LABORATOIRE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE DES HAUTES ENERGIES

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité: Physique des particules

Présentée et soutenue publiquement

par

Frédéric Machefert

le vendredi 15 mai 1998

Titre :

MESURE DE LA MASSE DU BOSON W PAR LA MÉTHODE DE RECONSTRUCTION DIRECTE DANS L'EXPÉRIENCE ALEPH AU LEP

Jury :

Mr	Ignatios Antoniadis	
Mr	Michel Baubillier	
Mme	Brigitte Bloch-Devaux	, Présidente du jury
Mme	Marie-Claude Cousinou	, Rapporteur
Mr	André Rougé	, Directeur de thèse
Mr	Gérard Sajot	, Rapporteur

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique et je remercie Monsieur François Jacquet, directeur du LPNHE-X, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je tiens également à remercier Monsieur André Rougé qui a dirigé cette thèse et Messieurs Henri Videau et Jean-Claude Brient pour leur aide et leurs encouragements constants. Ma reconnaissance va également aux autres membres d'ALEPH, anciens ou présents : Marc Verderi pour ses conseils et sa bonne humeur, Pierre Bourdon qui m'a initié à mon travail de thèse, ainsi que Reisaburo Tanaka pour sa disponibilité et ses suggestions pertinentes.

J'exprime ma gratitude aux membres du Jury et tout d'abord à Madame Brigitte Bloch-Devaux qui m'a fait l'honneur de présider ma thèse, à Madame Marie-Claude Cousinou et Monsieur Gérard Sajot qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail, ainsi qu'à Messieurs Ignatios Antoniadis et Michel Baubillier.

Je salue les personnels de recherche et des groupes techniques, notamment du groupe informatique pour leur gentillesse, leurs conseils et solutions en cas de problèmes, en particulier Monsieur Paulo Mora de Freitas.

Enfin, je tiens à remercier mes amis, physiciens ou non, que j'ai rencontrés au cours de ma thèse, au laboratoire, au CERN, en Ecole d'été, aux conférences, où bien au club de course à pied de l'X.

« Mais essayez de comprendre, Gershon –
même si cette particule est trop petite et trop éphémère
pour être détectée, nous ne pouvons quand même pas
vous croire sur parole… »

Table des matières

Introduction **1**

1 Aspects théoriques **3**

1.1 Description du modèle standard 3

1.2 La symétrie et l'électrodynamique quantique 5

1.3 La force électrofaible 6

1.3.1 Le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 6

1.3.2 La masse des bosons W et Z 9

1.4 La force forte 13

1.5 Mesures de précision 14

1.5.1 Les corrections radiatives 14

1.5.2 Paramétrisation usuelle au LEP 17

1.6 Les bosons W au LEP 23

1.6.1 La largeur du boson W 24

1.6.2 Les diagrammes 4f 26

1.6.3 Les corrections radiatives électrofaibles 28

1.6.4 Les phénomènes d'interconnection QCD 31

2 Aspect expérimental **35**

2.1 L'accélérateur LEP "*Large Electron Positron collider*" 35

2.1.1 La machine 35

2.1.2 Mesure de l'énergie dans le centre de masse 39

2.2 Le détecteur ALEPH "*Apparatus for LEP PHysics*" 41

2.3 L'algorithme de flot d'énergie ou "Energy Flow" 45

2.4 Les simulations 47

2.5 Les méthodes de mesure de la masse du boson W 49

2.5.1 Avant LEP II 49

2.5.2 Les mesures à LEP II 51

3 Sélection des événements **55**

3.1 Les événements à désintégration hadronique 55

3.1.1 Introduction 55

3.1.2 Choix des variables et présélection à 183 GeV 56

3.1.3 Test de Neyman-Pearson et distributions à trois dimensions 62

3.1.4 Densité de probabilité 65

3.1.5 Résultats à 183 GeV 68

3.1.6 Algorithme et résultats à 172 GeV 72

3.2 Les événements à désintégration semi-leptonique 76

3.2.1 Introduction 76

3.2.2 Identification des particules 76

3.2.3 La présélection 81

3.2.4 Désintégrations $e\nu_e q\bar{q}$ et $\mu\nu_\mu q\bar{q}$ 82

3.2.5 Désintégrations $\tau\nu_\tau q\bar{q}$ 88

3.2.6 Résultats 90

4 Reconstruction des bosons W **93**

4.1 Introduction 93

4.2 Fragmentation et reconstruction des jets 94

4.2.1 Fragmentation et simulation 94

4.2.2 Reconstruction des jets 95

4.3 L'asymétrie 98

4.4 Ajustement des jets et des leptons 102

4.4.1 Ajustement par minimisation d'une fonction χ^2 103

4.4.2 Ajustement par les multiplicateurs de Lagrange 103

4.4.3 Paramétrisation du problème 105

4.4.4 Rééchelonnement par l'énergie du boson W reconstruit 106

4.4.5 Effet sur la distribution de masse 107

4.5 Comparaison des algorithmes de reconstruction des jets 113

4.5.1 Les algorithmes et la procédure de comparaison 113

4.5.2 Comparaisons après simulation du détecteur 114

4.5.3 L'algorithme DURHAM "PE" 119

4.5.4 Comparaisons après ajustement des jets de l'événement 120

4.5.5 Evolution de 172 GeV à 183 GeV 121

4.6 L'appariement des jets dans le canal hadronique 122

4.6.1 Utilisation des événements au pic du Z 123

4.6.2 Méthode liée à la différence des masses reconstruites 125

5 Mesure de la masse du boson W **133**

5.1 Estimation de M_W 133

5.1.1 Méthode de pondération du Monte Carlo 134

5.1.2 Les erreurs statistiques 139

5.1.3 Le canal hadronique 141

5.1.4 Le canal semi-leptonique 144

5.2 Les erreurs systématiques et théoriques liées à la mesure 147

5.2.1 Erreurs dues à la présélection 147

5.2.2 Erreurs dues à la sélection 151

5.2.3 Calibration des calorimètres 154

5.2.4 Corrections sur les jets 157

5.2.5 Contamination 159

5.2.6 L'énergie du faisceau 161

5.2.7 La statistique du Monte Carlo de référence 162

5.2.8 Indéterminations théoriques 163

5.2.9 Résumé 168

5.3 Résultat de la mesure de M_W 168

Conclusion **177**

Bibliographie **180**

Résumé **189**

Introduction

Les expériences effectuées au LEP depuis 1989 et jusqu'en 1995 ont permis de tester le modèle standard avec une exceptionnelle précision par l'étude de la résonance du Z^0. Depuis 1995, l'énergie du collisionneur électron-positron LEP a été progressivement augmentée pour atteindre 172 GeV dans le centre de masse des détecteurs en 1996 et 183 GeV en 1997. A ces énergies, la production d'une paire de bosons W devient possible et permet d'effectuer un nouveau test du modèle standard indépendant de la résonance du Z^0 et basé sur la mesure de la masse du boson W.

Outre la confirmation du modèle, la mesure de la masse du boson W permet de préciser certains paramètres encore mal connus. Les prédictions du modèle standard, par le calcul des corrections radiatives faisant intervenir des boucles de quarks top et de bosons de Higgs, relient la masse du boson W avec celle du top et du Higgs. Les mesures directes au Tevatron et indirectes de LEP I fournissent une valeur de la masse du top avec une précision de l'ordre de ± 5 GeV. Le boson de Higgs n'a jamais été mis en évidence et seuls des arguments théoriques et les contraintes indirectes liées aux corrections radiatives permettent de préciser sa masse. Des contraintes importantes, dues aux asymétries leptoniques et à la largeur du Z^0 ont été déduites des expériences au pic de masse du Z^0. De nouvelles contraintes vont apparaître en combinant la mesure précise de la masse du boson W au LEP avec les mesures obtenues sur les collisionneurs $p\bar{p}$.

Il existe essentiellement deux méthodes de mesure de la masse du W au LEP. La première a déjà été utilisée en 1996 à 161 GeV et exploite la variation avec la masse de la section efficace au seuil de production d'une paire W^+W^-. Au-delà de cette énergie, la mesure par reconstruction directe des produits de désintégration des deux bosons W est la seule utilisable.

Le sujet de cette thèse est la mesure de la masse par reconstruction directe. Elle utilise les données des années 1996 et 1997 de l'expérience ALEPH au LEP.

Cette thèse est divisée en cinq chapitres. Le premier décrit le contexte théorique de la force électrofaible et met l'accent sur les mécanismes donnant une masse aux bosons vecteurs du modèle standard. De la formule au premier ordre, obtenue par analogie avec la théorie de l'interaction β, développée par Fermi, nous introduirons les corrections radiatives réduisant les

erreurs sur les prédictions à un niveau inférieur aux erreurs des mesures. Les processus de production d'une paire de bosons W au LEP seront l'objet de la dernière partie du chapitre de théorie.
Les données utilisées ont été prises avec le détecteur ALEPH du LEP. Le deuxième chapitre présentera brièvement le collisionneur, le détecteur et les simulations afin de montrer le contexte expérimental de la mesure. Un rappel des mesures précédentes de la masse du W permettra la transition avec la mesure effectuée pour cette thèse.
Les trois chapitres suivants sont consacrés à la description de la méthode et aux résultats obtenus avec les données ALEPH. La production d'une paire de W n'est qu'une partie des processus accessibles au LEP aux énergies de 172 GeV et plus. Il est tout d'abord nécessaire d'extraire les événements du signal WW. Le chapitre 3 est dédié aux sélections dans les deux canaux hadronique et semi-leptonique utilisables. La reconstruction des impulsions des bosons est le sujet du chapitre suivant à la fin duquel la masse des W à l'origine des processus est mesurée événement par événement dans les deux modes de désintégration de la paire. L'ajustement des distributions fournissant la valeur finale de la masse du boson W est décrit dans le chapitre 5 où sont étudiées les erreurs statistiques et systématiques de la mesure. La combinaison des résultats avec les mesures déjà existantes permet de conclure sur les contraintes apportées au modèle standard.

Chapitre 1

Aspects théoriques

1.1 Description du modèle standard

Le modèle standard décrit de manière relativement satisfaisante et simple la matière et les phénomènes comme ils sont observés aux points d'interaction des grands collisionneurs actuels mais aussi comme ils l'ont été par Maxwell dans le cadre de la force électromagnétique ou Becquerel et les époux Curie pour la radioactivité. A cette époque, les outils nécessaires à la construction du modèle n'existaient pas. Ces outils sont la mécanique quantique et la relativité restreinte, indispensables à la description d'objets petits et circulant à des vitesses de l'ordre de celle de la lumière. Ces deux théories ont été reformulées et unifiées avec la théorie quantique des champs permettant à la fois d'annihiler et de créer des particules, et d'intégrer certains concepts de mathématique rendant les calculs et les prédictions possibles.
La formulation moderne de la physique des particules est celle des intégrales de chemin introduites par Feynmann rendant le formalisme traditionnel des opérateurs quantiques plus simple et élégant à traiter. Dans ce cadre, la quantité la plus importante devient le Lagrangien du système contenant toute notre information sur celui-ci.

Le modèle standard utilise la théorie des champs quantiques pour décrire trois des quatre forces permettant aux particules d'interagir entre-elles et interprétées comme des interactions de jauge. La quatrième, la force gravitationnelle, certainement la plus commune, en est exclue. Il n'existe pas encore de théorie quantique de la gravité mais ses effets sont négligeables pour les phénomènes et les échelles qui nous intéressent ici. Les trois autres forces sont les forces électromagnétique, faible et forte.

A l'instar des forces, le spectre des particules dans le modèle standard est relativement simple, formant un alphabet de quelques lettres capable de créer la diversité de l'univers.
Les fermions de spin $1/2$ constituent la matière de l'univers. Ils sont groupés en trois familles ou générations de leptons et de quarks caractérisées par la masse de ces particules. Chacune d'elles contient un neutrino, un autre lepton de charge -1 et deux quarks de charge électrique $2/3$ et $-1/3$. La première famille domine largement notre univers, mais les expériences effectuées dans les accélérateurs et l'observation des rayons cosmiques ont montré l'existence d'autres particules. Le modèle standard intègre trois générations et les mesures sur la largeur de désintégration du boson Z ont fixé ce nombre à $N = 2.991 \pm 0.016$ [25]. Pourtant rien dans le modèle n'explique cette limitation et l'intégration de nouvelles particules au sein de nouvelles familles est tout à fait imaginable.
Les forces du modèle standard sont modélisées par l'échange entre particules de bosons vecteurs de l'interaction: les bosons de jauge. Ainsi, la force électromagnétique est véhiculée par le photon de masse nulle. La force faible, à l'origine des désintégrations β, affecte tous les constituants et doit son nom à la masse de ses médiateurs, les bosons W et Z, responsables de sa faible intensité à l'échelle nucléaire. Enfin, les particules possédant une charge dite de couleur subissent la force forte. Ces particules sont les quarks, qui constituent les protons et neutrons du noyau et les gluons, vecteurs de l'interaction.
A chaque particule du modèle standard est associée son anti-particule de charges opposées, mais de même masse.

Les forces du modèle trouvent leur expression dans le Lagrangien. Mais, dans la pratique et à l'image de la mécanique quantique classique, peu de problèmes peuvent être résolus sans utiliser la méthode des perturbations. Ainsi, un système d'électrons et de photons en interaction est décrit par un Lagrangien de la forme

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_{\psi} + \mathcal{L}_{A} + \mathcal{L}_{int} \tag{1.1}$$

où ψ représente le champ de fermions et A est le potentiel vecteur de Maxwell pour les photons libres. Le dernier terme est le terme d'interaction électron-photon proportionnel à $\sqrt{\alpha}$, le couplage électromagnétique étant

$$\alpha_{QED} = \frac{e^2}{4\pi} \tag{1.2}$$

bien inférieur à 1. Les résultats des calculs perturbatifs ont été comparés avec les résultats des expériences et l'accord a fait le succès de cette théorie.

1.2 La symétrie et l'électrodynamique quantique

Une des principales découvertes de la physique moderne est d'avoir montré l'importance des symétries. Ainsi d'après le théorème de Noether, à toute invariance par symétrie peut être associée la conservation d'une grandeur. Inversement, la conservation de la charge électrique a conduit les physiciens à développer une théorie exhibant une invariance du Lagrangien selon un certain groupe de symétrie, le groupe $U(1)$ des matrices unitaires complexes de dimension 1. Supposons donc que le champ ψ représentant les fermions subisse une transformation globale (le terme α étant constant)

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x) \tag{1.3}$$

Le Lagrangien QED est invariant sous cette tranformation. Son expression est composée des termes $\mathcal{L}_\psi$ et $\mathcal{L}_A$ décrivant les fermions et les photons et qui conduisent, en appliquant l'équation d'Euler-Lagrange, à l'équation de Dirac[1]

$$(i\ \partial\!\!\!/ - m)\psi = 0 \tag{1.4}$$

pour les fermions et aux équations de Maxwell pour les photons,

$$\mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_A = \bar{\psi}(i\ \partial\!\!\!/ - m)\psi - 1/4F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.5}$$

où $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. L'interaction électromagnétique est absente de cette équation tenant compte uniquement de la masse des fermions et de la cinétique des fermions et des photons.

La symétrie $U(1)$ n'apporte pour l'instant rien au problème, mais allons plus loin et supposons que la transformation n'est pas globale, mais locale, α devenant $\alpha(x)$. Le Lagrangien n'est plus invariant, à moins de considérer que le potentiel vecteur subisse simultanément la transformation

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - 1/e\partial_\mu\alpha(x) \tag{1.6}$$

ce qui ne contredit en rien les équations de Maxwell, invariantes par toute transformation de jauge du type

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\chi(x) \tag{1.7}$$

et de remplacer la dérivée habituelle ∂ par la dérivée covariante D

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \tag{1.8}$$

ce qui fait apparaître dans le Lagrangien le terme d'interaction

$$\mathcal{L}_{int}(x) = -e\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)A^\mu(x) \tag{1.9}$$

[1] Le symbole $\partial\!\!\!/$ remplace usuellement la notation plus longue $\gamma_\mu\partial^\mu$. Les γ_μ sont les matrices introduites par Dirac dans son formalisme des spineurs et basées sur les matrices de Pauli τ classiques.

En imposant la symétrie $U(1)$ locale au Lagrangien le terme d'interaction apparaît naturellement. A présent, la plupart des physiciens conçoivent que les interactions fondamentales dans l'univers sont gouvernées par des symétries de jauge locales. C'est le cas de la force électrofaible et de la force forte modélisée par la chromodynamique quantique dans le modèle standard.

1.3 La force électrofaible

1.3.1 Le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$

La force électrofaible est basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_{isospin\ faible} \times U(1)_{hypercharge}$ comportant quatre générateurs, donc quatre champs de jauge et unifiant QED avec la force faible. L'argument essentiel en faveur de ce groupe est la vérification expérimentale des prédictions du Lagrangien qui en découle ([4],[5],[6]).

La principale caractéristique de la théorie électrofaible est son aspect chiral, ne traitant pas de la même manière les particules gauches et les particules droites définies par

$$\begin{aligned} \psi_L &= \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi \\ \psi_R &= \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi \end{aligned} \tag{1.10}$$

Chaque fermion est donc décomposé en un champ gauche doublet de $SU(2)$ et un champ droit singulet de $SU(2)$. Les charges associées au groupe sont l'isospin faible pour la partie $SU(2)$ dont les trois générateurs sont désignés par T_i et l'hypercharge pour $U(1)_Y$ dont le générateur est Y. Le lien entre ces charges et la charge Q de l'électromagnétisme, que l'on veut inclure dans cette description, est donné par la relation simple de Gell-Mann-Nishijima ([12],[11]) :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.11}$$

Par cette relation, il est possible d'assigner les nombres quantiques aux fermions du modèle standard, les doublets ayant l'isospin faible 1/2 et les singulets un isospin nul :

On a ajouté à la table deux nombres quantiques B et L partageant les fermions en deux groupes : les leptons et les baryons. La conservation de ces nombres implique la conservation du nombre de leptons et de baryons dans les interactions.

On applique l'invariance du Lagrangien par symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sur les composantes gauches et droites des fermions en remplacant la dérivée habituelle par une dérivée covariante

Familles			T	T_3	Q	Y	B	L
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2 1/2	1/2 −1/2	0 −1	−1 −1	0 0	1 1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2 1/2	1/2 −1/2	2/3 −1/3	1/3 1/3	1/3 1/3	0 0
e_R^- u_R d'_R	μ_R^- c_R s'_R	τ_R^- t_R b'_R	0 0 0	0 0 0	-1 2/3 -1/3	-2 4/3 -2/3	0 1/3 1/3	1 0 0

Tableau 1.1: Les fermions du modèle standard avec les nombres quantiques associés

intégrant les générateurs de la symétrie. On appelle W_μ^i les trois potentiels vecteurs ($i = 1, \ldots, 3$) associés à $SU(2)$ et B_μ le potentiel associé à $U(1)$, similaire à A_μ en électrodynamique quantique. La dérivée covariante s'exprime alors par

$$\begin{aligned} \partial_\mu \rightarrow D_\mu &= \partial_\mu + igT_iW_\mu^i + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \\ &= \partial_\mu + ig\frac{\tau_i}{2}W_\mu^i + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \end{aligned} \tag{1.12}$$

où on a exprimé le générateur T_i en fonction des matrices de Pauli. g et g' sont les constantes de couplage de la force électrofaible entre les bosons de jauge W et B et les fermions gauches et droits. Le Lagrangien prend alors la forme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ew} = \sum_f \Big[& \bar{\psi}_L\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g\frac{\tau_i}{2}W_\mu^i - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right)\psi_L + \\ & \bar{\psi}_R\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right)\psi_R \Big] \\ & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\nu\mu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\nu\mu} \end{aligned} \tag{1.13}$$

L'analogie avec l'équation 1.5 est forte : on reconnaît le terme décrivant les fermions ici découplés en fermions gauches et droits, auquel est intégré la partie interaction identique à 1.9 et le terme de Maxwell $\mathcal{L}_A$ ici exprimé avec les champs $W_{\mu\nu}^i$ et $B_{\mu\nu}$ décrivant la cinétique des bosons vecteurs associés.

