse typique des scalaires M_{SUSY} (on considère ici $M_Q = M_U = M_D = M_L = M_e$) et μ terme de masse du secteur de Higgs provenant du superpotentiel. Enfin on choisit des paramètres du secteur des Jauginos qui interdisent les désintégrations supersymétriques des bosons de Higgs, soit $M_{\tilde{\gamma}} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $\mu = -60 \text{ GeV}/c^2$, où $M_{\tilde{\gamma}} = 1$ est la masse du photino. On définit ainsi des configurations standard ou “*benchmark*”. Deux de ces configurations typiques sont :

- Le “*Maximal mixing*”, qui désigne comme on l’a vu au chap. I, le choix de $A_t = \sqrt{6} M_{SUSY}$ correspondant à la masse du Higgs maximale. Le “*Maximal mixing*” est l’abréviation de l’impact maximal du mélange dans le secteur des *stops*.
- Le “*No mixing*”, qui désigne la valeur de $A_t = 0$ minimisant les corrections radiatives à la masse du Higgs.

On peut ainsi réinterpréter l’exclusion dans le plan $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$, en termes

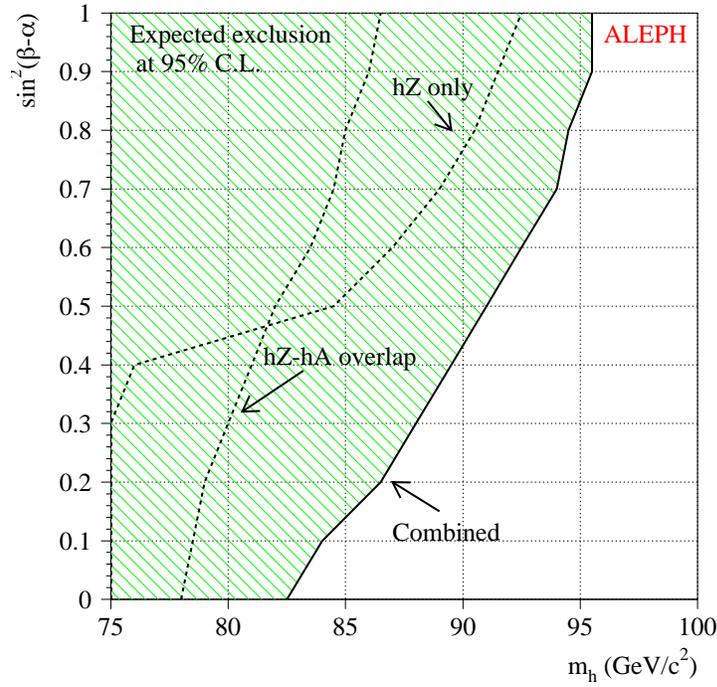


Figure VIII.15: Domaine d'exclusion observé dans le plan $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$.

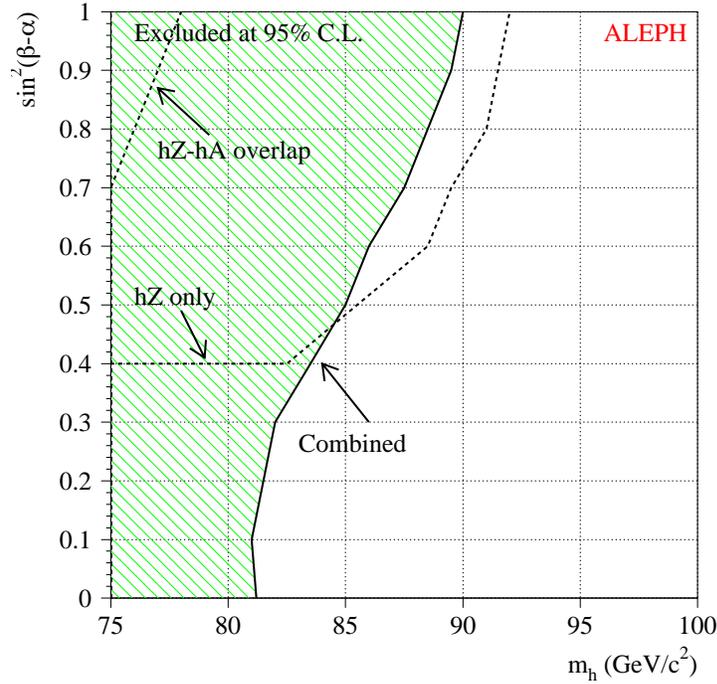


Figure VIII.16: Domaine d'exclusion observé dans le plan $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$.