S'il semble à priori que l'on a simplement augmenté le nombre de particules et de champs, et modifié une première expression en une somme d'expressions de même forme, le détail de l'expression des champs $W^i_{\mu\nu}$ associés aux potentiels vecteurs W^i_μ montre l'une des propriétés les plus importantes de la théorie électrofaible et liée au caractère non abélien de $SU(2)$: les particules correspondant aux potentiels W portent la charge d'isospin faible et donc interagissent entre-elles, comme des photons interagiraient entre-eux s'ils possédaient une charge électrique, ce qui n'est bien évidemment pas le cas. Le champ $W^i_{\mu\nu}$ comporte un terme supplémentaire conduisant à des termes d'interaction entre bosons de jauge associés aux potentiels W^i :

$$W^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu - g\epsilon_{ijk} W^j_\mu W^k_\nu \tag{1.14}$$

Le terme cinétique associé au potentiel B ne comportant pas d'interaction $B - B$ par la commutativité de $U(1)$, son expression reste simple:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.15}$$

On aimerait pouvoir relier les quatre champs obtenus avec l'électromagnétisme d'une part et la force faible d'autre part. Mais comment expliquer la courte portée de cette dernière sans donner une masse à trois des bosons introduits, le quatrième sans masse pouvant être interprété comme étant le photon. On peut ajouter des termes dans le Lagrangien afin d'introduire une masse pour trois bosons de manière totalement empirique, mais la procédure brise l'invariance du Lagrangien et ne vérifie pas certains critères dits de renormalisabilité qui doivent être impérativement remplis afin de définir une théorie prédictive. Une autre méthode doit être cherchée.

On notera tout d'abord que les états physiques de la théorie ne sont pas forcément les bosons W et B, mais peuvent être obtenus par rotation de ces états,

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} W^+_\mu \\ W^-_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} & i/\sqrt{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^1_\mu \\ W^2_\mu \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} Z^0_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^3_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.16}$$

où θ_W, angle de Weinberg de mélange entre les états est défini par

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \text{ et } \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}} \tag{1.17}$$

Le terme d'interaction de la théorie s'écrit alors dans la nouvelle base

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{int} &= -g\bar{\psi}_L \gamma^\mu \frac{\tau_i}{2} W^i_\mu \psi_L - g'\bar{\psi}\gamma^\mu \frac{Y}{2} B_\mu \psi \\
&= -\left[\frac{g}{\sqrt{2}}\left(J^\mu_{cc} W^+_\mu + J^{\mu\dagger}_{cc} W^-_\mu\right) + g\sin\theta_W J^\mu_{em} A_\mu \right. \\
&\quad \left. + \sqrt{g^2+g'^2} J^\mu_{cn} Z^0_\mu\right]
\end{aligned} \tag{1.18}$$

où les termes J^{μ}_{cc}, J^{μ}_{em} et J^{μ}_{cn} sont les courants chargé, électromagnétique et neutre, dont les expressions sont précisément

$$\begin{aligned} J^{\mu}_{cc} &= \bar{\psi}_L \gamma^{\mu} \tau^{+} \psi_L \\ J^{\mu}_{em} &= \bar{\psi} \gamma^{\mu} \psi \\ J^{\mu}_{cn} &= \bar{\psi} \gamma^{\mu} \left[\frac{1}{2}(1-\gamma_5) T_3 - Q \sin^2 \theta_W \right] \psi \end{aligned} \tag{1.19}$$

Le Lagrangien d'interaction dépend de trois termes :

- Le premier agit uniquement sur les fermions gauches et fait interagir (grâce à l'opérateur de Pauli τ^{+}) les neutrinos (quarks "up") et les leptons chargés (quarks "down") avec les états physiques W^{+} et W^{-}. C'est pourquoi le courant associé est dit chargé.
- Le deuxième terme agit indépendamment sur les fermions gauches et droits et est proportionnel au potentiel vecteur appelé A que l'on identifie facilement au potentiel vecteur du photon. Cette analogie implique notamment la relation

$$e = g \sin \theta_W \tag{1.20}$$

- Enfin, le dernier potentiel vecteur Z^0 est relié aux composantes droites et gauches des fermions de manière différente en raison du terme en T_3. Le courant associé est neutre.

1.3.2 La masse des bosons W et Z

Le modèle actuel basé sur le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est malheureusement pas réaliste. Il comporte une difficulté que l'on n'a pu encore résoudre mais que l'on a déjà mentionnée: les trois bosons Z^0 et $W^{\pm}$ n'ont pas de masse, et leur en donner une *à la main* en ajoutant un terme au Lagrangien conduit à des difficultés tout aussi insurmontables.
La solution, à présent largement acceptée par la communauté des physiciens des particules est basée sur le mécanisme de Higgs-Kibble ([13],[14],[15]) brisant spontanément la symétrie de jauge dans le secteur faible et ne brisant pas le sous-groupe associé à l'interaction électromagnétique et au photon, qui conserve une masse nulle. Ce mécanisme introduit un doublet Ψ de deux champs scalaires complexes, d'isospin $T = 1/2$ et d'hypercharge $Y = 1$,

$$\Psi = \begin{pmatrix} \phi^{+} \\ \phi^{0} \end{pmatrix} = e^{i \tau_j \theta^j(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{1.21}$$

traité dans le Lagrangien par un terme additionnel

$$\mathcal{L}_H = (D_{\mu}\Psi)^{\dagger} (D^{\mu}\Psi) - V(\Psi) \tag{1.22}$$

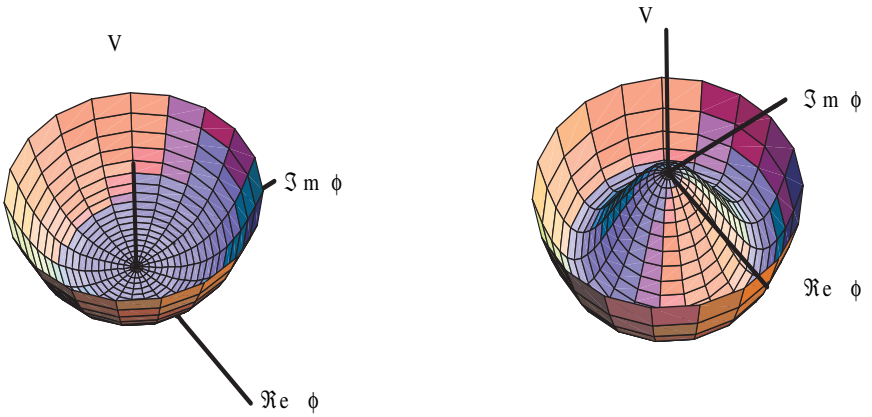

Figure 1.1: Le potentiel en forme de chapeau mexicain. A gauche, le minimum du potentiel est à champ nul, et à droite le minimum est à champ non nul brisant la symétrie $SU(2)$.

reliant explicitement les bosons aux champs scalaires par la dérivée covariante et les champs de Higgs entre-eux par le potentiel $V(\Psi)$ en forme de chapeau mexicain (voir la figure 1.1)

$$V(\Psi) = -\mu^2 \Psi^\dagger \Psi + \lambda \left(\Psi^\dagger \Psi\right)^2 \tag{1.23}$$

En supposant les constantes μ^2 et λ strictement positives, $V(\Psi)$ est minimum en

$$\Psi^\dagger \Psi = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \tag{1.24}$$

où le champ n'est pas nul. La symétrie vérifiée par le minimum du potentiel nous a permis de spécifier avec l'équation 1.21 une direction privilégiée du champ de Higgs simplifiant largement les expressions, mais le problème est totalement indépendant de ce choix de départ en raison de la symétrie d'isospin du Lagrangien. Les calculs perturbatifs obligent à développer les expressions autour du minimum du potentiel, les particules étant des excitations du vide défini en ce minimum

$$< 0|\Psi|0 >= \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

En développant le champ de Higgs on obtient l'expression

$$\Psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \end{pmatrix} \tag{1.26}$$

où H est le champ du boson de Higgs et qui, introduite dans le terme $\mathcal{L}_H$ du Lagrangien électrofaible conduit à l'expression

$$\begin{aligned}(D_\mu\Psi)^\dagger (D^\mu\Psi) &= \frac{1}{4}\left|\begin{pmatrix} \sqrt{(g^2+g'^2)/a}A_\mu & gW_\mu^+ \\ gW_\mu^- & -\sqrt{(g^2+g'^2)/a}Z_\mu^0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right|^2 \\ &= \frac{1}{8}v^2\left(g^2+g'^2\right)Z_\mu^0 Z^{0\mu} + \frac{1}{4}v^2g^2W_\mu^+W^{-\mu} \end{aligned} \tag{1.27}$$

interprété comme un terme de masse pour les bosons Z^0 et $W^\pm$. Le générateur de $U(1)_{em}$ défini par l'équation 1.11 et combinaison des générateurs de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, T_3 et Y, n'est pas affecté par le champ de Higgs puisque ce dernier est choisi d'hypercharge 1 et d'isospin $T_3 = -1/2$,

$$Q < 0|\Psi|0 >= (T_3 + \frac{Y}{2}) < 0|\Psi|0 >= 0 \tag{1.28}$$

De la relation 1.27, on déduit que

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}v^2\left(g^2+g'^2\right) \text{ et } M_W^2 = \frac{1}{4}v^2g^2 \tag{1.29}$$

d'où l'on tire

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \tag{1.30}$$

Les bosons W et Z, à l'origine sans masse donc transverses s'approprient les degrés de liberté du champ de Higgs. Ils acquièrent simultanément une composante longitudinale et une masse.

Outre les bosons de jauge, les fermions interagissent également avec les champs scalaires par des couplages de Yukawa,

$$\mathcal{L}_{\Psi\psi} = -h_\psi\left(\bar{\psi}_R\frac{\Psi}{\sqrt{2}}\psi_L + \text{ h.c. }\right) \tag{1.31}$$

introduisant des termes de masse $h_\psi v\sqrt{2}$ pour les fermions autres que les neutrinos, sans masse et n'existant que sous la forme chirale gauche.

En explicitant la contribution des leptons, on obtient

$$\mathcal{L}_\Psi^{Lepton} = \frac{\Psi}{v}\begin{pmatrix} \bar{e}_R & \bar{\mu}_R & \bar{\tau}_R \end{pmatrix} m \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} + \text{ h.c.} \tag{1.32}$$

où m est la matrice complexe contenant les termes de couplage de Yukawa. Il existe deux applications linéaires A et B qui transforment une matrice diagonale d aux éléments réels positifs en la matrice m,

$$m = A^{-1} d B \tag{1.33}$$

L'équation 1.32 devenant par ce changement de base,

$$\mathcal{L}_{\Psi}^{Lepton} = \frac{\Psi}{v} \begin{pmatrix} \bar{e} & \bar{\mu} & \bar{\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \tag{1.34}$$

Les champs de fermions sans indices sont les états propres de masse des leptons. Ces mêmes transformations doivent être appliquées sur les champs de fermions dans les autres termes du Lagrangien. Les termes de courant neutre et électromagnétique ne sont pas modifiés, seul le courant chargé reliant les leptons chargés avec les neutrinos fait apparaître un paramètre de mélange qui peut être réabsorbé dans la définition des états propres de masse des neutrinos, puisque ceux-ci ont une masse nulle. La masse nulle des neutrinos empêche les mélanges entre familles pour les leptons physiques.

La contribution des quarks au terme de masse du Lagrangien peut s'exprimer comme dans le cas des leptons [2] par

$$\mathcal{L}_{\Psi}^{Quark} = \frac{\Psi}{v} \begin{pmatrix} \bar{d}_R & \bar{s}_R & \bar{b}_R \end{pmatrix} m \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{u}_R & \bar{c}_R & \bar{t}_R \end{pmatrix} \tilde{m} \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix} + \text{ h.c.} \tag{1.35}$$

où m et $\tilde{m}$ sont les matrices des couplages de Yukawa des quarks "down" et "up" respectivement. Ces matrices sont diagonalisées de manière similaire à la diagonalisation de m pour les leptons, et seul le terme de courant chargé du Lagrangien, reliant les quarks "up" et "down" est modifié par le changement de base, faisant apparaître une matrice unitaire de $SU(3)$, la matrice V_{CKM} de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ([8],[9]).

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.36}$$

A la différence des leptons, cette matrice ne peut être réabsorbée dans la définition des quarks. Ainsi, le Lagrangien permet les transitions entre quarks de familles différentes, avec des probabilités plus ou moins fortes et dépendant des facteurs V_{ij} reliant les quarks i et j de la matrice V_{CKM}.

[2] Les quarks apparaissent sous trois charges de couleur différentes et trois termes similaires contribuent au Lagrangien. On en explicite un seul ici.

Le boson de Higgs obtient lui-aussi une masse par le dernier terme du potentiel $V(\psi)$,

$$M_H = -\sqrt{2}\mu = 2v^2\lambda \tag{1.37}$$

En intégrant un doublet de champs scalaires approprié, on a pu donner une masse aux bosons Z^0 et $W^\pm$ et aux fermions du modèle, qui devient très réaliste. Pourtant certains points restent insatisfaisants:

- Le boson de Higgs prévu par la théorie n'est pas encore découvert expérimentalement. Le modèle par lui-même ne fixe pas sa masse qui reste un paramètre libre. Plusieurs arguments théoriques font penser qu'elle devrait être atteinte dans les futures collisionneurs comme le LHC.
- La forme utilisée ici pour le champ de Higgs est l'expression minimale, mais il peut exister d'autres formes plus compliquées.
- Les masses des fermions sont aussi des paramètres totalement libres de la théorie.

Fermi avait étudié les désintégrations β en considérant la force faible comme une interaction ponctuelle ; à basse énergie les prédictions de Fermi doivent converger avec celles du modèle électrofaible. En supposant qu'à $M_W^2 \gg q^2$ le propagateur du boson W s'exprime par un terme $1/M_W^2$, l'équation 1.18 conduit à

$$\frac{G_F}{2} = \left(\frac{g}{2\sqrt{2}}\right)^2 M_W^{-2} = \frac{e^2}{8\sin\theta_W M_W^2} \tag{1.38}$$

d'où l'on tire une relation vérifiée par la masse du boson W

$$\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right)\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F M_Z^2} \tag{1.39}$$

1.4 La force forte

La force forte n'est pas notre sujet, qui concerne le boson W, lié à la force électrofaible. Néanmoins, les expériences de mesure de la masse du W réalisées au LEP sont effectuées dans un environnement hadronique où la force forte joue une rôle primordial; en voici une brève présentation.

La théorie décrivant la force forte est appelée chromodynamique quantique, et est basée sur la symétrie $SU(3)$ de dimension 8 et donc comportant autant de générateurs $\lambda_a/2$ usuellement exprimés sous la forme des matrices de Gell-Mann. Les bosons de jauge associés, non massifs, sont appelés gluons. La charge de l'interaction QCD est dite "couleur" apparaissant sous trois formes et conduisant à la création de triplets de SU(3)

$$Q = \begin{pmatrix} q_r \\ q_g \\ q_b \end{pmatrix} \tag{1.40}$$

où q désigne les 6 quarks actuellement découverts et répartis entre les trois familles du tableau 1.1. La force du couplage QCD est appelée α_s,

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi^2} \tag{1.41}$$

La force forte s'exprime dans le Lagrangien du modèle standard par un terme de couplage $g_s G_\mu^a \bar{Q}\gamma^\mu \lambda_a Q$ où G est le potentiel vecteur des gluons. $SU(3)$ comme $SU(2)$ n'est pas abélien, et les complications liées aux interactions entre gluons apparaissent en développant les termes d'énergie cinétique des gluons comme dans le cadre de la force électrofaible.

Jusqu'à présent, rien de fondamental n'apparaît, QCD semblant être l'application d'outils mathématiques à un groupe plus large $SU(3)$. Néanmoins, certaines questions restent sans réponse si on s'en tient aux développements de la force électrofaible. Ainsi, on sait que la force forte agit à courte distance, équivalente à la taille du noyau atomique. Pourtant le gluon, vecteur de l'interaction n'est pas massif. Il apparaît que la force de couplage de QCD varie avec le moment de transfert de manière tout à fait spéciale, par la liberté asymptotique $\lim_{q^2\to\infty} \alpha_s = 0$ à courte distance et par un confinement à grande distance empêchant la stabilité d'un système isolé non neutre de couleur. A petit q^2, la valeur de α_s interdit les calculs perturbatifs, l'interaction ne pouvant plus être traitée par des méthodes traditionnelles.

1.5 Mesures de précision

1.5.1 Les corrections radiatives

Le modèle standard comporte au-moins[3] 18 paramètres laissés libres qui ne peuvent être déterminés que par l'expérience (c'est une des lacunes du modèle), par des mesures qui sont pour la plupart effectuées dans les grands instruments comme les collisionneurs ou les détecteurs à

[3]On suppose avec 18 paramètres que la masse des neutrinos est strictement zéro.

neutrinos. La mesure de la masse du boson W fait partie de ces mesures dites de précision qui combinées entre-elles permettent

- d'imposer des contraintes sur des paramètres difficilement ou non encore étudiés expérimentalement ; citons l'exemple de la masse du boson de Higgs,
- de tester le modèle en confirmant ou infirmant ses prédictions.

Quel que soit le but de ces mesures, la méthode passe par la prédiction d'observables avec une précision théorique au-moins aussi bonne que la précision expérimentale. Les expériences effectuées au LEP nécessitent des calculs au-delà du premier ordre c'est-à-dire le calcul de diagrammes de Feynmann au-delà de l'approximation de Born [16]. C'est de la comparaison des observations avec ces prédictions qu'on améliore les connaissances en physique des particules.

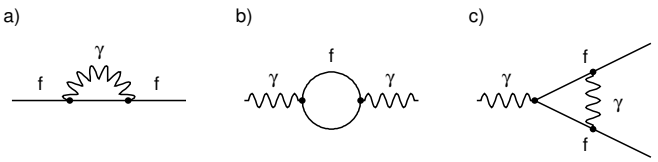

Figure 1.2: Diagrammes conduisant à une divergence des intégrations sur les quadri-impulsions des particules internes : la "self-energy" de l'électron (a), du photon (b) et la correction de vertex (c).

Les diagrammes les plus simples sont dits en arbres et ne comportent qu'une ligne interne entre deux points d'interaction (trois exemples sont donnés par la figure 1.7). Ils sont en général insuffisant pour décrire complètement une observation impliquant des processus plus complexes. Des diagrammes plus compliqués et composés des éléments de la figure 1.2 doivent être calculés, éléments pour lesquels la quadri-impulsion des particules internes n'est pas définie par conservation par celle des particules externes. L'intégration sur les quadri-impulsions internes diverge alors à petit q^2, grand q^2 ou bien aux deux limites, en ruinant a priori tous les espoirs de prédiction de la théorie. Sa renormalisation permet de résoudre cette difficulté en redéfinissant dans le Lagrangien certains paramètres de manière à ce que les quantités mesurables soient finies. Ainsi, les constantes de couplages deviennent fonction du moment de transfert de l'interaction[4]. Une interprétation simple et concrète dans le cadre de α_{QED} est possible, la renormalisation de

[4] α_s dépend du moment de transfert de l'interaction ; la variation de ce paramètre du Lagrangien du modèle standard est gouvernée par la renormalisabilité de QCD.

la constante de couplage étant due à la divergence du diagramme dit de "self-energy" du photon ou de polarisation du vide (figure 1.2b). L'intégration de boucles fermioniques dans les calculs conduit à un écrantage (par création de paires de fermions) de la charge e dite *nue*[5] et à une dépendance logarithmique de la charge mesurée en fonction de la quadri-impulsion q du photon.

La redéfinition des paramètres n'est pas unique et conduit à différentes définitions des paramètres du modèle plus ou moins adaptées mathématiquement à la résolution de certains problèmes. Dans le cadre de la mesure de la masse du boson W on inclut les processus au-delà des diagrammes en arbre par un terme de correction Δr [18] dans l'équation 1.39 qui devient,

$$\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right) \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\pi \alpha_{QED}}{\sqrt{2} G_F M_Z^2 (1 - \Delta r)} \tag{1.42}$$

Δr incluant deux contributions différentes :

- Les corrections purement QED faisant intervenir un photon réel ou virtuel par des diagrammes en boîte, les corrections de vertex et la "self-energy" du photon[6].
- Les corrections électrofaibles incluant les corrections dites obliques.

Les premières sont les plus connues actuellement et ne font pas intervenir de nouvelle physique. Ainsi, la "self-energy" du photon est incluse dans le terme Δr par un facteur dépendant du moment de transfert de l'interaction

$$1 - \Delta r = (1 - \Delta r_W)(1 - \Delta\alpha(q^2)) \tag{1.43}$$

remplacant α_{QED} par

$$\alpha(M_Z) = \frac{\alpha_{QED}}{1 - \Delta\alpha(q^2)} \tag{1.44}$$

Outre l'évolution de α_{QED} et les autres corrections QED, les mesures du LEP sont sensibles à des corrections radiatives électrofaibles appelées obliques agissant sur les propagateurs des particules (voir la figure 1.3) et communes à tous les processus[7], que l'on peut séparer en trois contributions [18] :

- Les "self-energy" des bosons W et Z et les diagrammes de mélange $\gamma - Z$, faisant intervenir des boucles de fermions dans les propagateurs des bosons de jauge

[5] La charge *nue* est une quantité non physique et non observée qui décrit ce que serait la charge avant renormalisation. La charge mesurée quant à elle est finie et a subi l'écrantage.