d'exclusions dans les plans les plus populaires $(m_h, \tan \beta)$ et $(m_A, \tan \beta)$, en fixant un nombre de valeurs de $\tan \beta$ et en balayant m_A (calculé à partir de [VIII.24]) de manière à trouver la limite et ce, en tenant compte des taux d'embranchement en $h, A \rightarrow b\bar{b}$. Les exclusions ainsi obtenues sont présentées dans les Figures VIII.17 et VIII.18. On en déduit des limites sur les masses des bosons de Higgs neutres du MSSM pour tout $\tan \beta \geq 1$ de :

$$m_h > 80.1 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observée})$$

$$m_A > 81.7 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{observée})$$

Comme l'illustre la Figure VIII.11, l'exclusion du *maximal mixing* (dans le *benchmark*) à $\tan \beta \sim 1$ est attendue, mais n'est pas observée.

Le scénario du point fixe infra-rouge décrit au chap. I n'est pas exclu.

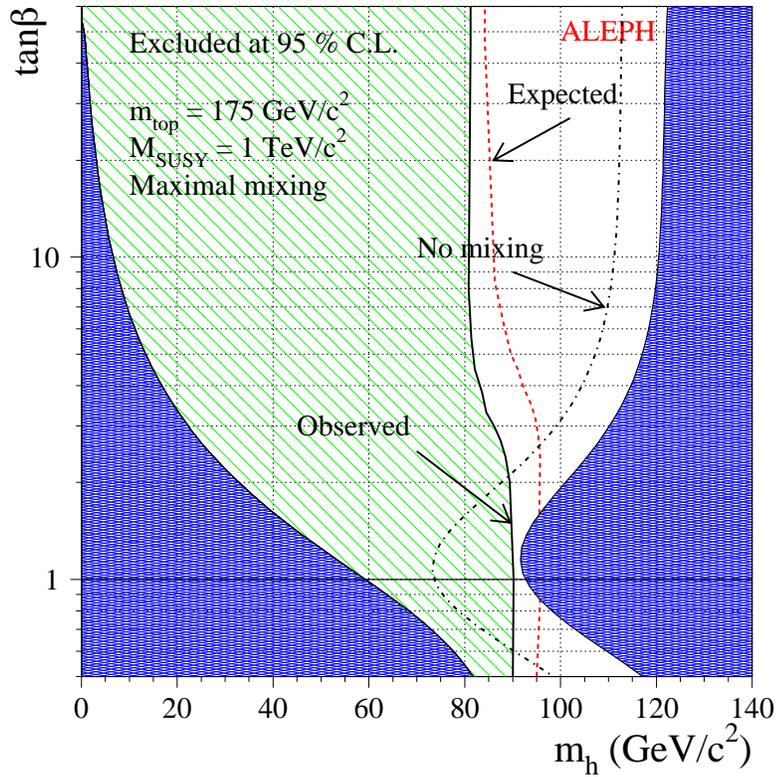


Figure VIII.17: Domaines d'exclusion dans le plan $(m_h, \tan \beta)$. Les exclusions théoriques sont aussi indiquées.