[6] Cette contribution est parfois classée comme non-QED et calculée avec les "self-energy" des autres bosons de jauge.

[7] Ces corrections sont dites universelles.

- Les termes de brisure de la symétrie d'isospin $SU(2)$. Ils font partie des diagrammes de polarisation du vide ou "self-energy" des bosons de jauge et la contribution des bosons de la troisième famille "top" et "beauté" est tout à fait particulière. La composante longitudinale des bosons massifs est interprétée comme une des quatre composantes du doublet de Higgs introduit par le mécanisme de Higgs et absorbée par les bosons de jauge. Le champ scalaire associé se couple donc avec les fermions par des termes de Yukawa proportionnels à la masse des fermions ; Le doublet "top" et "beauté" de la troisième famille est, dans la pratique, le seul à jouer un rôle par un terme $\Delta\rho$

$$\Delta\rho \sim \frac{3G_\mu \left(m_{top}^2 - m_b^2\right)}{8\pi^2\sqrt{2}} \tag{1.45}$$

  Cette correction varie en m_{top}^2 et est responsable de la dépendance de Δr en fonction de la masse du top.

- Les diagrammes de boucles de boson de Higgs sont fonction de sa masse. La contribution totale est en $\log M_H$.

Ces corrections relient la masse du boson W aux paramètres les plus mal connus du modèle standard et fournissent un moyen de les préciser.

1.5.2 Paramétrisation usuelle au LEP

Dans le cadre du modèle standard les paramètres

$$\alpha_{QED},\ \alpha_s,\ G_F,\ M_Z,\ M_H,\ m_f \tag{1.46}$$

où m_f sont les masses des fermions, suffisent à calculer toutes les observables. Pourtant, les données enregistrées au pic du Z et autour de ce pic durant les cinq années de fonctionnement dites LEP I ont conduit les théoriciens à développer de nouvelles paramétrisations moins sensibles aux mesures les plus imprécises du modèle standard, comme la masse du top [20].

En 1992, de nouveaux paramètres, ϵ_1, ϵ_2, ϵ_3, ϵ_b, calculés à partir des corrections radiatives électrofaibles ont été introduits ([21],[22],[23]), fixant la principale dépendance avec la masse du top due à la brisure de symétrie $SU(2)$ dans ϵ_1, les autres paramètres restant sensibles de manière logarithmique à la masse du Higgs et à la masse du top.

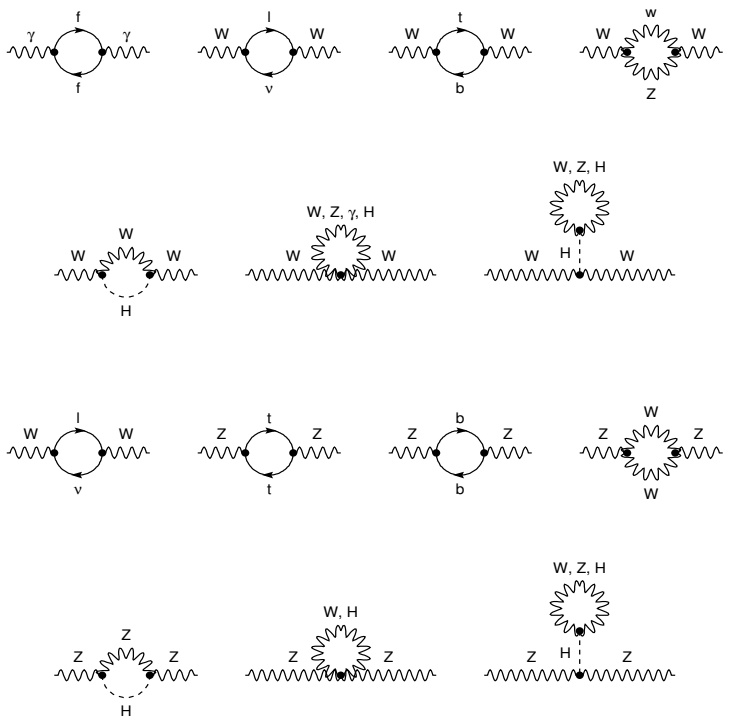

Figure 1.3: Certains diagrammes contribuant aux corrections QED et obliques sur les propagateurs des photons, W et Z.

Des quatre termes présentés, ϵ_b nous concerne le moins, étant relié aux graphes de la désintégration $Z \to b\bar{b}$. Les expressions de ϵ_1, ϵ_2, ϵ_3 sont approximativement

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \Delta\rho \\ \epsilon_2 &\sim -\frac{G_\mu M_W^2}{2\pi^2\sqrt{2}} \log\left(\frac{m_t}{M_Z}\right) \\ \epsilon_3 &\sim \frac{G_\mu M_W^2}{12\pi^2\sqrt{2}} \log\left(\frac{M_H}{M_Z}\right) - \frac{G_\mu M_W^2}{6\pi^2\sqrt{2}} \log\left(\frac{m_t}{M_Z}\right) \end{aligned} \tag{1.47}$$

Différentes mesures permettent de préciser les valeurs de ces paramètres. Ainsi ϵ_1 est relié au couplage axial effectif du Z avec les leptons et peut être mesuré par la largeur de désintégration leptonique du Z[8]. Une relation existe également entre $\sin^2\theta_W^{eff}$ mesurable à partir des asymétries

[8]Le couplage vectoriel intervient aussi dans cette mesure mais il est plus faible. La mesure de la largeur

avant-arrière des leptons et une combinaison de ϵ_1 et ϵ_3.

Outre la largeur de désintégration du Z et $\sin^2\theta_W^{eff}$, toutes les observables peuvent être exprimées par l'intermédiaire des corrections purement QED, et des ϵ ; dans le cas des W, Δr_W nous intéresse particulièrement et s'obtient par

$$\Delta r_W = -\frac{c_0^2}{s_0^2}\epsilon_1 + \frac{(c_0^2 - s_0^2)}{s_0^2}\epsilon_2 + 2\epsilon_3 \tag{1.48}$$

où $c_0^2 s_0^2$ ($s_0^2 = 1 - c_0^2$) est une paramétrisation du carré de l'angle de Weinberg à l'approximation de Born :

$$c_0^2 s_0^2 = \frac{\pi\alpha(M_Z)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2} \tag{1.49}$$

Il existe différentes méthodes de mesure des paramètres epsilon, permettant de tester le modèle standard sous plusieurs aspects différents. La précision des résultats et leur convergence n'a fait que souligner l'extrême cohérence du modèle ([24],[25]). La figure 1.4 illustre les convergences des mesures sur la largeur de désintégration leptonique du Z et $\sin^2\theta_W^{eff}$ et montre les conséquences sur la mesure des paramètres epsilon. Ces paramètres sont utilisés ensuite pour contraindre les inconnues du modèle standard et notamment la masse du boson de Higgs.

La masse du boson W est l'un des moyens dont nous disposons pour contraindre le modèle standard. Pourtant la précision actuelle sur la mesure, de l'ordre de 80 MeV, la rend encore insuffisante et peu efficace (voir figures 1.4 et 1.5). Seule une erreur de 30 MeV environ sur M_W peut apporter une contrainte nouvelle ; il faudra attendre la fin des expériences LEP II qui ont commencé en 1996 et qui doivent se poursuivre jusqu'en l'an 2000 pour atteindre une telle précision. Cette thèse porte sur les résultats obtenus après les deux premières années de déroulement de l'expérience.

En attendant une précision accrue et de pouvoir imposer des contraintes aussi fortes que celles de $\sin^2\theta_W^{eff}$, l'intérêt de la mesure est qu'elle sonde un nouvel aspect du modèle standard. Les mesures actuelles testent le modèle par l'intermédiaire des couplages électrofaibles axial et vectoriel du Z. La masse du boson W est indépendante de ces mesures et sa détermination fournit un test fondamental du modèle dans le secteur des masses.

Enfin, les contraintes imposées sur la masse du boson de Higgs dépendent des erreurs sur le paramètre $\alpha(q^2)$, dont l'évolution en fonction de l'énergie provient de la renormalisation.

---

de désintégration hadronique du Z est une mesure plus délicate que celle de la largeur leptonique du Z faisant intervenir notamment le quatrième paramètre ϵ_b et conduisant à des erreurs plus importantes.

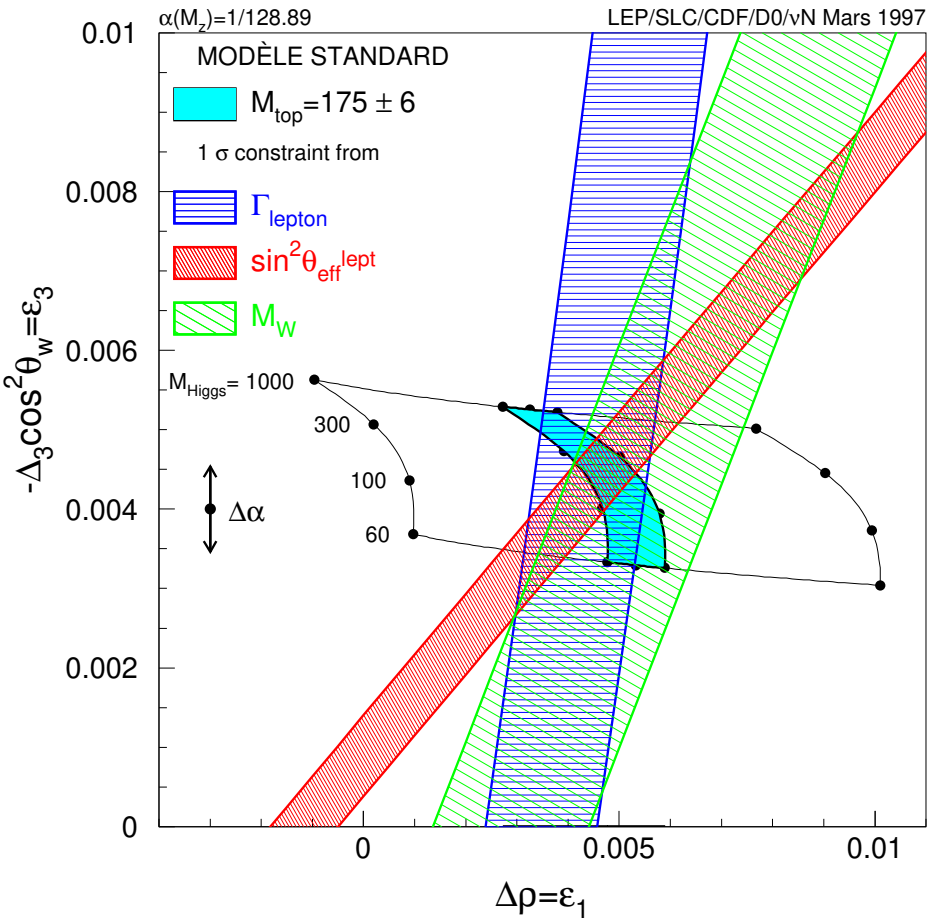

Figure 1.4: Les paramètres ϵ_1 et ϵ_3 sont liés aux mesures électrofaibles. Ils permettent de contraindre certaines inconnues du modèle.

Ce paramètre est calculé en ajoutant deux contributions. La première est leptonique et est bien déterminée, la seconde, due aux boucles de quarks virtuels dépend des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ et $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ délicates à mesurer et engendrant des erreurs relativement importantes. $\sin^2\theta_W^{eff}$ dépend fortement de l'erreur sur $\alpha(M_Z^2)$ comme l'indiquent les figures 1.4 et 1.5, sur lesquelles apparaît cette erreur. La masse du boson W est moins sensible à $\alpha(M_Z^2)$.

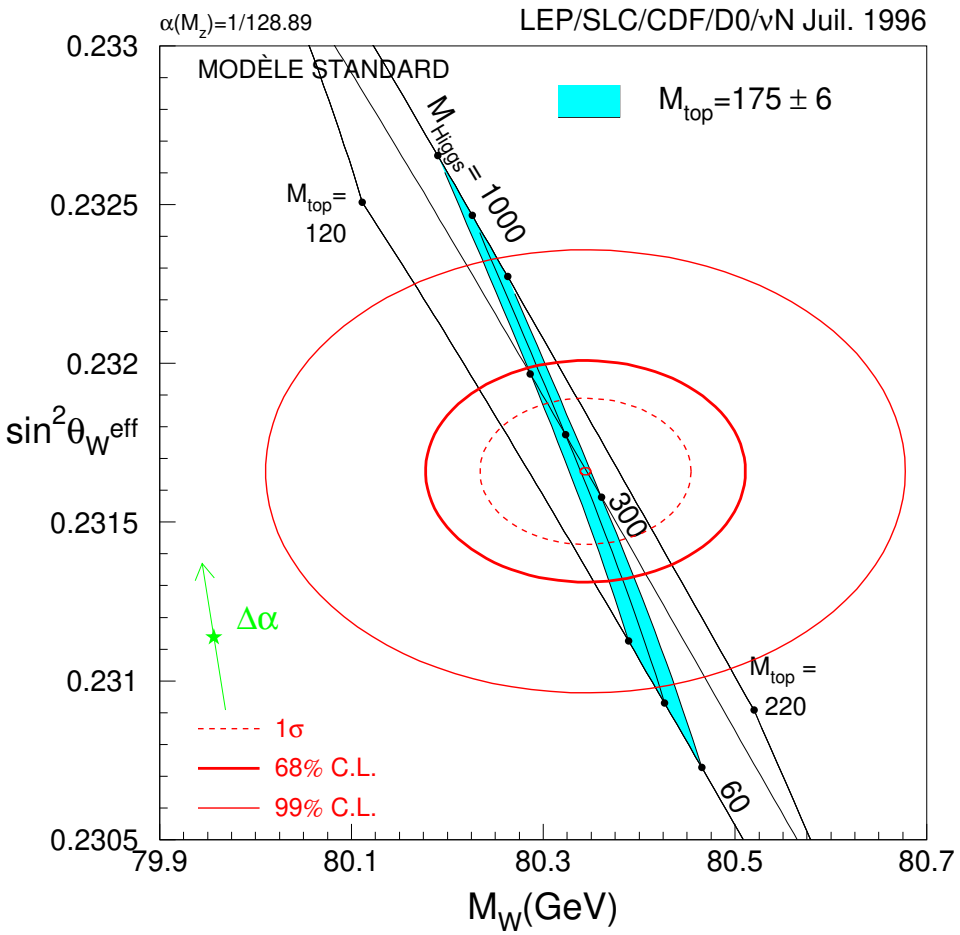

Figure 1.5: $\sin^2 \theta_W^{eff}$ est plus sensible que M_W à la masse du boson de Higgs. Néanmoins la mesure de la masse du boson W est indépendante des contraintes habituelles sur la masse du Higgs basées sur l'étude des événements à production d'un boson Z et est moins dépendante de l'erreur sur $\Delta\alpha$ représentée sur le graphe.

Au-delà de la détermination des paramètres du modèle standard la mesure de M_W permet de contraindre également de nouveaux modèles, comme le modèle standard supersymétrique minimal MSSM, certainement l'hypothèse la plus solide permettant l'extension du modèle standard classique. La figure 1.6 illustre l'importance de la mesure de M_W, les deux traits limitant

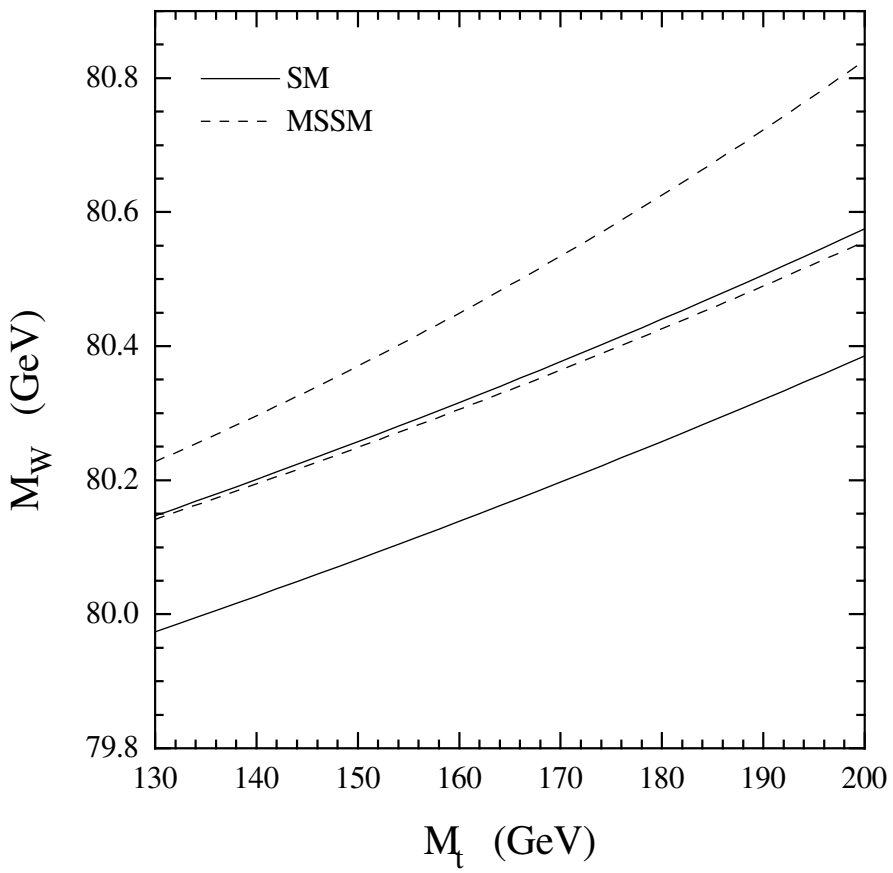

Figure 1.6: La masse du top et du boson W en fonction de la masse du boson de Higgs dans le modèle standard (M_H varie de 90 GeV -en haut- à 1000 GeV -en bas) et en modifiant certains paramètres du modèle MSSM (les modèles vérifient tous certaines conditions, et notamment sont basés sur l'hypothèse qu'aucune particule supersymétrique n'est observable à LEP II.)

le domaine donné par $90 \leq M_H \leq 1000$ GeV ($M_H = 90$ GeV en limite supérieure et $M_H = 1000$ GeV à la limite inférieure) pour le modèle standard. Le domaine défini par les deux lignes en pointillés est obtenu en supposant différentes valeurs des paramètres du modèle MSSM en accord avec les observations actuelles (on impose notamment qu'aucune particule supersymétrique n'est découverte à LEP II) [118].

1.6 Les bosons W au LEP

Nous décrirons ici comment les bosons W sont produits par les interactions e^+e^- et les méthodes choisies pour simuler ces processus.

Au LEP, Les bosons sont produits au premier ordre par paires, selon les processus physiques que l'on peut décrire [28] par les trois diagrammes double-résonants de la figure 1.7 [9] et montrant l'échange de neutrino dans la voie t et l'échange de bosons de jauge γ ou Z dans la voie s.

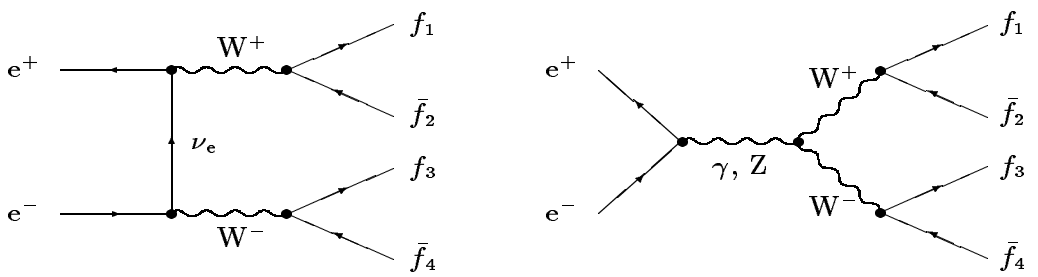

Figure 1.7: Les trois diagrammes double-résonants dits CC03.