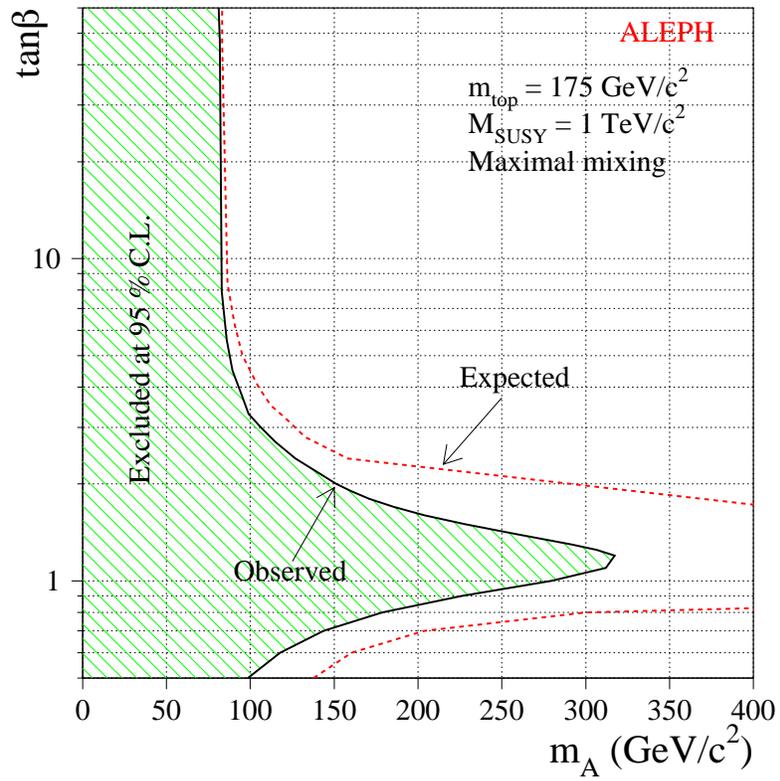


Figure VIII.18: Domaines d'exclusion dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ dans le cas du "maximal mixing".

Conclusions

Nous avons étudié le processus de production du boson de Higgs dans le canal à énergie manquante $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$. Nous avons notamment présenté, une méthode permettant de tenir compte du terme d'interférence constructive entre les processus de Higgs-strahlung et de fusion WW.

Nous avons analysé les données enregistrées par ALEPH à LEP2 à des énergies allant de $\sqrt{s} = 161$ à 189 GeV. Trois sélections ont été présentées : une approche séquentielle classique, une approche par réseau de neurones simple et une approche par réseaux de neurones multiples. L'accent a été mis sur cette dernière qui est l'approche complètement originale de cette thèse.

Le but de l'approche par réseaux de neurones multiples est d'utiliser toute la puissance des réseaux de neurones pour l'appliquer à la séparation du signal et des différents fonds uniquement sur des critères cinématiques. Trois classes génériques de fond sont définies, les fonds type " $q\bar{q}(\gamma)$ " (I), les fonds type " WW " (II) et les fonds irréductibles. Deux réseaux de neurones sont dédiés à la rejection des fonds (I) et (II). Pour étiqueter les quarks b, un réseau de neurones est aussi utilisé. La sélection globale utilise un quatrième réseau de neurones combinant les deux réseaux de neurones dédiés et l'étiquetage de quarks b.

Nous avons présenté une étude des incertitudes et corrections systématiques. Nous avons étudié en détail les effets concernant l'étiquetage des quarks b, la résolution et la calibration en énergie et la résolution angulaire des *jets*. Une méthode pour évaluer les systématiques liées à un fond réductible par extrapolation des différentes variables d'entrée du réseau de neurones global a été présentée.

L'analyse par réseaux de neurones dédiés permet d'exclure à 95% CL des masses de bosons de Higgs de :

$$m_H > 88.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

$$m_H > 84.0 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

La combinaison des deux analyses par réseaux de neurones améliore ces limites à :

$$m_H > 89.0 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

$$m_H > 85.8 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

La différence entre la limite observée et la limite attendue est essentiellement due à un léger excès d'événements dans le domaine de masses proches de m_Z .

La combinaison avec tous les autres canaux de recherche du boson de Higgs standard, comprenant les états finals $Hq\bar{q}$, $H\ell^+\ell^-$, $H\tau^+\tau^-$ et $\tau^+\tau^-q\bar{q}$, permet d'exclure à 95% CL un boson de Higgs de masse inférieure à :

$$m_H > 95.7 \text{ GeV}/c^2 \text{ (attendue)}$$

$$m_H > 90.2 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

Enfin, les résultats de recherches du boson de Higgs standard sont réinterprétés dans le Modèle Supersymétrique Minimal et combinés avec les deux canaux de recherches $b\bar{b}b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-b\bar{b}$ issus du processus de production associée $e^+e^- \rightarrow hA$. Une limite sur m_h et m_A , indépendante de la valeur de $\tan\beta$, en est déduite :

$$m_h > 80.1 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

$$m_A > 81.7 \text{ GeV}/c^2 \text{ (observée)}$$

Ces limites sont en accord avec celles obtenues par les autres expériences LEP [VIII.3].