Il est possible de réaliser le calcul analytique du processus $e^+e^- \to W^+W^-$ au premier ordre en supposant une largeur nulle du boson de jauge W par la méthode des amplitudes d'hélicité (les hélicités seront notées σ et Λ pour les électrons et les bosons W respectivement) ([28],[29]) par laquelle la production d'une paire $e^+e^- \to W^+W^-$ est calculée en sommant la contribution des différents sous-processus à hélicité déterminée. La masse des électrons peut également être négligée réduisant considérablement les calculs : l'hélicité est alors conservée au point d'interaction et deux états d'hélicité $\sigma_{e^-} = -\sigma_{e^+} = \pm 1/2$ sont à considérer en voie s et un unique état $\sigma_{e^-} = -\sigma_{e^+} = -1/2$ en voie t d'échange du neutrino. Enfin, l'invariance de l'état initial par une symétrie CP implique la symétrie de l'état final WW ; l'amplitude totale vérifie :

$$\mathcal{M}(\sigma, \Lambda, \bar{\Lambda}) = \mathcal{M}(\sigma, \bar{\Lambda}, -\Lambda) \tag{1.50}$$

permettant de réduire le nombre de termes indépendants de 36 (2×2 pour les hélicités des

[9] Sur ces diagrammes les bosons W se désintègrent, d'où le terme "double-résonant". Dans le modèle présenté ici, les bosons W sont supposés stables, et ne décrivent pas la désintégration indiquée sur les diagrammes.

électrons par 3×3 pour les hélicités des W) à 12 ($2 \times 3 \times 3 - 2 \times 3$), et même 6 si l'on considère les électrons non polarisés (dans la relation précédente, on a d'ailleurs réduit le nombre des hélicités des électrons).

L'amplitude totale $\mathcal{M}$ s'obtient ensuite en sommant les contributions de chacun des diagrammes, avec les hélicités adéquates. On remarque ainsi que seul celui avec échange de neutrino en voie t participe aux processus tels que $\Delta\Lambda = |\Lambda - \bar{\Lambda}| = 2$, les trois contribuent aux autres cas $\Delta\Lambda = 0, 1$. Les contributions associées à chacun des diagrammes divergent en $\sqrt{s}$, ce mauvais comportement est compensé en sommant l'ensemble des trois diagrammes.

Cette méthode analytique de calcul est encore bien trop imprécise, et de nombreux niveaux de sophistications doivent être introduits pour arriver à la simulation fidèle des processus de production des bosons W au LEP.

1.6.1 La largeur du boson W

Le boson W produit par le modèle présenté ci-dessus est de largeur nulle et ne se désintègre pas. Il faut donc intégrer la largeur dans le propagateur de la particule et simuler sa désintégration qui se fait essentiellement par création d'une paire fermion-anti-fermion, comme indiqué par la figure 1.7 des diagrammes dits CC03.

Le nom donné aux processus conduisant à la production de quatre fermions est dû à une classification en deux catégorie [135] :

- La première catégorie est dite "CC" et est définie par la création de quatre fermions $(up_i, \bar{down}_i) + (down_j, \bar{up}_j)$. Les diagrammes à courant chargé pour lesquels une paire de bosons W virtuels est produite appartiennent à cette catégorie.
- La seconde est dite "NC", les quatre fermions produits étant de type : $(f_i, \bar{f}_i) + (f_j, \bar{f}_j)$. Le diagramme à courant neutre avec création d'une paire de bosons Z en fait partie.

Le nombre qui suit les lettres NC et CC désigne simplement le nombre de diagrammes concernés.

La mesure actuelle de la largeur du W est $\Gamma_W = 2.07 \pm 0.06$ GeV[81]. Les calculs permettent

de déterminer la largeur du W avec une meilleure précision en sommant les contributions des deux canaux de désintégration, hadronique et leptonique et fournissent le résultat suivant :

$$\Gamma_W = 3\Gamma_L + \Gamma_h = \frac{9}{6\sqrt{2}\pi} G_F M_W^2 \left(1 + \frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi}\right) \tag{1.51}$$

les indéterminations théoriques étant dues à deux facteurs :

- Les corrections radiatives QED dues principalement à l'évolution de α_{QED} et correspondant à une variation de 1.5 % de Γ_W [118]. Ces corrections ont été calculées en négligeant la masse des leptons produits par rapport à celle du boson W mais en incluant les corrections photoniques de bremsstrahlung des fermions.
- Les corrections radiatives QCD ont également été déterminées en négligeant la masse des quarks par rapport à celle du W [31] ; soulignons que la paire top-beauté ne peut être produite par désintégration d'un W au LEP. Les diagrammes de bremsstrahlung gluonique sont inclus dans ces calculs qui modifient la largeur d'environ 1%.

L'introduction de la largeur du boson W dans la description théorique des événements WW n'est pas simple, les diagrammes CC03 ne respectant plus l'invariance de jauge pour deux raisons indépendantes :

- La largeur des bosons W rompt l'invariance de jauge des termes $SU(2)$ et $U(1)$ individuellement et combinés de la matrice calculée par les amplitudes d'hélicité. Il est nécessaire, afin de rétablir cette invariance d'inclure des diagrammes non double-résonants annulant exactement les mauvais comportements et dits 4f. Nous reviendrons sur l'inclusion de ces nouveaux diagrammes à un niveau plus élevé de sophistication.
- La largeur du boson W apparaissant dans le propagateur du boson sous la forme d'un terme imaginaire est sensible aux diagrammes de polarisation du vide et doit inclure des corrections conduisant à une définition de la largeur du boson W variable en fonction de s et M_W.

Les diagrammes CC03 qui incluent un boson en dehors de sa couche de masse ne sont pas calculés analytiquement et l'on a recourt à des méthodes d'intégration numérique Monte Carlo ou dites semi-analytique de type GENTLE [125] pour laquelle, on évalue l'intégrale

$$\sigma_{WW}^{CC03}(s) = \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_s \rho(s_2) \sigma_{WW}^0(s, s_1, s_2) \tag{1.52}$$

où la fonction σ_{WW}^0 est déterminée par la méthode des amplitudes d'hélicité sur couche de masse. La largeur des bosons W est exprimée par les deux Breit-Wigner $\rho(s)$ associées aux propagateurs

des deux bosons W de masse M_W et de largeur Γ_W :

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_W}{M_W}\frac{s}{(s - M_W^2)^2 + s^2\Gamma_W^2/M_W^2} \tag{1.53}$$

où la dépendance de la largeur $\Gamma_W(s)$ en fonction de s est exprimée par

$$\Gamma_W(s) = \frac{s}{M_W^2}\Gamma_W \tag{1.54}$$

D'autres définitions équivalentes existent ([32],[37]), pour lesquelles la largeur reste fixe et la masse du boson W est légèrement différente, ainsi :

$$\begin{aligned} \bar{M}_W &= M_W - \frac{1}{2}\frac{\Gamma_W^2}{M_W} \\ \bar{\Gamma}_W &= \Gamma_W - \frac{1}{2}\frac{\Gamma_W^3}{M_W^2} \end{aligned} \tag{1.55}$$

la Breit-Wigner s'exprimant alors par

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\pi}\frac{\bar{\Gamma}_W\bar{M}_W}{(s - \bar{M}_W^2)^2 + \bar{M}_W^2\bar{\Gamma}_W^2} \tag{1.56}$$

L'effet de la largeur du boson W sur la courbe de section efficace est presque aussi important que celui des radiations dans l'état initial, comme le montre la courbe 1.9.

1.6.2 Les diagrammes 4f

Le boson W est détecté par ses produits de désintégration. Les états finals observés sont de trois types, appelés[10]

- **Désintégration hadronique :**
  Les deux bosons W se désintègrent en deux paires quark-anti-quarks.
- **Désintégration semi-leptonique :**
  Seul un des deux bosons produit une paire quark-anti-quark, l'autre créant une paire lepton-neutrino.
- **Désintégration leptonique :**
  Les deux bosons se désintègrent en deux paires lepton-neutrino.

[10] La dénomination des trois canaux est officieuse mais commode. Elle sera constamment employée par la suite.

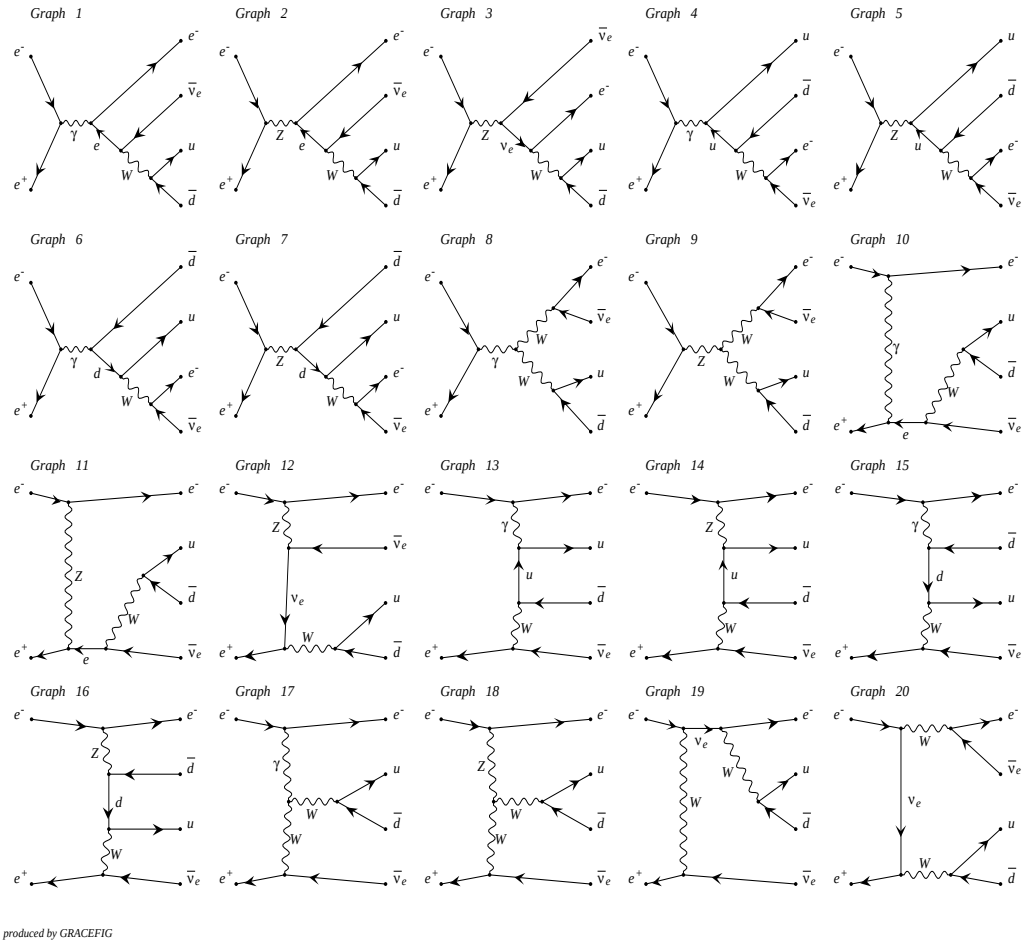

Figure 1.8: Les diagrammes 4f utilisés pour le calcul du processus $WW \rightarrow u\bar{d}e\nu$

Outre les trois diagrammes CC03 décrits jusqu'à présent, le nombre de diagrammes intervenant dans la production de quatre fermions est bien supérieur, et inclut des processus où seul un W est résonant (qui permettent de résoudre l'invariance de jauge décrite ci-dessus), où même aucun (il existe des états finals compatibles avec une désintégration WW mais dus à un événement de type ZZ). La prédiction des observations nécessite l'intégration de tous ces diagrammes dits 4f (voir figure 1.8) de production de 4 fermions avec leurs interférences et incluant les processus CC03 qui restent néanmoins prédominants. Certaines corrections du secteur faible sont pris en compte par l'inclusion de ces diagrammes ([31],[33]).

1.6.3 Les corrections radiatives électrofaibles

La partie décrivant les corrections radiatives [34] pour les mesures de précision a montré qu'elles sont de plusieurs types : QED, faible et QCD. Dans le cadre de la mesure de la masse du boson W, elles ont été partiellement calculées au premier ordre dans le cas hors couche de masse [37]. Parmi les corrections QED, seuls les phénomènes de radiation dans l'état initial, de radiation dure de photon et de singularité de Coulomb décrits ci-dessous ont été pris en compte. Les corrections ont été calculées au-delà de l'ordre dominant pour la production de paires WW sur couche de masse en utilisant les diagrammes CC03. Ces résultats ont permis d'évaluer les corrections à apporter pour le cas hors couche de masse. Les corrections purement faibles sont intégrées [118] par l'utilisation du paramètre G_μ mesuré avec une excellente précision.

La radiation dans l'état initial (ISR)

Au cours de la collision, un des deux leptons engagés peut émettre un photon engendrant une perte brutale d'énergie. Il est nécessaire alors de définir une quantité donnant l'énergie dans le centre de masse après la radiation dans l'état initial et représentant l'énergie réellement utilisable pour la réaction. On appelle cette quantité s'. Cette radiation modifie la distribution de masse en réduisant la proportion des bosons W de forte énergie et plus généralement diminue la section efficace du processus de production de paires de bosons W.

Afin de simuler cet effet, la méthode la plus directe consiste à calculer les diagrammes avec émission d'un photon par l'un des deux leptons initiaux. Cette méthode a été utilisée avec succès pour les mesures au pic du Z [18]. Pourtant dans le cas des W les calculs sont plus délicats. Intuitivement, l'émission d'un photon dans l'état initial pour les diagrammes en voie s, a pour effet de diminuer l'énergie disponible, mais le processus reste le même. L'ISR, dit ici processus universel peut être factorisé et extrait du processus de production d'un photon ou d'un Z en voie s. Au contraire, dans la voie t, l'émission dans l'état initial conduit à une dissymétrie; le terme d'ISR n'est plus simplement factorisable et est dit non-universel. Plus techniquement la voie t engendre la brisure de l'invariance de jauge U(1), qui peut être rétablie en considérant des processus en voie t où le neutrino est remplacé par deux particules chargées circulant en sens opposés (méthode Current Splitting Technique, [35]).

Une seconde difficulté liée aux ISR concerne la divergence infrarouge, et pour laquelle le nombre de photons d'énergie pratiquement nulle (mous) produits collinéairement à l'électron initial diverge. Cette divergence ne concerne pas l'expérimentateur: les photons correspondants ne sont jamais détectés, leur énergie étant beaucoup trop faible. De plus les quantités mesurables sont finies. On applique généralement une coupure sur l'impulsion des photons afin de résoudre ce problème qui concerne davantage les théoriciens.

Les problèmes posés par la radiation initiale peuvent être résolus en introduisant une fonction de flux factorisant les termes universels, c'est-à-dire factorisables des ISR. La composante non universelle est ensuite ajoutée à la correction précédente sur la section efficace. Cette méthode est notamment appliquée par le code semi-analytique GENTLE [125] mais elle ne permet pas de simuler les photons individuellement et d'appliquer des coupures sur les distributions [140].
Dans ce but, différentes approches existent, basées sur l'utilisation d'une fonction de structure du photon ou sur une évolution de type cascade partonique (méthode QEDPS).

Les Monte Carlo qui ont permis d'estimer la masse du boson W sont basés sur la méthode dite "YFS exponentiation" [38] qui permet d'effectuer la sommation de la singularité due aux photons mous à un ordre précis et de générer des photons durs d'impulsion transverse non nulle. Il n'est pas possible de sommer les contributions jusqu'à un ordre infini, et la précision de la méthode est limitée à environ 2% [39]. Cette limitation est due au fait qu'il n'existe pas de calcul complet à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ des processus $4f$.

La singularité coulombienne

Chaque boson W produit après collision subit l'effet de la charge de l'autre boson W. Ce phénomène conduit au calcul de diagrammes incluant des échanges de photons entre les deux bosons et divergeant à la limite infrarouge ($q^2 \to 0$) pour les calculs sur couche de masse. L'inclusion de la largeur réduit l'effet de la singularité coulombienne. Cette correction dépend fortement de la vélocité des deux bosons W et du temps pendant lequel dure l'interaction WW responsable de la singularité. Dans le cas sur couche de masse, elle est proportionnelle à [118]

$$\frac{\alpha\pi}{v} \tag{1.57}$$

où v est la velocité relative des bosons W, $v = \sqrt{2\,(1 - 4M_W^2/s)}$. L'effet sur la section efficace est estimé à 6% au seuil et au premier ordre, les ordres supérieurs pouvant être totalement négligés (ils sont estimés à moins de 0.2%). La singularité de Coulomb modifie la forme de la distribution de masse particulièrement sur les ailes du pic mais cette distorsion diminue rapidement avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse([40], [41]). L'erreur sur la masse due aux

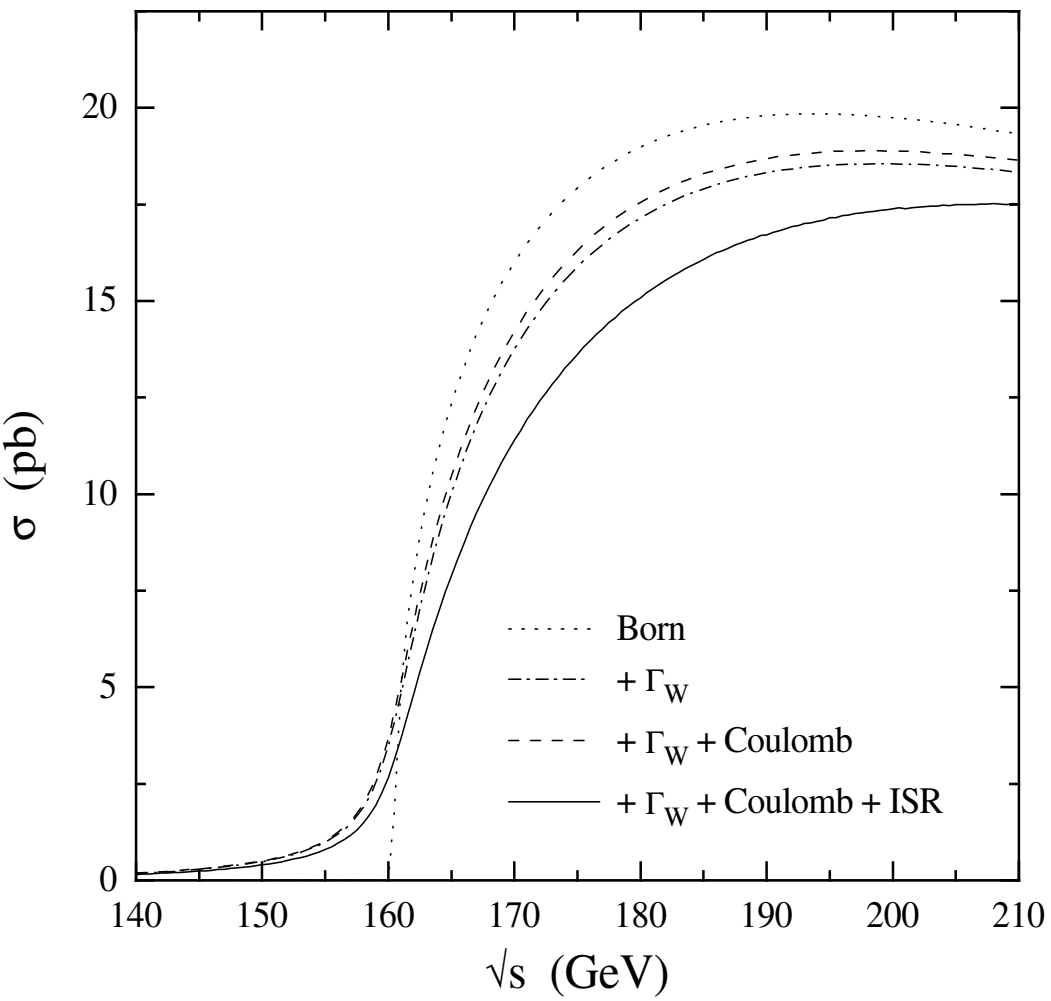

Figure 1.9: L'effet des différentes corrections sur la section efficace.

ordres négligés est de 20 MeV au seuil et décroît rapidement avec l'énergie de fonctionnement du LEP.

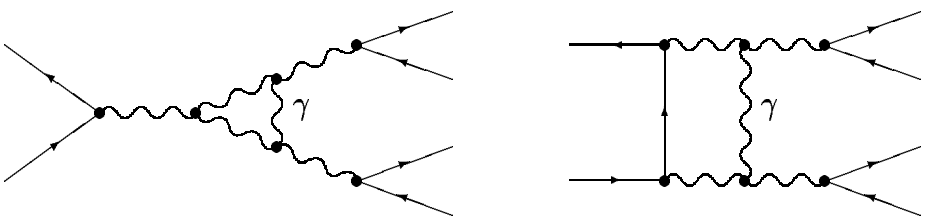

Figure 1.10: Les contributions électromagnétiques à la singularité coulombienne.

1.6.4 Les phénomènes d'interconnection QCD

La singularité coulombienne présente la propriété de rendre les deux bosons W non-indépendants. Il existe dans le domaine QCD des phénomènes du même type, mais bien moins connus, où, bien que chaque paire $q\bar{q}$ produite par un W est neutre de couleur, des gluons peuvent être échangés pendant les processus de fragmentation.

Ces interconnections ont été observées notamment avec les désintégrations de hadrons B, pour lesquels le quark beauté se désintègre par interaction faible $b \rightarrow cW^- \rightarrow c\ \bar{c}s$ et où la résonance $J/\psi = c\bar{c}$ est due à un phénomène d'interconnection [42].

L'effet Bose-Einstein

Une importante proportion des hadrons produits lors d'une réaction à forte multiplicité comme la désintégration hadronique de deux W sont des pions. Ces particules obéissent à la statistique de Bose et subissent un phénomène de cohérence entre bosons de faible impulsion réduisant leur distance dans l'espace de phase [44]. Cet effet, connu depuis longtemps, a été observé dans les expériences sur les collisionneurs $p\bar{p}$ [45]. On suppose que ce phénomène doit également agir entre pions produits par des bosons W différents mais proches l'un de l'autre au moment de leur désintégration.

Il existe actuellement deux méthodes de simulation du phénomène de corrélation de Bose-Einstein ([46],[139],[50]) décrites au chapitre 5 ; la précision des observations ne permet pas de mettre en avant une meilleure méthode [118], mais semble indiquer que l'effet est très limité [51]. Le phénomène de corrélation de Bose-Einstein est un phénomène essentiellement non-perturbatif se produisant durant l'hadronisation et peu de résultats théoriques autres que phénomènologiques existent.

La recombinaison de couleur

Le phénomène de recombinaison de couleur est relié à l'échange de gluons entre quarks appartenant à des bosons W différents [44]. Précisons que cette correction est indépendante des calculs de correction à la largeur de désintégration hadronique du W dont la principale contribution est l'échange de gluons entre les deux quarks produits par un unique W.

La rapidité de désintégration des bosons W après une collision e^+e^- au LEP réduit la distance les séparant au moment de cette désintégration. Les paires de quarks produits par les deux bosons W sont très proches, la distance pouvant être évaluée à environ 0.1 fm. A cette distance les gluons durs ($E_g \gg \Gamma_W$) émis par un quark sont insensibles aux autres quarks, mais les gluons mous, pour lesquels $E_g \leq \Gamma_W$ ont une grande longueur d'onde et subissent l'effet de la charge de couleur des autres quarks quelle que soit leur origine.

On peut isoler deux stades à la recombinaison de couleur. Le premier est le stade perturbatif où les quarks sont suffisamment proches pour induire une valeur relativement faible des couplages. Après éloignement des produits de désintégration des W, durant l'hadronisation, l'évolution du couplage fort engendre un phénomène de confinement ne permettant pas de traiter de manière perturbative la recombinaison de couleurs.

Le stade perturbatif a été étudié dans le cadre de la production du Z et pour les événements de type WW. Cet effet est d'ordre α^2 avec une suppression en $1/N_C^2$ (N_C étant le nombre de couleurs égal à 3). Au niveau perturbatif, on peut donc négliger l'effet [43].

Le stade non-perturbatif est beaucoup plus difficile à comprendre, aucune méthode de calcul n'existant pour évaluer l'influence de la recombinaison de couleur dans la phase hadronique. Trois modèles ont été conçus, mais aucune observation précise du phénomène ne permet de les

tester.

- Le premier utilise la notion de corde séparant les deux quarks produits par chaque boson W en étendant leur rôle. Ces cordes ne vont pas simplement permettre de décrire la cascade partonique, mais en se croisant, par leur chevauchement, vont définir la probabilité et l'intensité de l'effet de recombinaison de couleur. Par analogie avec les lignes de vortex des supraconducteurs de type I et II, il existe plusieurs types de cordes confinant le champ de couleur entre les quarks différemment et générant des effets plus ou moins prononcés [134].
- Une image habituelle de l'hadronisation représente les quarks séparés par des ressorts, l'énergie et les couplages augmentant avec la distance entre les quarks et conduisant au phénomène de confinement. Ce second modèle favorise les effets de reconnection de couleur en choisissant les configurations compatibles avec les ressorts les plus courts quelle que soit l'appartenance des partons à leurs l'extrémités [44].
- Une nouvelle approche est basée sur la distance entre partons dans l'espace de phase et définit des agrégats de particules. La recombinaison de couleur a lieu au sein de ces agrégats ([141],[49]).

Ces modèles prédisent des résultats similaires qui seront utilisés pour évaluer les erreurs systématiques de la mesure de la masse du boson W.

Chapitre 2

Aspect expérimental

2.1 L'accélérateur LEP "*Large Electron Positron collider*"

2.1.1 La machine

Le LEP, ou *Large Electron Positron collider*, a été construit pour tester le modèle standard avec une très grande précision dans un environnement propre de collisions électrons-positrons. Le fonctionnement du LEP est divisé en deux étapes principales :

- **LEP I :**
  Au cours de cette phase qui a duré de 1989 à 1995 le LEP a fonctionné avec une énergie égale ou proche de la masse du boson Z et a permis de déterminer avec une formidable précision certains des paramètres du modèle standard.
- **LEP II :**
  A partir de 1995, l'énergie du LEP dépasse 160 GeV et la production de paires de bosons W devient possible. De nouveaux paramètres sont étudiés dont la masse du W par la méthode au seuil d'abord puis par reconstruction directe des produits de désintégration. LEP II doit se prolonger jusqu'en l'an 2000.

Le LEP est situé à la frontière franco-suisse, près de Genève et est un des accélérateurs du Laboratoire Européen de Physique des Particules, le CERN (voir figure 2.1). Avec ses 26.7 kilomètres de diamètre il s'agit du plus grand collisionneur électron-positron du monde, ce rayon permettant de diminuer les pertes par rayonnement, inversement proportionnelles au rayon du

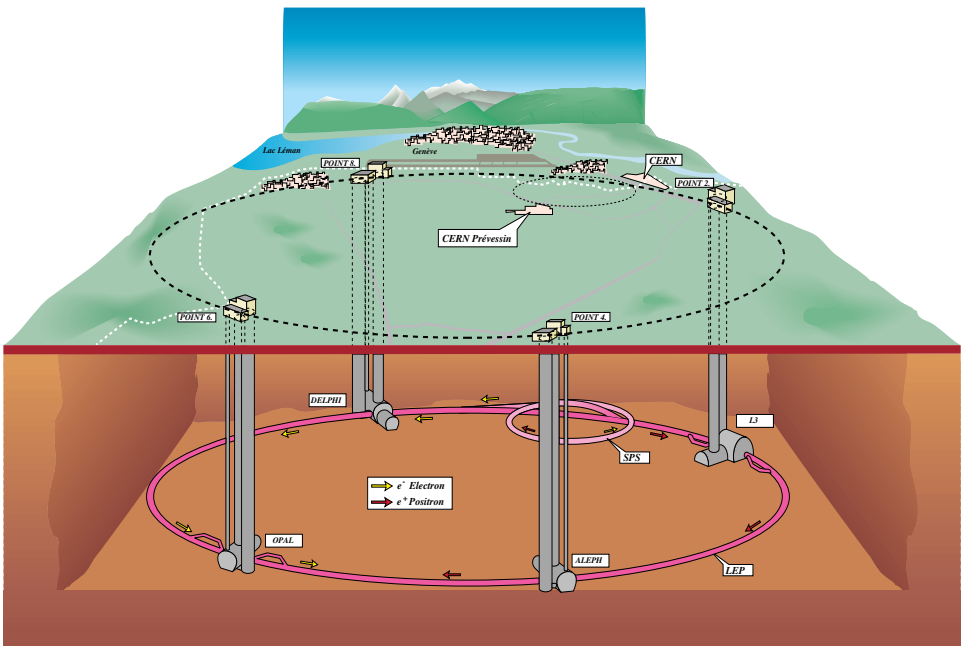

Figure 2.1: Le LEP "Large Electron Positron collider" au CERN avec les quatre expériences situées sur sa circonférence.

collisionneur et d'atteindre des énergies de 200 GeV dans le centre de masse. L'accélération des faisceaux de particules est due à un ensemble de cavités radio-fréquences compensant également les pertes par rayonnement à énergie nominale. Ces cavités principalement en cuivre durant LEP I ont progressivement été remplacées par des cavités supraconductrices afin d'atteindre les énergies de la phase LEP II. Quatre expériences utilisent les faisceaux du LEP et sont disposées sur la circonférence de l'anneau entre 50 et 150 mètres de profondeur : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

Les moyens utilisés pour produire et accélérer les particules sont réprésentés sur la figure 2.2 et mettent en jeu plusieurs grands instruments du CERN :

- **Le LIL : LEP Linear Injector**
  Les électrons produits par une cathode chauffée sont accélérés jusqu'à une énergie de 200

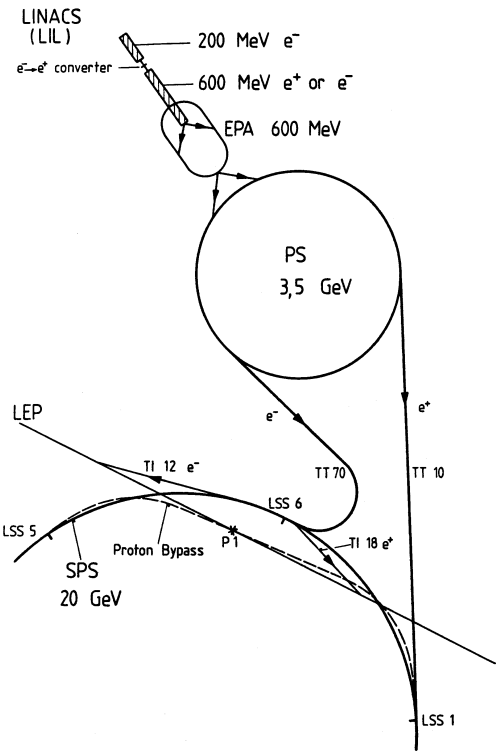

Figure 2.2: Le système d'injection du LEP.

MeV dans un premier accélérateur linéaire. Une partie de ces électrons sont déviés de leur trajectoire et frappent une cible de tungstène produisant des positrons séparés des électrons incidents par un champ électrique appliqué. Un second accélérateur linéaire porte l'énergie des deux faisceaux à 600 MeV. A chaque remplissage du LEP, 1500 giclées d'électrons et de positrons sont nécessaires.

- **Le EPA : Electron Positron Accumulator**
  Les deux faisceaux de leptons sont accumulés et mis en paquets par le EPA, un accélérateur circulaire d'une centaine de mètres de diamètre, qui injecte ses faisceaux d'électrons et de positrons dans le PS lorsqu'ils contiennent plusieurs milliards de particules chacun.

- **Le PS (Proton Synchroton) et le SPS (Super Proton Synchroton) :**
  Les deux anneaux PS et SPS accélèrent les deux faisceaux jusqu'à des énergies de 3.5 et 22 GeV respectivement. Les deux phases d'accélération ne durent qu'une vingtaine de

Energie (MeV)	$\int \mathcal{L}dt\ (nb^{-1})$
Année 1996	
170.283	1113.8
172.297	9535.8
Année 1997	
180834.5	166.4
181711.0	3938.5
182714.3	50969.6
183766.3	1931.0

Tableau 2.1: Les énergies des données utiles à la mesure de la masse du boson W et les luminosités intégrées ALEPH correspondantes.

secondes avant d'injecter les paquets dans l'anneau du LEP.

- **Le LEP :**
  Après l'injection, la procédure d'accélération des faisceaux est délicate et se fait en plusieurs phases au cours desquelles les orbites sont réajustées. A LEP II, le remplissage dure environ 2 heures, le courant associé aux faisceaux les rend utiles pendant 5 à 7 heures, après quoi, l'anneau est vidé de ses faisceaux et un nouveau remplissage débute.

Les paramètres physiques principaux d'un accélérateur sont l'énergie et la luminosité des faisceaux. Nous décrirons bientôt la méthode de mesure de l'énergie au LEP. Le nombre N d'événements par unité de temps et d'un certain type correspondant au processus de section efficace σ est proportionnel à la luminosité $\mathcal{L}$ qui s'exprime en fonction de paramètres du faisceau

$$N = \sigma\mathcal{L} \qquad \mathcal{L} = \frac{N_b^2 f_b}{A} \tag{2.1}$$

où N_b est le nombre de particules dans un paquet, f_b est la fréquence des croisements et A est la section des paquets. Ces paramètres sont fixés par les caractéristiques de la machine et par les inhomogénéités et instabilités des cavités accélératrices et des optiques utilisées pour focaliser le faisceau et sont indépendants des expériences. L'intégrale de la luminosité sur un intervalle de temps permet de mesurer la statistique accumulée par une expérience. Les énergies du faisceau des différents lots d'événements utilisés pour la mesure de la masse du boson W sont données dans le tableau 2.1 en correspondance avec les luminosités intégrées ALEPH. Ces lots ont été présélectionnés et fournissent un niveau de qualité suffisant pour permettre une étude fiable[1].

Dans la suite ont appellera par commodité "échantillons à 172 GeV" et "183 GeV" *la totalité* des lots de données des années 1996 et 1997 respectivement en raison de la quantité

[1] Cette présélection est la présélection officielle du groupe de la masse du boson W ALEPH [52]

importante d'événements accumulés à ces deux énergies.

2.1.2 Mesure de l'énergie dans le centre de masse

Durant les six années de prises de données au pic du Z et autour de ce pic, la méthode de mesure de l'énergie du faisceau était exceptionnellement précise, et utilisait le phénomène de dépolarisation résonante [58].

Le spin des électrons du faisceau a tendance à s'aligner avec la direction du champ magnétique dans les aimants du LEP et à tourner dans un mouvement de précession autour de la direction verticale. Cette polarisation est peu perturbée par application d'un faible champ radial de fréquence aléatoire, mais on observe une dépolarisation résonante du faisceau à une fréquence précise f_{dep} qui est fonction de la fréquence de révolution des électrons (bien connue) et de l'énergie du faisceau. La polarisation du faisceau est mesurée par un laser dont le faisceau est diffusé par effet Compton avec un angle relié à la polarisation transverse des électrons. Un balayage des fréquences du champ radial imposé et la mesure de la polarisation transverse permet de déterminer f_{dep} avec précision et d'en déduire l'énergie du faisceau.

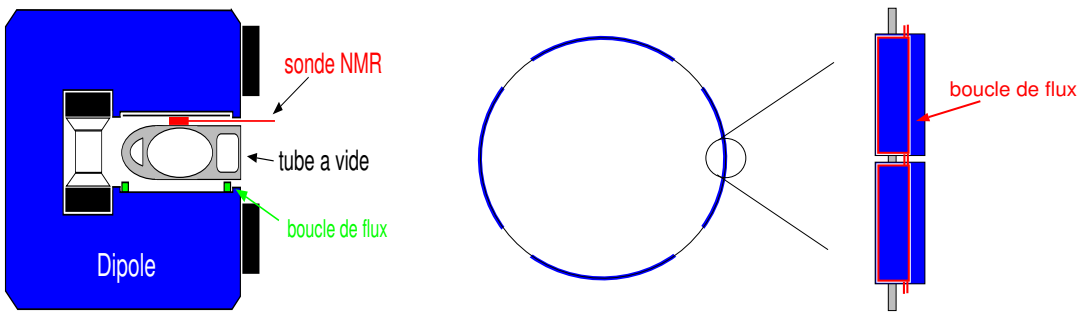

Figure 2.3: L'énergie du faisceau est déterminée par les mesures du champ dans les dipoles de l'accélérateur par des sondes NMR (à gauche) et des boucles de cables mesurant le flux du champ magnétique.

Cette méthode très précise n'est malheureusement plus applicable pour des énergies au-delà de 55 GeV, c'est-à-dire aux énergies de la mesure de la masse du boson W, la largeur de la résonance devenant trop importante. Il est pourtant crucial de pouvoir déterminer l'énergie du faisceau avec une erreur inférieure à 15 MeV pour espérer mesurer la masse du boson W avec

une précision de l'ordre de 30 MeV.

La technique employée à présent est la suivante ([56],[57]):

- A basse énergie, une mesure du champ magnétique dans les dipoles faite par des sondes NMR (voir figure 2.3) est calibrée avec une mesure de l'énergie par la méthode de dépolarisation résonante.
- La mesure à haute énergie du champ magnétique dans les dipoles permet, par extrapolation linéaire de la calibration précédente, de déterminer l'énergie du faisceau utile aux expériences.
- La sonde NMR ne mesure qu'une fraction du champ dans les dipoles de l'accélérateur. Des boucles de cables fournissent une estimation du flux du champ magnétique total des dipoles (98% du champ est mesuré) qui est comparée avec les mesures locales des 16 sondes NMR placées dans les 8 secteurs de l'anneau du LEP.

En 1996, l'erreur est de 30 MeV à 170 et 172 GeV. Cette erreur est due à l'extrapolation aux hautes énergies de l'erreur sur la mesure à basse énergie. Aucune étude de la non-linéarité de l'extrapolation n'a été possible: seuls deux points de mesure à 45 GeV et 50 GeV ont été obtenus et ont servi à la calibration des sondes [57].

En 1997, des mesures de dépolarisation résonante ont été faites jusqu'à 55 GeV, deux remplissages ayant permis d'obtenir 4 points de mesure (à 41, 44, 50 et 55 GeV). L'extrapolation vers de plus hautes énergies conduit à l'augmentation des erreurs sur l'énergie, mais l'analyse des non-linéarités les a légèrement réduites. Elles s'élèvent en 1997 à 27 MeV. Contrairement aux extrapolations de 1996, celles de 1997 ne passaient pas par l'origine et des ajustements de la forme

$$E_{pol} = a^i + b^i B^i_{NMR} \tag{2.2}$$

où B^i_{NMR} est une mesure du champ pour la sonde NMR i à une énergie de dépolarisation E_{pol}, ont été réalisés pour chaque sonde [56].

Enfin, l'énergie extrapolée est corrigée de certains facteurs extérieurs bien connus et étudiés à LEP I et qui sont la température, le champ magnétique des aimants des différentes expériences, mais aussi le niveau du lac Léman et les effets de marée qui distordent l'anneau du LEP, ou les trains "TGV" qui induisent des courants dans les appareillages du LEP.

2.2 Le détecteur ALEPH "*Apparatus for LEP PHysics*"

ALEPH est l'un des quatre détecteurs du LEP dédiés à l'étude de la physique dans les collisions e^+e^-. Son but est de détecter, d'identifier et de mesurer l'énergie et la trajectoire des particules créées au point d'interaction situé environ en son centre.

Nous présentons dans la suite les différents constituants d'ALEPH, dont une description plus détaillée se trouve en ([53],[54]). ALEPH est un détecteur symétrique et de grande herméticité dont les différents éléments sont disposés autour du point d'interaction (voir le schéma 2.4); la description suivante débute au centre du détecteur:

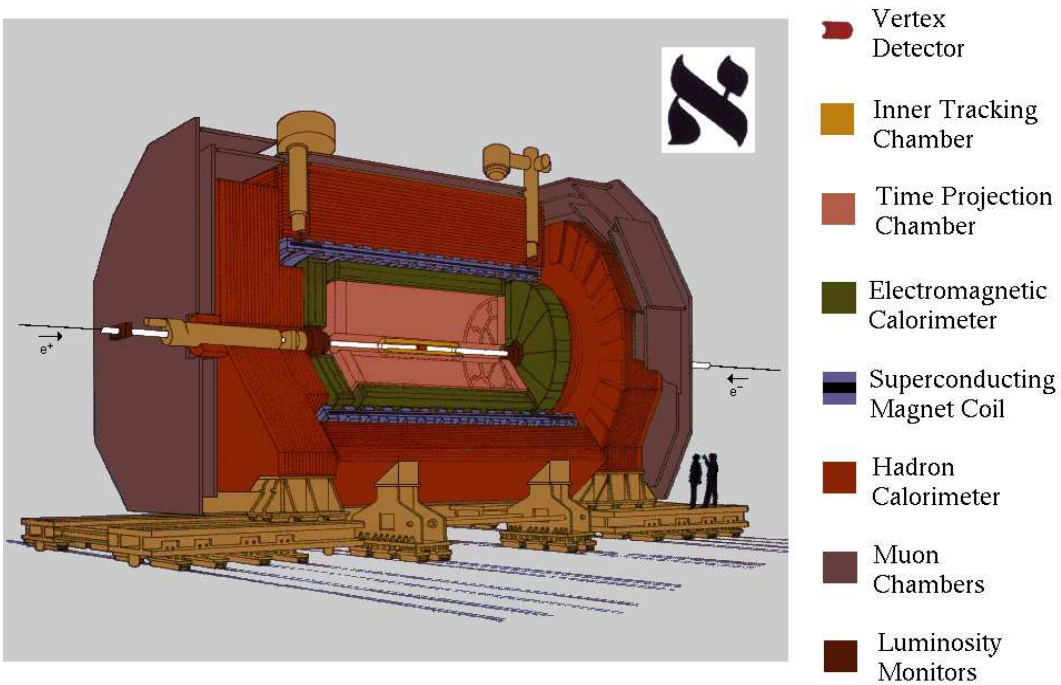

Figure 2.4: Le détecteur ALEPH.