Bibliographie

- [I.1] P.W. Higgs *Phys. Lett.* **12** (132) 1964
F. Englert et R. Brout *Phys. Lett.* **13** (321) 1964
G.S. Guralnik, C.R. Hagen et T.W. Kibble *Phys. Rev. Lett.* **13** (585) 1964
- [I.2] T-P. Cheng et L-F. Li, *Gauge theory of elementary particle physics* (Oxford University Press 1984)
- [I.3] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (579) 1961
A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, 1968)
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1264) 1967
- [I.4] The Particle Data Group, C. Caso et al., *E. Phys. J.* **C3** (1998) 1.
- [I.5] G. Altarelli and G. Isidori, "Lower limit on the Higgs mass in the standard model: An Update," *Phys. Lett.* **B337**, 141 (1994).
- [I.6] M. Veltman, "Limit On Mass Differences In The Weinberg Model," *Nucl. Phys.* **B123**, 89 (1977).
- [I.7] M. Consoli, W. Hollik and F. Jegerlehner, "The Effect Of The Top Quark On The M (W) - M (Z) Interdependence And Possible Decoupling Of Heavy Fermions From Low-Energy Physics," *Phys. Lett.* **B227**, 167 (1989).
- [I.8] D. Abbaneo *et al.*, "A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model," CERN-EP-99-015.
- [I.9] F. Teubert, "Precision tests of the standard model from Z physics," hep-ph/9811414.
- [I.10] 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**, 585 (1995) hep-ph/9502298.
- [I.11] M. Davier and A. Höcker, "New results on the hadronic contributions to $\alpha(M(Z)^{**2})$ and to $(g-2)(\mu)$," *Phys. Lett.* **B435**, 427 (1998) hep-ph/9805470.

- [I.12] M. Steinhauser, “Leptonic contribution to the effective electromagnetic coupling constant up to three loops,” *Phys. Lett.* **B429**, 158 (1998) hep-ph/9803313.
- [I.13] M. Schmelling, “Status of the strong coupling constant,” hep-ex/9701002.
- [I.14] H. Georgi and S. L. Glashow .
- [I.15] E. Gildener, *Phys. Rev. Lett.* **D 14** (1976) 1667.
- [I.16] S. Dimopoulos and H. Georgi, *Nucl. Phys.***B 193** (1981) 150-162.
- [I.17] D. Bailin and A. Love, “*Supersymmetric gauge theory and string theory*”, IOP publishing, 1994.
- [I.18] R. N. Mohapatra, “*Unification and Supersymmetry*, Springer-Verlag, 1996.
- [I.19] M. Drees, “An Introduction to supersymmetry,” hep-ph/9611409.
- [I.20] H.P. Nilles, “Supersymmetry, Supergravity And Particle Physics,” *Phys. Rept.* **110**, 1 (1984).
- [I.21] S.P. Martin, “A Supersymmetry primer,” in : Perspectives on supersymmetry, G.L. Kane (ed.), 1-98. hep-ph/9709356.
- [I.22] I. Simonsen, “A Review of minimal supersymmetric electroweak theory,” hep-ph/9506369.
- [I.23] R. Barbieri and M. Frigeni, “The Supersymmetric Higgs searches at LEP after radiative corrections,” *Phys. Lett.* **B258**, 395 (1991).
- [I.24] M. Carena, M Quirós and C.E.M. Wagner, *Effective potential methods and the Higgs mass spectrum in the MSSM*, *Nucl. Phys.* **B 461** (1996) 405.
- [I.25] J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *On radiative corrections to supersymmetric Higgs boson masses and their implications for LEP searches*, *Phys. Lett.* **B 262**, (1991) 477-484.
- [I.26] J.A. Casas, J.R. Espinosa and H.E. Haber, “The Higgs mass in the MSSM infrared fixed point scenario,” *Nucl. Phys.* **B526**, 3 (1998). hep-ph/9801365.
- [II.1] M. Carena *et al.*, “Higgs physics”, in “*physics at LEP2*”, Eds. G. Altarelli, T Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01 (1996), Vol. 1, p. 351.
- [II.2] P. Janot, “*The HZHA generator*”, in “*physics at LEP2*”, Eds. G. Altarelli, T Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01 (1996), Vol. 2, p. 309.
- [II.3] W. Kilian, M. Kramer and P.M. Zerwas, “Higgsstrahlung and W W fusion in e^+e^- collisions,” *Phys. Lett.* **B373**, 135 (1996) hep-ph/9512355.