Le détecteur de vertex (VDET)

Le détecteur de vertex permet d'identifier le passage de traces près du point d'interaction en enregistrant les points de traversée de ses couches de matériaux de détection. Utilisé avec l'ITC

et la TPC, l'information du VDET permet de mesurer les vertex secondaires de désintégration de particules à court temps de vie comme les hadrons B et les taus. Le VDET est constitué de deux cylindres co-axiaux de 6.5 et 11.5 cm de rayon et long de 20 cm alignés sur l'axe du tube à vide. Ces cylindres sont constitués de plaques de silicium, divisées en bandes de lecture distantes de $100\mu m$ dans les directions parallèle et perpendiculaire au tube à vide et permettant une mesure avec une précision respectivement de 12 à 22 μm et 12 μm selon les deux directions. L'information du VDET est utilisée en coïncidence avec l'extrapolation des trajectoires depuis l'ITC et la TPC.

La chambre à traces interne (ITC)

L'ITC est une chambre à dérive cylindrique donnant une mesure précise de la traversée d'une trace chargée. La mesure est effectuée par des fils collecteurs disposés selon 8 couches concentriques et baignant dans un mélange d'argon et de méthane. La précision dans le plan transverse au tube à vide est de 150 μm en moyenne et de 7 cm le long des fils collecteurs. L'information longitudinale est obtenue par l'écart en temps entre l'arrivée de l'impulsion à chaque extrémité de l'ITC. Le temps de réponse de l'ITC est suffisamment court (2 à 3 μs) pour qu'elle serve au système de déclenchement d'ALEPH.

La chambre à projection temporelle (TPC)

La chambre à projection temporelle mesure les trajectoires des particules chargées. Elle mesure également l'énergie perdue par ces particules au cours de leur traversée.

La mesure des trajectoires est effectuée par dérive des électrons produits par ionisation du mélange Argon-Méthane jusqu'aux extrémités de la TPC (voir figure 2.5). La dérive est due au champ électrique imposé entre une membrane, située au centre de la chambre, et les extrémités instrumentées par 18 chambres à fils proportionnels disposées en secteurs et donnant une image de la projection de la trajectoire. La position de la trace dans le volume de la TPC est donnée par le temps de dérive des électrons dont la vitesse est relativement bien connue. Enfin, La perte d'énergie de la particule est mesurée le long de la trajectoire et permet de séparer efficacement les électrons des pions ou kaons pour les petites impulsions. Malheureusement, un événement WW à désintégration produit en général un électron de plus de 10 GeV et pouvant atteindre 60 GeV et cette méthode d'identification devient inutilisable.

La mesure de l'impulsion des traces est effectuée en combinant les informations du VDET, de l'ITC et de la TPC. La courbure de la trajectoire dans le champ magnétique permet de connaître l'impulsion avec une erreur relative $\sigma(p)/p \sim 0.67 \times 10^{-3} p$.

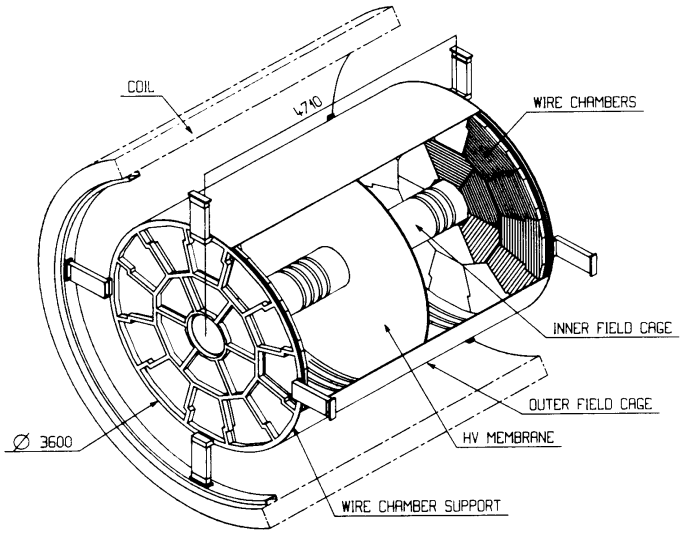

Figure 2.5: Un schéma de la chambre à projection temporelle avec la membrane centrale et une vue des 18 secteurs instrumentés à chacune de ses extrémités.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Le calorimètre électromagnétique est constitué d'un baril dans la partie centrale et de deux bouchons aux extrémités, segmentés en 12 modules. Chaque module est formé de 45 couches de plomb, servant d'absorbeur, intercalées avec des chambres à fils (anode) contenant un mélange de xénon et de dioxyde de carbone et des damiers de cuivre (cathode) disposés en tours projectives convergentes au point d'interaction (voir figure 2.6) et d'ouverture angulaire $0.8^0 \times 0.8^0$ en moyenne. L'information des tours est sommée sur trois étages de 4 longueurs de radiation pour le premier et de 9 longueurs de radiation pour les deux autres. Les fils sont lus par plan donnant une information mono-dimensionnelle. Leur réponse est suffisamment rapide pour participer au déclenchement de l'acquisition. La résolution sur l'énergie est de

$$\sigma(E)/E \sim \frac{18\%}{\sqrt{(E)GeV}} + 0.9\% \tag{2.3}$$

La granularité du détecteur permet d'obtenir une bonne résolution angulaire :

$$\sigma_{\theta,\phi} \sim \frac{2.5}{\sqrt{E(GeV)}} + 0.25(mrad) \tag{2.4}$$

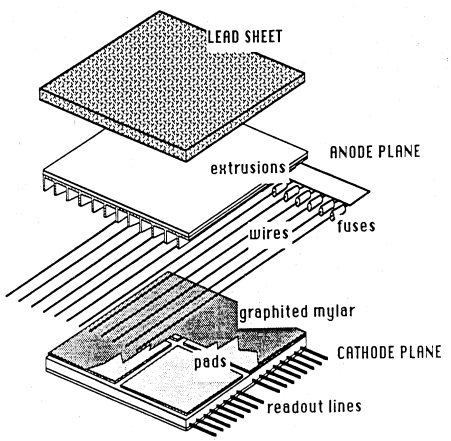

Figure 2.6: Une vue éclatée du sandwich de plomb avec le damier de cuivre surmonté par les fils proportionnels.

Le calorimètre hadronique (HCAL)

Le calorimètre hadronique a la même géométrie que le ECAL et est constitué d'un baril et de deux bouchons (voir figure 2.7). Il est formé de 23 couches de fer dans lesquelles se développent les interactions hadroniques et servant au retour du champ de l'aimant qu'il entoure. Entre chaque couche de fer, la gerbe hadronique est mesurée par des damiers organisés en tour projectives d'ouverture angulaire ($3^0 \times 3^0$) dirigées vers le centre d'ALEPH et fournissant une information bi-dimensionnelle sur la gerbe hadronique et par des tubes proportionnels utilisés pour le déclenchement de l'acquisition.

La chambre à muons

A la périphérie d'ALEPH deux couches de tubes proportionnels apportent une information bi-dimensionnelle sur les particules ayant traversé le volume du détecteur dans sa totalité, essentiellement les muons.

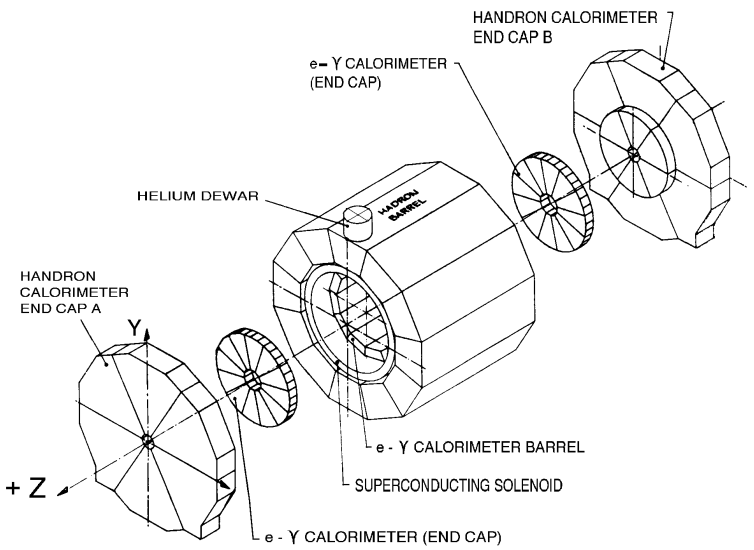

Figure 2.7: Les bouchons et barils des calorimètres électromagnétiques et hadroniques. On distingue également l'aimant supraconducteur refroidi à l'hélium et séparant les deux barils.

2.3 L'algorithme de flot d'énergie ou "Energy Flow"

Le logiciel de reconstruction des traces dans ALEPH est appelé "Energy Flow" et est utilisé dans cette thèse pour la reconstruction des jets. Les traces leptoniques sont identifiées indépendamment de cet algorithme par des méthodes décrites dans le chapitre 3.

Les objets "Energy Flow" combinent les informations des sous-détecteurs reconstruisant les traces avec celles des calorimètres mesurant les dépôts d'énergie. L'algorithme évite les doubles comptages en profitant de la redondance des informations enregistrées.

La reconstruction "Energy Flow" est expliquée précisément dans [55] ; en voici une rapide description :

- L'événement est tout d'abord nettoyé en sélectionnant les bonnes traces ayant au-moins quatre points dans la TPC ; leur trajectoire est extrapolée jusqu'à l'ITC et le VDET (si l'énergie de la trace dépasse les 15 GeV, le nombre de points requis est 8). Si ces traces traversent un cylindre de 2 cm de rayon et de 20 cm de long centré sur le point d'interaction, elles sont conservées. Dans le cas contraire, une étude des vertex secondaires permet de déterminer s'il s'agit de traces de V^0 (par exemple dues à la désintégration d'un K^0 ou Λ ou à une paire par conversion de photon $\gamma \rightarrow e^+e^-$).

- L'événement est corrigé de certains bruits connus et permanents ou détectés par des mesures redondantes et incompatibles (notamment en comparant la réponse des tours des calorimètres avec les mesures des tubes proportionnels).

- les bonnes traces sont associées aux dépôts dans les calorimètres électromagnétique et hadronique. L'énergie des traces chargées, mesurée par la courbure de la trajectoire est soustraite de l'énergie des dépôts.

- Une première identification des électrons est réalisée par le dépôt dans le calorimètre électromagnétique. Si la différence des énergies mesurées par la courbure de la trace et par le dépôt est importante, une partie du dépôt est attribuée à un objet neutre interprété comme photon de Bremsstrahlung.

- Les photons identifiés par l'algorithme GAMPEX [102] sont soustraits des dépôts calorimétriques.

- Les muons identifiés par les points dans les chambres à muons et par leur parcours dans le HCAL sont soustraits des dépots d'énergie.

- La résolution sur l'énergie dans les calorimètres ne permet pas d'associer les objets restants avec des hadrons neutres. Ceci n'est réalisé que si la différence de l'énergie des dépôts restants et des traces chargées non associées dépasse la résolution du détecteur.

- Une liste d'objets neutres et chargés est créée comportant les quadri-impulsions, corrigées de certains effets du détecteur, pour chacun d'eux.

L'algorithme a été calibré par la reconstruction de la masse invariante du Z dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ à l'énergie $M_Z/2$ et avec les événements radiatifs $Z \rightarrow \gamma q\bar{q}$ aux autres énergies. La résolution estimée est de

$$\sigma(E) = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E/GeV} + (0.6 \pm 0.3)GeV \tag{2.5}$$

2.4 Les simulations

Les simulations ALEPH se font en deux étapes distinctes. Au cours de la première, le phénomène physique est simulé par un calcul Monte Carlo indépendant du détecteur. Dans une seconde étape, la réponse du détecteur est simulée [59].

Enfin, un même algorithme reconstruit les traces des particules des données et des simulations, en utilisant les points dans la TPC, l'ITC et le VDET.

Erreur dans la simulation du détecteur

Au cours de l'année 1997, une erreur dans la programmation de la réponse d'un des sous-détecteur (le VDET) a été découverte. Différentes études ont été menées dans le groupe WW ALEPH afin de déterminer l'impact de cette erreur. Ces études ont essentiellement consistées en la comparaison des simulations avec et sans erreur. Un programme de correction a également été mis au point [70].

La conclusion de ces études est qu'il n'est pas nécessaire de refaire ces séries de simulations compte tenu du temps nécessaire et de l'impact négligeable du "bug" sur la mesure. Le programme de correction est donc simplement appliqué sur les traces des simulations [71].

Simulation du signal WW

Le signal $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ a été simulé par deux programmes indépendants KORALW [61] et EXCALIBUR [63], l'essentiel des Monte Carlo ayant été produits par le premier, le second servant au test des erreurs systématiques pour le phénomène de recombinaison de couleur.

Les simulations KORALW ont été effectuées par calcul des processus CC03 et 4f compatibles avec les états finals WW. Les caractéristiques de ces simulations, utilisant les résultats décrits au premier chapitre sont les suivantes :

- Les éléments de matrice nécessaires aux simulations 4f sont calculés par le programme

GRACE [62] en prenant en compte la masse des fermions dans l'état final.

- La largeur du boson W est considérée constante dans le propagateur.

- La radiation dans l'état initial est calculée par la méthode YFS (voir chapitre 1) permettant de simuler des photons d'impulsion transverse non nulle et incluant la radiation de photons dures et la correction de Coulomb.

- L'hadronisation est générée par JETSET [65], et la désintégration des taus par TAUOLA [66].

- Les diagrammes d'échange de bosons sont intégrés dans les calculs 4f, mais pas les diagrammes d'échange de gluons. Les phénomènes de Bose-Einstein et de recombinaison de couleur ne sont pas simulés.

Le principal intérêt d'EXCALIBUR est qu'il intègre dans un même Monte Carlo les processus électrofaibles et l'hadronisation avec un modèle de recombinaison de couleur. Ainsi, on a pu tester cet effet. Dans ce but, deux échantillons, avec et sans recombinaison de couleur, ont été utilisés à 172 GeV. Les caractéristiques d'EXCALIBUR sont assez proches de celles de KORALW. La différence essentielle vient de la génération des radiations dans l'état inital, générées dans EXCALIBUR par une fonction de structure et à impulsion transverse nulle.

Les bruits de fond

Les bruits de fond qui peuvent contaminer les réactions étudiées sont de plusieurs types comme le montre la figure 2.8 indiquant les sections efficaces des processus accessibles à LEP II.

Différents Monte Carlo ont été utilisés pour générer les distributions des bruits de fond. Les bruits de fond $Z \to \gamma q\bar{q}$, $ZZ \to f\bar{f}f\bar{f}$, Zee et $We\nu$ sont dus à PYTHIA [65], à l'exception de 20000 Monte Carlo $Z \to \gamma q\bar{q}$ produits par HERWIG [69] à 183 GeV. KORALZ [64] est utilisé pour la simulation des événements $Z \to \mu\mu$ et $Z \to \tau\tau$. Enfin, les processus à forte section efficace Bhabha et $\gamma\gamma$ ont été produits par UNIBAB [68] et PHOT02 [67] respectivement.

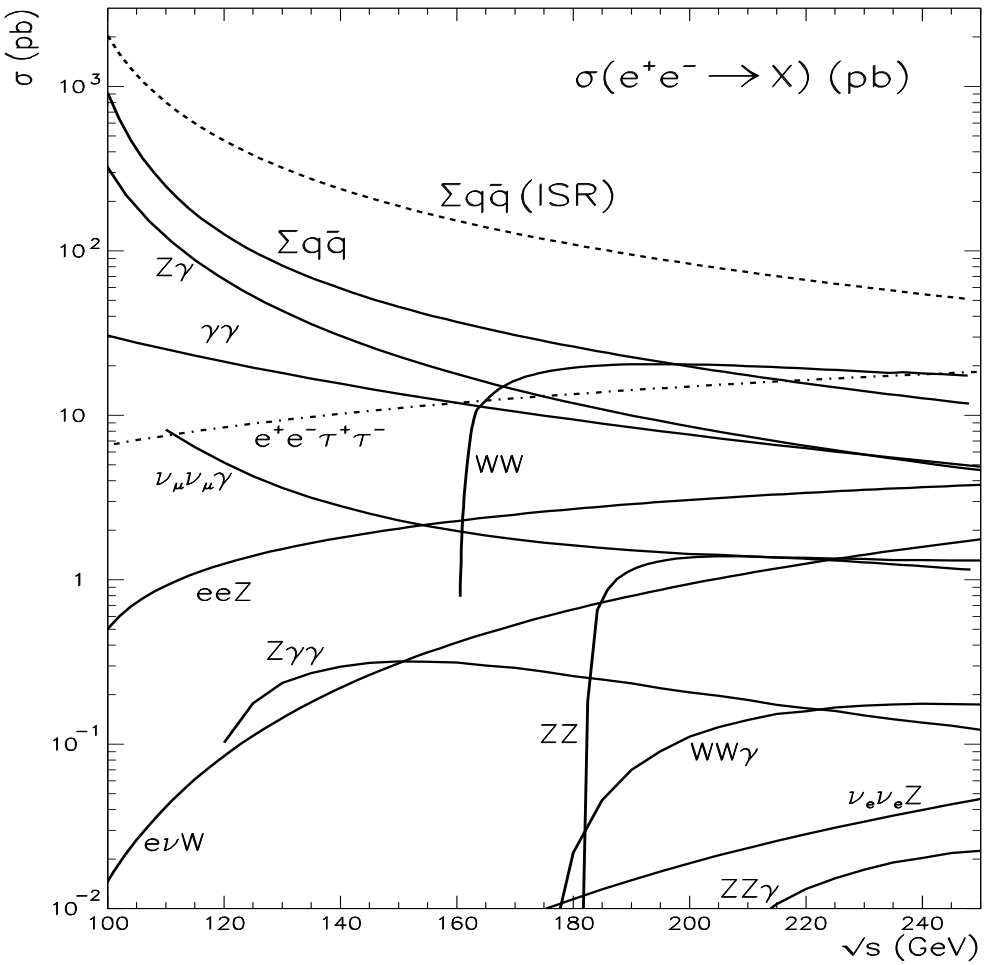

Figure 2.8: Les processus accessibles par les collisions e^+e^- à LEP II.

2.5 Les méthodes de mesure de la masse du boson W

2.5.1 Avant LEP II

Le boson W fut découvert en 1982 par les expériences $p\bar{p}$ UA1 [72] et UA2 [73], effectuées avec l'accélérateur SPS du CERN. Par interaction quark anti-quark un boson W est produit. Les

débris de la réaction, à forte impulsion longitudinale, sont en partie perdus dans le tube à vide et ne permettent pas d'utiliser l'information sur l'énergie manquante. Il n'est néanmoins pas possible de séparer le bruit de fond dû aux débris, d'une désintégration hadronique d'un W et seul le canal leptonique avec production d'une paire électron-neutrino a été utilisé par les expériences UA1 et UA2. Les sélections étaient basées sur la détection d'un électron isolé à forte impulsion tranverse, et sur une importante impulsion transverse de l'événement due au neutrino non mesuré.

Pour la première publication, UA1 détecta 6 candidats et UA2 4, conduisant à la mesure de la masse du boson W :

$$M_W^{UA1(1982)} = 81 \pm 5GeV \qquad M_W^{UA2(1982)} = 80^{+10}_{-6}GeV \tag{2.6}$$

Depuis UA1 et UA2 de nouvelles mesures plus précises ont été obtenues aux USA par les expériences CDF et D0 de FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) qui appliquent essentiellement la même méthode que celle qui avait conduit à la découverte de la particule, le canal de désintégration leptonique en une paire muon-neutrino étant, de plus, utilisé par la collaboration CDF. Une masse transverse, reliée à la masse du boson W [74], est calculée à partir de l'énergie et de l'impulsion transverse du lepton (électron ou muon) et du neutrino supposée égale à l'impulsion transverse manquante

$$M_t = \sqrt{(E_t^l + E_t^\nu)^2 - (\vec{P}_t^l + \vec{P}_t^\nu)^2} = \sqrt{2P_t^l P_t^\nu (1 - \cos\psi^{l\nu})} \tag{2.7}$$

La distribution des données est ajustée dans la zone des fortes masses transverse, la forme de la distribution dans cette région étant très dépendante de la masse du boson W. On montre sur la figure 2.9 les résultats obtenus par la collaboration CDF du collisionneur de FNAL au cours de la dernière période de prises de données dite "1b".