BIBLIOGRAPHIE

- [II.4] F.A. Berends, W.L. van Neerven and G.J. Burgers, “Higher Order Radiative Corrections At Lep Energies,” Nucl. Phys. **B297**, 429 (1988).
- [II.5] ALEPH Collaboration, *Search for an invisibly decaying Higgs boson in e^+e^- collisions at a centre-of-mass energy of 188.6 GeV*, ALEPH 99-013/CONF 99-008 (1999).
- [III.1] F. Boudjema *et al.*, “Standard Model Processes”, in “*physics at LEP2*”, Eds. G. Altarelli, T Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01 (1996), Vol. 1, p. 207.
- [III.2] P. Aurenche *et al.*, “ $\gamma\gamma$ physics”, in “*physics at LEP2*”, Eds. G. Altarelli, T Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01 (1996), Vol. 1, p. 291.
- [III.3] ALEPH Collaboration, *Fermion pair production in e^+e^- collisions at 189 GeV and limits on physics beyond the Standard Model*, ALEPH 99-019/CONF 99-014 (1999).
- [III.4] ALEPH Collaboration, *WW cross section and W branching ratios at $\sqrt{s} = 189$ GeV*, ALEPH 99-020/CONF 99-015 (1999). 99-005 (1999).
- [III.5] ALEPH Collaboration, *Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions from 161 to 189 GeV*, ALEPH 99-017/CONF 99-012 (1999).
- [III.6] ALEPH Collaboration, *Measurement of the $e^+e^- \rightarrow ZZ$ Production cross section*, ALEPH 99-009/CONF 99-005 (1999).
- [III.7] T. Sjostrand, “High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,” Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).
- [III.8] 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**, 503 (1994).
- [III.9] S. Jadach *et al.*, “Monte Carlo program KoralW 1.42 for all four-fermion final states in e^+e^- collisions,” CERN-TH-98-242.
- [III.10] F.A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss, “Excalibur: A Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP-200 and beyond,” Comput. Phys. Commun. **85**, 437 (1995) hep-ph/9409326.
- [III.11] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], “An Experimental study of $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons at LEP,” Phys. Lett. **B313**, 509 (1993).
- [IV.1] S. Myers and C. Wyss, “*Prospects for energy and luminosity at LEP2*”, Eds. G. Altarelli, T Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01 (1996), Vol. 1, p. 23.

- [IV.2] LEP 2000 Working Group, *LEP 2000 Status report*, CERN SL-98/011 (DI).
- [IV.3] A. Blondel et. Al., *Beam energy measurements at LEP2*, In **Physics at LEP2** eds.G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, CERN 96-01.
- [IV.4] LEP Energy Working Group, “*Evaluation of the LEP center-of-mass energy for data taken in 1998*”, LEP Energy WG 99/01.
- [IV.5] M. Jaquet, *Recherche de particules supersymétriques avec violation de la R-parité*, Thèse, LAL 95-89.
- [IV.6] P. Janot, *Beam spot position measurement: Precision requirements for LEP2*, ALEPH 95-050, PHYSIC 95-046.
- [IV.7] J. Putz and S. Wasserbaech, *A beam spot measurement from $\gamma\gamma$ events*, ALEPH 95-106, PHYSIC 95-094.
- [IV.8] ALEPH Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods A* **294** (1990) 121.
- [IV.9] ALEPH Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods A* **360** (1995) 481.
- [IV.10] D. Creanza, et Al., *Construction and Performance of the new ALEPH Vertex Detector*, Proc. 5th Int. Conf. on Advanced Technology and Particle Physics, Como, Italy (1996).
- [IV.11] S. Bethke *et al.* [JADE Collaboration], “Experimental Investigation Of The Energy Dependence Of The Strong Coupling Strength,” *Phys. Lett.* **B213**, 235 (1988).
- [IV.12] N. Brown and W.J. Stirling, *Finding jets and summing soft gluons: a new algorithm*, *Z. Phys.* **C 53** (1992) 629-636
- [IV.13] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B 322** (1994) 441.
- [IV.14] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B 313** (1993) 535.
- [V.1] C. Lau, *Neural Networks*, IEEE Press (1991).
E. Sánchez-Sinencio and C. Lau, *Artificial Neural Networks*, IEEE Press (1992).
- [V.2] C. Peterson, T. Rognvaldsson and L. Lonnblad, “JETNET 3.0: A Versatile artificial neural network package,” *Comput. Phys. Commun.* **81**, 185 (1994).
- [V.3] J.F. Grivaz and F. Lediberder, “Complementary analyses and acceptance optimization in new particle searches,” LAL-92-37.
- [V.4] J.-F. Grivaz and F. Lediberder, *Nucl. Instrum. Methods A* **333** (1993) 320.

BIBLIOGRAPHIE

- [V.5] P. Janot and F. Lediberder, *Nucl. Instrum. Methods A* **411** (1998) 449.
- [V.6] F. Lediberder, “Rarity and exoticness”, Mark II/SLC Note245 (1989).
- [V.7] R. D. Cousins and V. L. Highland, *Nucl. Instrum. Methods A* **320** (1992) 331.
- [V.8] O. Helene, *Nucl. Instrum. Methods A* **212** (1983) 319.
- [V.9] P. McNamara and S. Jin, “The signal estimator limit setting method”, physic/9812030.
- [VI.1] ALEPH Collaboration, *Phys. Rept.* **216** (1992) 253-340.
- [VI.2] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **313** (1993) 299-311.
- [VI.3] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **384** (1996) 427-438.
- [VI.4] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **412** (1997) 155-172.
- [VI.5] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **440** (1998) 403-418.
- [VI.6] 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 (1999).
- [VI.7] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, “Scaling Violations In Inclusive e^+e^- Annihilation Spectra,” *Phys. Rev. D* **27**, 105 (1983).
- [VI.8] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations. “ *Combining heavy flavour electroweak measurements at LEP*” *Nucl. Instrum. Methods A* **378** (1996) 101
- [VII.1] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **401** (1997) 150-162
ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **401** (1997) 163-175
- [VII.2] J. Lys, (CDF Collaboration), “Top mass measurements at CDF”, *Presented at 28th International Conference on High-energy Physics (ICHEP 96), Warsaw, Poland, 25-31 Jul 1996.*
S. Protopopescu (The D0 Collaboration), “Measurement of the top quark mass at D0”, *Presented at 28th International Conference on High-energy Physics (ICHEP 96), Warsaw, Poland, 25-31 Jul 1996.*
- [VII.3] DELPHI Collaboration, MORIO 8-CONF 208.
L3 Collaboration, L3 Note 2382 and L3 Note 2383.
OPAL Collaboration, PN 382.

Remerciements

Je remercie Jacques Lefrançois et François Richard de m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je remercie Riccardo Barbieri de m'avoir fait l'honneur d'avoir accepté de faire partie de mon Jury, ainsi que Michel Baubillier et Gigi Rolandi d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Jean-François Grivaz pour m'avoir guidé tout au long de cette thèse et de m'avoir fait profiter de son intuition physique et esprit de synthèse. Je tiens aussi à le remercier chaleureusement pour la confiance qu'il m'a accordée.

Merci à Patrick Janot pour son dynamisme, ses conseils, ses critiques et son soutien.

Un grand merci à Jean-Baptiste de Vivie et Laurent Duffot, pour leur amitié et leur aide. Merci à Edwige Tournefier et à Dirk Zerwas.

Merci à tous les membres du groupe ALEPH-LAL : Paolo Azzurri, Jacques Boucrot, Olivier Callot, Shaomin Chen, Michel Davier, Philippe Heusse, Andreas Höcker, Agnieszka Jacholkowska, Anne-Marie Lutz, Marie-Hélène Schune, Jean-Jacques Veillet, Ioana Videau et Changzheng Yuan.

Merci à tous ceux avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, en particulier Pascal Gay, pour m'avoir dévoilé les secrets des réseaux des neurones.

Je tiens à remercier Jean-Pierre Lowys pour m'avoir permis de suivre ce chemin.

Un grazie particolare a Matteo Barsuglia e Luca Matone, miei cari compagni d'avventura.

Enfin, merci à tous mes proches pour leur patience et leur présence.