L'atout des mesures auprès de collisionneurs hadroniques est la formidable statistique accumulée. Au cours des deux périodes "1a" et "1b", 33000 événements $W \to e\nu$ ont été sélectionnés par la collaboration D0. Les résultats actuels (mars 1998) des mesures à FNAL (CDF et D0) sont [77]

$$M_W^{p\bar{p}} = 80.41 \pm 0.09 \tag{2.8}$$

Une nouvelle période de prises données permettra bientôt de réduire les erreurs sur ces mesures.

Les mesures indirectes à LEP I

Il n'est pas possible de mesurer directement la masse du boson W à LEP I. Les bosons W n'apparaissent dans les processus accessibles aux collisions e^+e^- d'énergie inférieure à 161 GeV

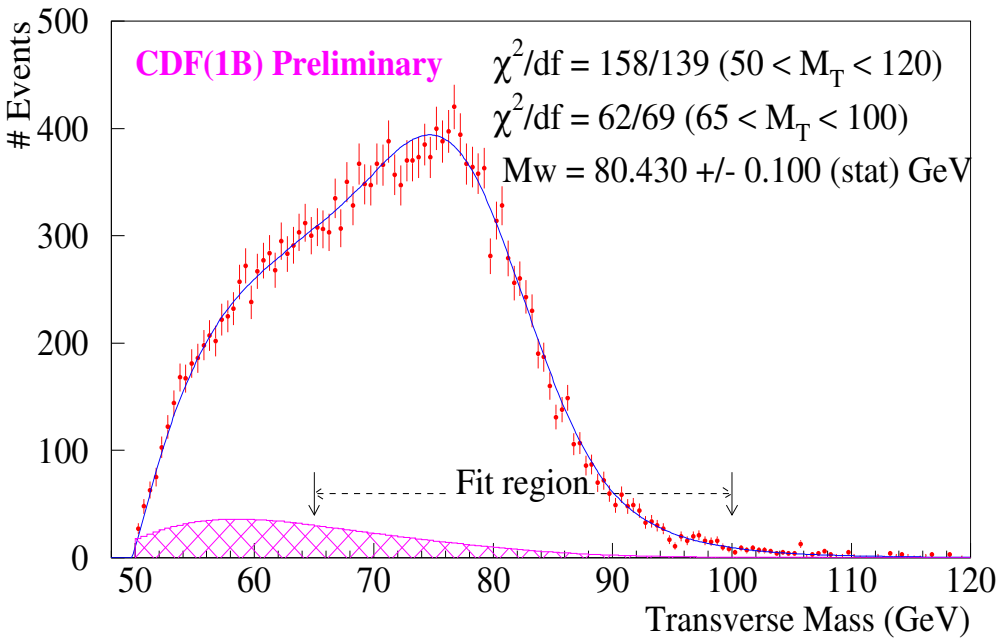

Figure 2.9: La distribution de masse transverse des données CDF du run 1b et l'ajustement réalisé sur les données [77]. Le bruit de fond estimé est hachuré.

que par corrections radiatives. Ces corrections et leur variation en fonction de la masse du boson W ont été calculées pour les paramètres du Z étudiés de manière intensive de 1989 à 1995 au LEP. Les ajustements électrofaibles ont permis de contraindre indirectement la masse du boson W ([75],[76] et voir la figure 5.12).

2.5.2 Les mesures à LEP II

Il existe principalement deux méthodes de mesure directe de la masse du boson W à LEP II. Une troisième, très imprécise, n'a pas été exploitée jusqu'à présent ; elle repose sur la distribution en énergie des leptons produits par les W et nécessite une statistique élevée pour être efficace. Les deux méthodes utilisées à LEP II sont pratiquement indépendantes :

- la première exploite la variation avec la masse du boson W de la section efficace du processus de création d'une paire de W au seuil de production et a été mise en œuvre en 1996

à 161 GeV,

- la seconde méthode qui est l'objet de cette thèse consiste en la reconstruction des événements et sera décrite en détail au cours des chapitres qui vont suivre.

La mesure au seuil

Au seuil de production de la paire de bosons W la section efficace du processus augmente fortement, cette variation dépendant de la valeur de M_W. La mesure de la section efficace, dont la forme est déterminée précisément par la théorie permet d'obtenir une estimation de la masse du boson W [79]. Aucune reconstruction des événements n'est nécessaire, seul le dénombrement précis des événements du signal importe. La figure 2.10, à gauche, montre la forme de la section efficace pour différentes valeurs de la masse du boson W ; les résultats des quatre expériences du LEP sont donnés à droite avec la moyenne ([148],[149]).

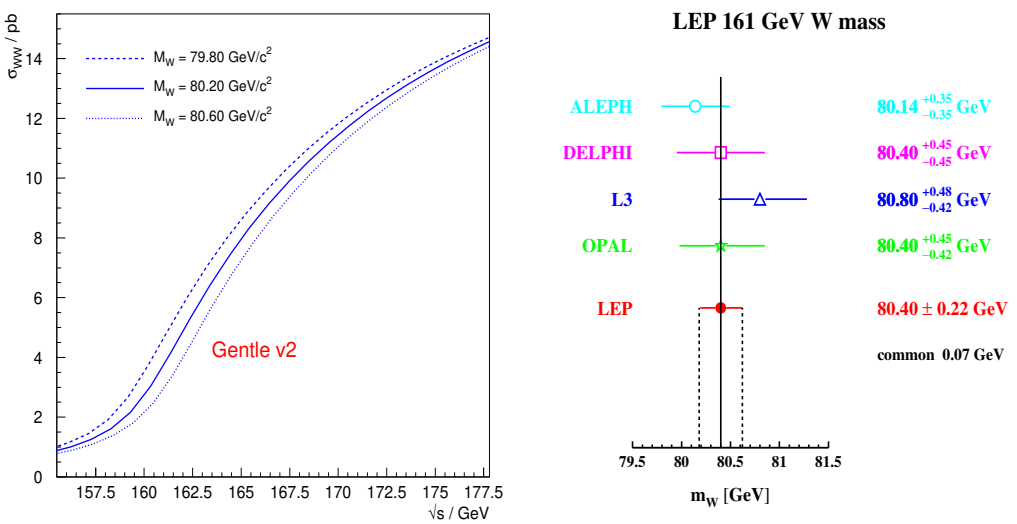

Figure 2.10: La section efficace de production d'une paire de bosons W pour différentes valeur de la masse du W (à gauche) et les résultats des ajustements de la masse du boson W pour les quatre expériences du LEP à 161 GeV (à droite).

Cette méthode n'a d'intérêt qu'au seuil puisqu'elle utilise la forte variation de section efficace et pour des énergies supérieures la méthode de reconstruction directe est la seule utilisable.

La reconstruction directe

La méthode de mesure directe est à terme la plus efficace pour mesurer la masse du boson W à LEP II. Il ne s'agit pas de dénombrer les événements, mais de les sélectionner, de les traiter afin de reconstruire les produits de désintégration et enfin d'en extraire une mesure de la masse effective des deux bosons W à l'origine de l'événement.

Le plan suivi dans la suite de cette thèse reflète les différentes étapes de la mesure et est divisé en trois chapitres dédiés à l'analyse.

- Le chapitre 3 présentera les méthodes de sélection du signal dans les deux canaux hadronique et semi-leptonique. La meilleure efficacité possible est requise en réduisant au maximum la contamination due au bruit de fond. La désintégration leptonique produit au moins deux neutrinos appartenant à des bosons différents et l'information sur la masse de chacun d'eux est perdue.
- Les événements à désintégration semi-leptonique sont relativement simples à reconstruire ; le traitement des événements hadroniques est plus délicat, et différentes méthodes de reconstruction, d'ajustement et d'appariement des jets seront décrites dans le chapitre 4. A l'issue de ce chapitre, on saura estimer la masse des deux bosons W événement par événement.
- Le dernier chapitre utilise les résultats de la reconstruction pour estimer les erreurs statistiques et systématiques de la méthode et réaliser la mesure finale de la masse par un ajustement de tous les événements accumulés par ALEPH en 1996 et 1997.

Chapitre 3

Sélection des événements

3.1 Les événements à désintégration hadronique

3.1.1 Introduction

Les événements à désintégration hadronique représentent plus de la moitié de la statistique utilisable pour la mesure de la masse du boson W par reconstruction directe des produits de désintégration (voir la table 3.1 des rapports de branchement [81]), et par leur similitude avec les événements de type $q\bar{q}$, ils sont parmi les plus difficiles à sélectionner. La méthode présentée repose sur l'utilisation de neuf variables à haut pouvoir discriminant et de leurs corrélations.
La même méthode a été appliquée aux deux énergies de fonctionnement du LEP en 1996 et 1997, 172 GeV et 183 GeV respectivement, avec toutefois certaines adaptations nécessaires à l'optimisation de la sélection aux deux énergies. Seule la dernière section (§ 3.1.6) de cette partie dédiée aux sélections hadroniques se réfère à la version adaptée aux données à 172 GeV qui ne constituent que 15% de la statistique totale.
La méthode décrite dans les paragraphes suivants requiert l'emploi de deux types de simulations

$WW \rightarrow l\nu l\nu$	10.4%
$WW \rightarrow l\nu q\bar{q}$	43.5%
$WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	46.1%

Tableau 3.1: Rapports de branchement d'une paire de bosons W.

par Monte Carlo, à la fois pour le bruit de fond et le signal. Le premier est appelé Monte Carlo

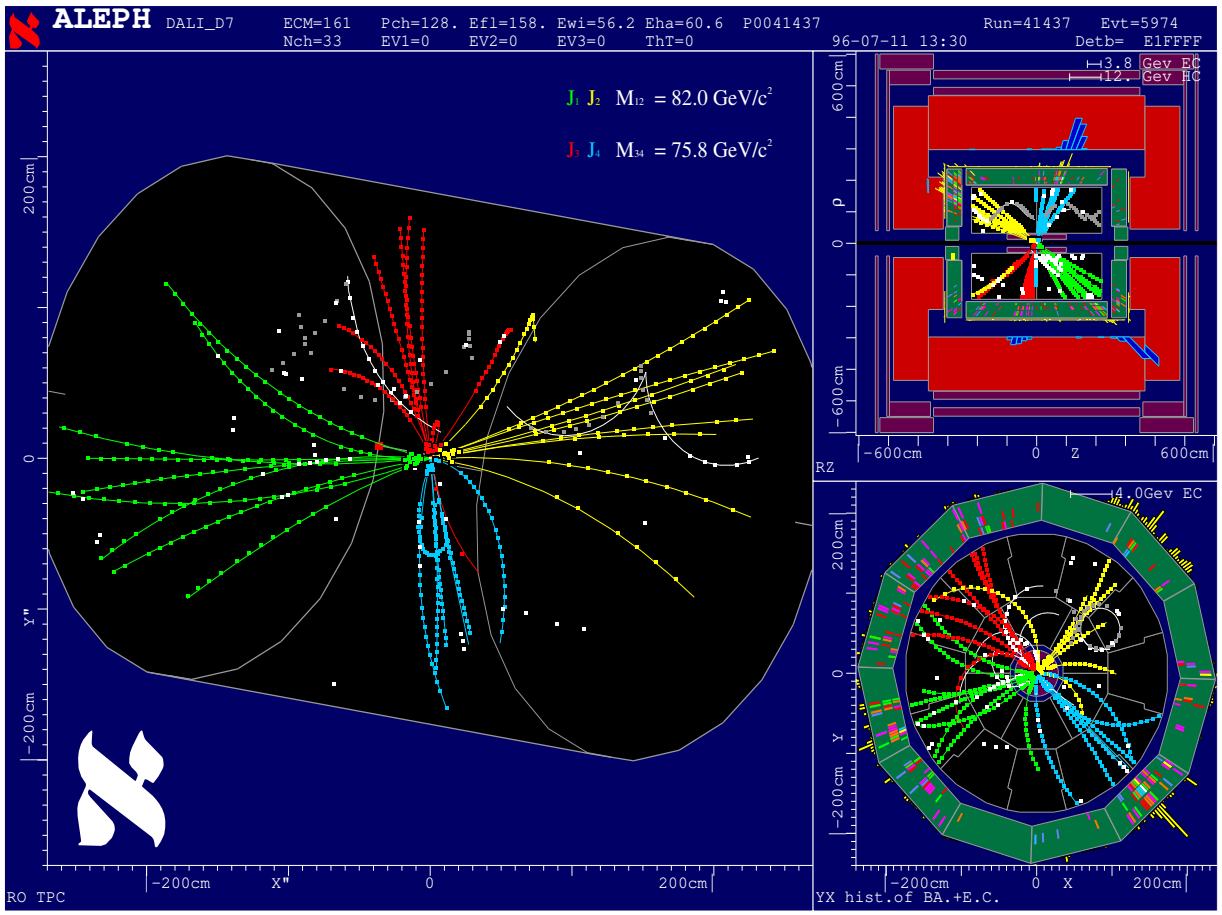

Figure 3.1: Un événement ALEPH sélectionné à 161 GeV

d'apprentissage et sert à calculer les distributions de référence de la sélection. Ces échantillons ne sont plus utilisés par la suite. D'autres simulations servent à tester la méthode. Le tableau 3.2 présente les Monte Carlo utilisés à 183 GeV, leur type et leur taille.

3.1.2 Choix des variables et présélection à 183 GeV

Il existe de nombreux paramètres physiques permettant de séparer le bruit de fond, essentiellement les événements du type $Z \to q\bar{q}$, du signal $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$. Parmi ces variables, il faut choisir les plus discriminantes, les mieux simulées par le Monte Carlo et dont la dépendance avec la masse du boson W est la plus faible. La méthode choisie pour définir ces variables repose sur un

Simulation	Section efficace	Nombre d'événements	Energie	utilisation
KORALW 4F	16.02 pb	100000	183 GeV	apprentissage
Pythia $q\bar{q}$	101.8 pb	150000	183 GeV	apprentissage
Pythia ZZ	2.93 pb	5000	183 GeV	apprentissage
KORALW CC03	15.73 pb	50000	183 GeV	test
Pythia $q\bar{q}$	101.8 pb	50000	183 GeV	test
Pythia ZZ	2.93 pb	20000	183 GeV	test

Tableau 3.2: Les différents Monte Carlo servant à l'apprentissage de la méthode et au test final à 183 GeV. Les événements utilisés au cours de l'apprentissage sont tous indépendants de ceux servant au test de la méthode.

critère de séparation signal-bruit de fond et sur de nombreux tests effectués grâce à un modèle simple.
Le critère de séparation signal-bruit de fond consiste à mesurer l'intersection des deux distributions, signal et bruits de fond[1], après les avoir normalisées à une même aire. L'intersection est définie par

$$\int min((f_{signal}(x), f_{bdf}(x))dx \tag{3.1}$$

Ce facteur de mérite est grand pour les variables à faible pouvoir discriminant, mais est au

N°	Variable	Intervalle	Facteur de mérite
1	E_{vis}/E_{LEP}	0.70 - 1.20	0.648
2	$-\log(Sphericity)$	0.15 - 3.50	0.618
3	$\cos\theta_1 + \cos\theta_2$	-0.5 - 2.00	0.514
4	$-\log Y_{34}$	2.00 - 7.50	0.387
5	$-\log\lvert\mathcal{M}_{qq}\rvert^2$	2.50 - 6.80	0.264
6	$\log\min(E_{jet}/E_{LEP})$	-3.5 - -1.20	0.407
7	$\log\sum_{jets}\sum_{tracks}P_\perp^2$	1.00 - 6.00	0.357
8	$-\log\lvert\mathcal{M}_{ww}\rvert^2$	3.00 - 11.00	0.451
9	$\log\min(E_{charged/jet})$	-6.5 - -1.65	0.548

Tableau 3.3: Les neuf variables utilisées pour la sélection hadronique avec leurs facteurs de mérite et les intervalles de coupure associés pour $E_{LEP} = 183$ GeV.

contraire faible pour les variables les plus puissantes. De nombreux paramètres physiques ont été étudiés, neuf ont été sélectionnés et sont décrits ci-dessous.

[1] Les différents bruits de fond utilisés sont normalisés entre-eux en fonction de leur section efficace.

La sélection des événements à désintégration hadronique des deux bosons requiert l'utilisation des corrélations entre paramètres, et la méthode de classification des paramètres précédemment décrite ne tient absolument pas compte de ces corrélations (deux variables très corrélées n'apportent aucune information supplémentaire à l'utilisation d'une seule de ces deux variables). De manière empirique, des essais avec différentes listes de paramètres physiques ont été menés. Les variables sélectionnées sont les suivantes (leur nombre, qui peut paraître arbitraire, est lié à la méthode choisie et est expliqué dans les prochains paragraphes):

- **Energie visible**:
  L'énergie visible des événements de type signal doit être très proche de l'énergie des deux faisceaux de leptons du LEP puisque dans ce canal de désintégration hadronique, les pertes d'énergie ne peuvent avoir lieu que par l'intermédiaire du tube à vide et de mauvaises mesures des énergies des traces (la figure 3.1 montre un événement ALEPH à 161 GeV sélectionné par la méthode décrite ici et dont l'énergie visible est de 158 GeV). La radiation dans l'état initial est également une cause de perte d'énergie, mais son effet est plus faible que dans le cas des événements où un boson Z^0 est produit.

- **Sphéricité de l'événement** :
  La distribution des traces dans l'espace est usuellement caractérisée par plusieurs variables dont la sphéricité, calculable à partir des vecteurs impulsion des traces. On définit ainsi le tenseur des impulsions normalisé,

$$M_{kl} = \frac{\sum_i p_{ik} p_{il}}{\sum_i p_i^2} \tag{3.2}$$

  où i désigne l'ensemble des traces et k et l sont les 3 dimensions de l'espace. Le tenseur étant normalisé, la somme des trois valeurs propres, A_1, A_2 et A_3 ($A_1 \leq A_2 \leq A_3$), après diagonalisation, est 1 et un événement dit "sphérique", c'est à dire dont les impulsions sont équilibrées entre les trois directions des vecteurs propres, a trois valeurs propres vérifiant $A_1 \equiv A_2 \equiv A_3$. La sphéricité qui par construction appartient à l'intervalle $[0; 1]$ est définie par:

$$S = \frac{3}{2}(A_1 + A_2) \tag{3.3}$$

  Les désintégrations hadroniques de paires de bosons W ont une forte sphéricité, les quarks formant 4, 5 ou même 6 jets répartis dans toutes les directions.

- $\cos\theta_1 + \cos\theta_2$ où θ_1 et θ_2 représentent les deux plus petits angles entre jets, après partage de l'événement en quatre jets.
  Les événements de bruit de fond de type $q\bar{q}$ les plus difficiles à éliminer, sont dus à la radiation par l'un (au moins) des deux quarks d'un gluon dur, ce gluon produisant un nouveau jet. Le moment transverse du jet ainsi produit est faible par rapport au jet

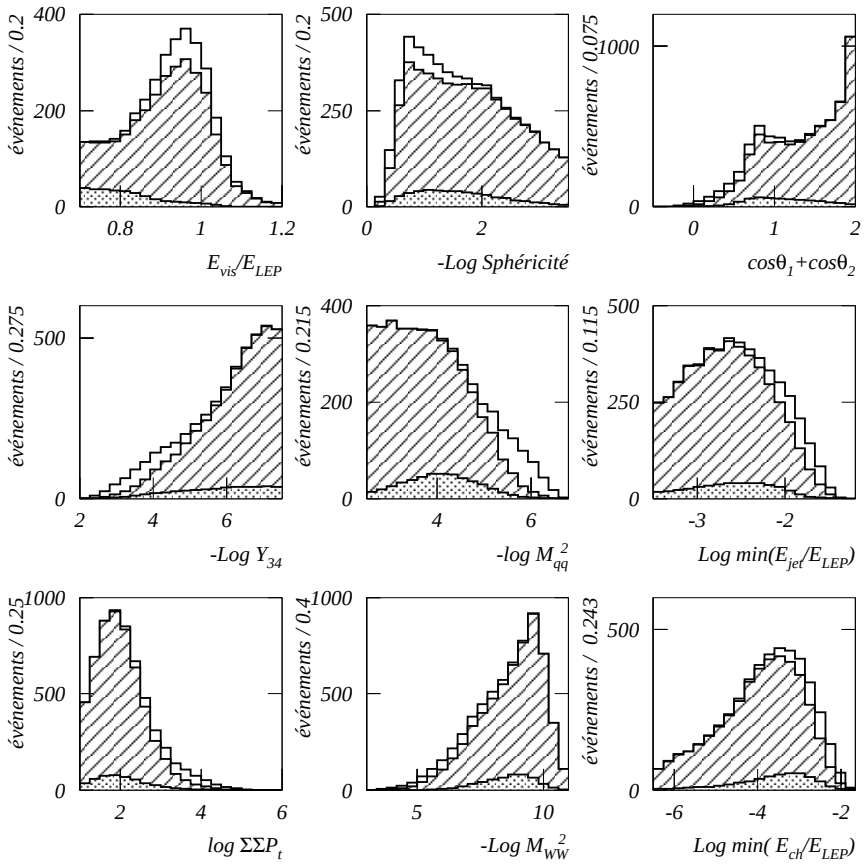

Figure 3.2: Distributions des neuf variables à 183 GeV; le signal (blanc) et les différents bruits de fond (en hachures les événements $q\bar{q}$, la zone pointillée indiquant le bruit de fond Z^0Z^0 et $l\nu q\bar{q}$)

provenant du quark initial. Le cas défavorable du recouvrement de deux jets provenant de deux bosons W différents est le seul cas équivalent du signal, mais, alors, il est difficile de reconstruire les jets sans mélanger des traces appartenant à des jets différents et la mesure de la masse du boson W pour cet événement devient aléatoire.

- Y_{34} :
  Les jets sont reconstruits par des algorithmes itératifs groupant, à chaque itération, deux traces en une seule (voir la partie concernant la reconstruction des jets 4.2.2). L'algorithme, à chaque étape de l'itération, évalue la valeur d'une masse invariante Y pour chaque paire de traces. Si le plus petit de ces paramètres Y est inférieur à une valeur de coupure, les deux traces associées à la plus petite masse invariante sont sommées (en général, la sommation se fait grâce à la métrique habituelle des quadri-vecteurs); les masses invariantes sont ensuite ré-évaluées avec la nouvelle liste de traces. Au contraire, lorsque la plus petite valeur de Y est plus grande que la constante de coupure, l'algorithme s'arrête et le nombre de jets correspond au total des traces restantes. Y_{34}, est la masse invariante lorsque l'on passe de 4 à 3 jets, elle dépend principalement de l'énergie transverse des jets et de l'angle qu'ils forment entre-eux. On utilise ici pour Y la définition introduite par les physiciens de Durham. Le même argument que celui avancé au paragraphe précédent explique l'efficacité du paramètre: l'énergie des gluons produits par radiation dure d'un quark est plus faible que celle d'un quark produit directement par un boson W, la masse invariante Durham est très sensible à l'énergie du quark et permet de rejeter les événements $q\bar{q}g$.

- **Elément de matrice $|\mathcal{M}_{q\bar{q}}|^2$:**
  En mesurant les quadri-vecteurs des jets produits, il est possible de calculer l'élément de matrice $|\mathcal{M}_{q\bar{q}}|^2$ associé. On identifie pour cela les quarks aux jets. L'amplitude théorique de production des événements de type $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ et $e^+e^- \rightarrow qgqg$ a été calculée par [82], elle tient compte de la topologie théorique de ces événements.

- **Energie du jet le moins énergique**:
  Ce paramètre est largement plus grand pour le signal, puisque le jet le moins énergique est produit par la cascade de deux quarks, alors que dans le cas du bruit de fond, il s'agit principalement d'un jet produit par la radiation dure d'un gluon.

- $\sum_{jets} \sum_{tracks} P_\perp^2$:
  Les jets produits par un événement de type $q\bar{q}$ sont peu focalisés, les quatre jets provenant de seulement deux quarks différents. Les traces ont des impulsions transverses significatives par rapport à leur jet. Ce critère vient compléter le précédent : dans le cas où les jets sont peu focalisés l'ouverture angulaire entre jets est faible et le paramètre Y_{34} est très efficace pour la réjection du bruit de fond.

- **Elément de matrice $|\mathcal{M}_{WW}|^2$:**
  Il s'agit du carré de l'amplitude théorique de production de quatre fermions dans le processus $e^+e^- \rightarrow W^-W^+ \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$ [83], [84]. Cette amplitude n'est pas symétrique par rapport aux fermions de l'état final, et il n'est pas possible d'identifier les jets avec les fermions de départ. Les carrés des amplitudes sont calculés pour chacune des combinaisons, la plus grande est considérée comme la plus probable et est utilisée par la suite.

- **Energie chargée des quatre jets :**
  On utilise ici l'énergie chargée par jet la plus faible parmi les quatre jets produits. Ce paramètre permet d'identifier les événements de type "retour au Z", pour lesquels le photon émis dans l'état initial n'est pas perdu dans le tube à vide. Dans ce cas, la mesure de l'énergie manquante ne permet pas de rejeter l'événement car l'énergie du photon est bien mesurée. Les algorithmes de jet associeront ce photon à un jet isolé ne comportant aucune trace chargée.

Les variables ont, pour la moitié d'entre-elles, subi des transformations par des fonctions simples (voir tableau 3.3 et la figure 3.2) afin d'augmenter la sensibilité des distributions [86]. Deux autres variables discrètes sont utilisées pour une coupure à deux dimensions. Ces variables sont le nombre de traces chargées et le nombre d'objets "Energy Flow" indépendants reconstruits. Cette coupure dans le plan (traces chargées , "Energy Flow") est indiquée sur la figure 3.3, il s'agit plus précisément de :

- $N_{EFLOW} \geq 40$
- $N_{CHARGEES} \geq 22$
- $94 - \frac{8}{5} \times N_{EFLOW} - N_{CHARGEES} \geq 0$

Les comparaisons entre simulations et données, effectuées au pic du Z ont montré des différences non négligeables (voir [87]) pour les 2 variables. On a donc préféré les éliminer de la sélection proprement dite, tout en conservant les coupures d'origine de la présélection [100] très efficaces dans la réjection du bruit de fond. D'autres sélections, utilisées par la collaboration ALEPH et dépendant fortement de ces variables ont dû être modifiées après les tests effectués à 183 GeV. Avec la statistique enregistrée à cette énergie, les effets dus aux mauvaises simulations de la réponse du détecteur ont commencé à apparaître [99], [88].
Dans le cadre de notre sélection, des coupures très larges sont appliquées sur les neuf variables continues (en plus des deux variables discrètes), éliminant une bonne proportion du bruit de fond tout en conservant la presque totalité du signal (environ 96%); les événements rejetés sont dans une très grande majorité mal reconstruits (jet perdu dans le tube à vide, recouvrement des jets). Le tableau 3.3 contient les facteurs de mérite des neuf variables choisies, avec les intervalles de coupures.
Enfin, précisons que pour qu'un événement soit considéré il faut qu'il remplisse deux conditions essentielles :

- **La Classe 16 :**
  Les événements ALEPH sont classés par type, en fonction de critères simples. La classe 16

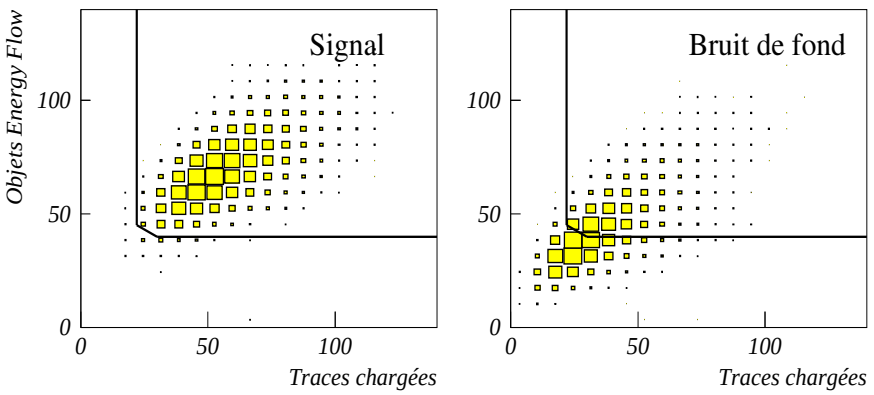

Figure 3.3: Coupures sur les deux variables discrètes (nombre de traces chargées, nombre d'objets "Energy Flow"). Seule la partie supérieure droite est conservée.

contient les événements dits de type $q\bar{q}$, ayant au moins cinq *bonnes* traces [2], c'est à dire vérifiant :

- $D^0 < 2$ cm
- $Z^0 < 10$ cm
- au moins 4 points dans la TPC
- $\cos\theta < 0.95$

et dont la somme des énergies des traces chargées dépasse 10% de l'énergie du LEP.

- Un contrôle sur l'état des hautes tensions du détecteur est effectué, les événements enregistrés au cours de phases critiques du détecteur sont systématiquement rejetés [3].

3.1.3 Test de Neyman-Pearson et distributions à trois dimensions

Les distributions des neuf variables témoignent de la difficulté de sélectionner avec une bonne efficacité le signal. Il est primordial de pouvoir utiliser l'information donnée par les corrélations. La méthode présentée utilise des distributions multi-dimensionnelles combinées avec un estima-

[2] bien que le terme paraisse subjectif, la définition donnée est en fait très précise et caractérise pleinement le terme *bonne* trace : la variable D^0 est la plus petite distance de l'axe des Z à la trace et Z^0 est la coordonnée z en ce point.

[3] Une augmentation brève du bruit de fond peut entraîner la coupure de la haute tension sur un sous-détecteur.

teur de type Neyman-Pearson [89] pour évaluer la probabilité qu'un événement soit de type signal ou bruit de fond.
Le choix entre les deux hypothèses est résolu de manière optimale par ce type de tests pour lesquels la variable discriminante est un estimateur de la probabilité qu'un événement soit de type signal. On définit donc l'estimateur

$$\hat{P}(\vec{x}) \equiv \frac{d\sigma_{WW}(\vec{x})/d\vec{x}}{d\sigma_{WW}(\vec{x})/d\vec{x} + d\sigma_{bdf}(\vec{x})/d\vec{x}} \tag{3.4}$$

$d\sigma_{WW}(\vec{x})/d\vec{x}$ étant la section efficace différentielle sur les variables caractérisant l'événement. $\hat{P}(\vec{x})$ est le meilleur critère de sélection des événements. D'autres types d'algorithmes, de type rareté [97] ou de coupure sur des combinaisons linéaires de variables discriminantes ([90], [91]) ont été étudiés par les membres de la collaboration ALEPH mais ils ont tous été abandonnés. Les méthodes à "réseau de neurones" [98] sont un exemple de test de Neyman-Pearson.
L'algorithme est divisé en deux étapes ou niveaux :

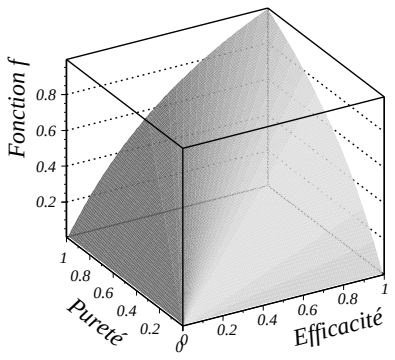

Figure 3.4: Fonction permettant de sélectionner la combinaison de triplets de l'algorithme.

- Il n'est techniquement pas concevable de créer une unique distribution à neuf dimensions, la quantité de simulations Monte Carlo serait bien trop grande. Le premier niveau utilise trois distributions à trois dimensions combinant trois des neuf variables décrites dans les précédents paragraphes. Les corrélations sont donc prises en compte entre les triplets de variables physiques. On peut, grâce aux distributions signal et bruit de fond, définir les probabilités pour chacun des trois triplets,

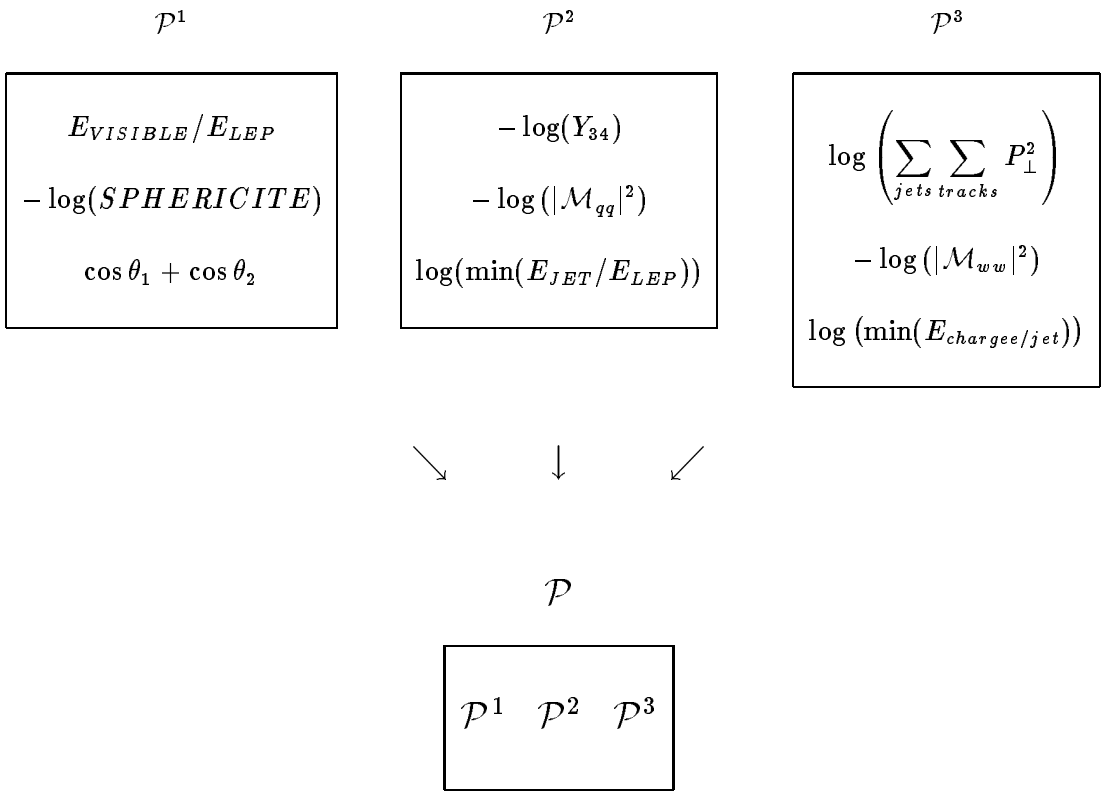

Figure 3.5: Schéma montrant les deux niveaux de l'algorithme avec les variables classées par groupes de trois

$$\mathcal{P}^i = \frac{N^i_{signal}}{N^i_{signal} + N^i_{bdf}} \qquad i = 1, \ldots, 3$$

où i désigne un triplet, N^i_{signal} et N^i_{bdf} sont le nombre d'événements obtenus par les distributions signal et bruit de fond, respectivement. A ce niveau, il est déjà possible de définir une probabilité finale en négligeant les corrélations entre les trois probabilités de premier niveau,

$$\mathcal{P} = \prod_i \mathcal{P}^i = \frac{\prod_i N^i_{signal}}{\prod_i (N^i_{signal} + N^i_{bdf})} \tag{3.5}$$

mais, l'efficacité de la sélection est améliorée par la définition d'un deuxième niveau de probabilité.

- Le deuxième niveau de probabilité utilise également des distributions à trois dimensions du bruit de fond et du signal, mais les variables définissant les dimensions ne sont pas les variables physiques de départ, mais les trois probabilités $\mathcal{P}^i$ du premier niveau.

Les corrélations sont donc intégrées dans l'algorithme au premier niveau trois par trois, enfin entre les trois probabilités au second niveau.
Il existe 280 manières différentes de définir les probabilités du premier niveau, c'est à dire de trier les neuf variables dans les trois distributions à trois dimensions. L'algorithme final est trop long à mettre en œuvre pour être effectué 280 fois en permutant les variables dans les trois distributions. On a donc utilisé un modèle simple, avec définition de parallélépipèdes de taille suffisante pour ne pas être trop sensible à la taille du Monte Carlo. Après apprentissage des distributions tridimensionnelles par comptabilisation du nombre d'événements dans chaque parallélépipède et grâce à un premier échantillon de simulations, un second échantillon est utilisé pour mesurer l'efficacité et la pureté de la sélection définie par une certaine combinaison. Un critère dépendant de l'efficacité et de la pureté obtenues a permis de départager les sélections (voir figure 3.4) ;

$$f(efficacite, purete) = \frac{2 \times efficacite \times purete}{efficacite + purete} \tag{3.6}$$

Ce modèle grossier a également permis de mesurer l'efficacité de nouvelles variables, de tester de nouvelles combinaisons et listes de paramètres. Ce n'est qu'après ces derniers essais que la liste présentée plus haut à été établie. L'ordre des variables des figures et des tableaux reflète le choix final. La figure 3.5 montre de manière schématique le tri de variables et les deux niveaux de la sélection.

3.1.4 Densité de probabilité

Il est possible d'utiliser les distributions multi-dimensionnelles de diverses manières et une méthode simple a déjà été décrite dans la section précédente, méthode rapide et qui a servi à choisir les groupes de variables. Mais, cette méthode est trop grossière et ses résultats, bien qu'honorables, ne tirent pas le maximum d'information des neuf variables. Ceci est dû à la largeur des parallélépipèdes qui, aux frontières signal-bruit de fond, mélangent dans un même volume beaucoup trop d'événements des deux types. La réduction de leur taille ne résout pas la difficulté puisque leur nombre devient un nouveau facteur limitant: 25 intervalles dans chaque direction conduisent à 15000 parallélépipèdes dans tout l'espace des trois variables considéré qui doivent contenir un minimum d'événements pour pouvoir fournir une information ayant un sens statistique. Or, il est techniquement impossible de produire suffisamment de simulations Monte

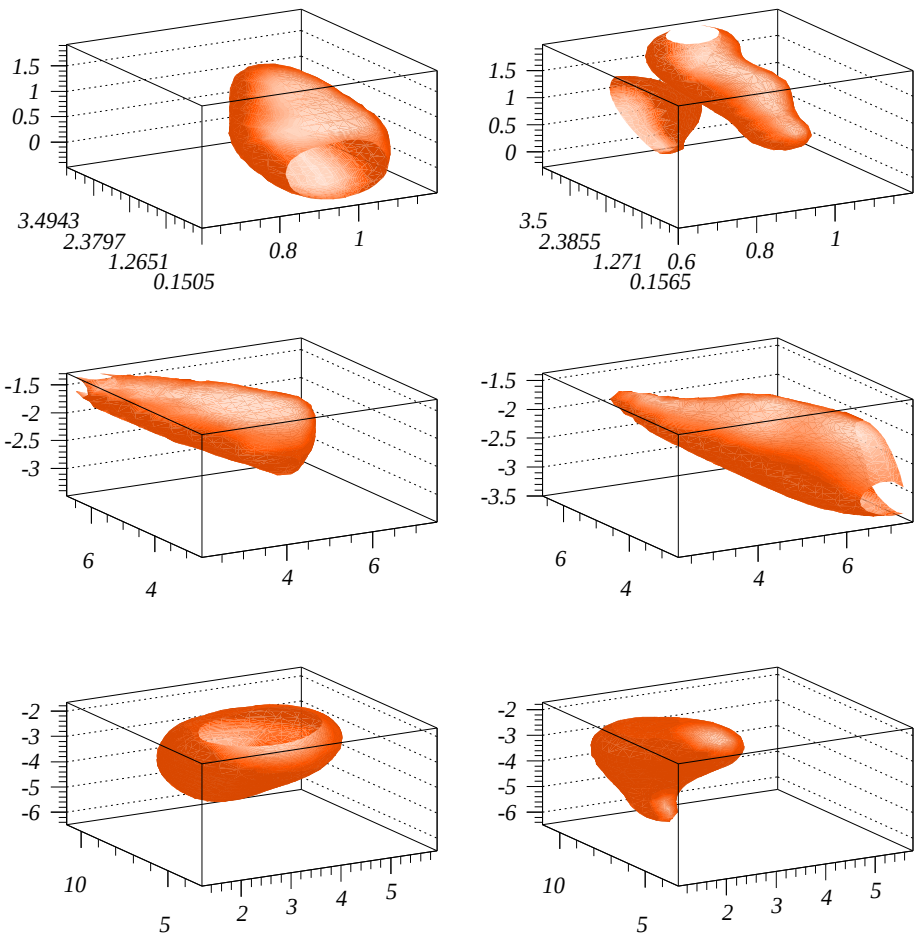

Figure 3.6: Surfaces équidensité de probabilité des 3 distributions au premier niveau pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite) à 183 GeV. La surface du bruit de fond intégrant l'énergie visible (en haut à droite) montre clairement deux composantes, dont l'une (le volume à gauche) est le retour au Z.

Carlo. L'amélioration de la sensibilité à la forme des distributions signal et bruit de fond, passe nécessairement par l'étude de ce problème.
On peut ainsi penser utiliser un maillage serré de l'espace multi-dimensionnel et calculer les probabilités en chaque point par interpolation locale du nombre d'événements sur plusieurs

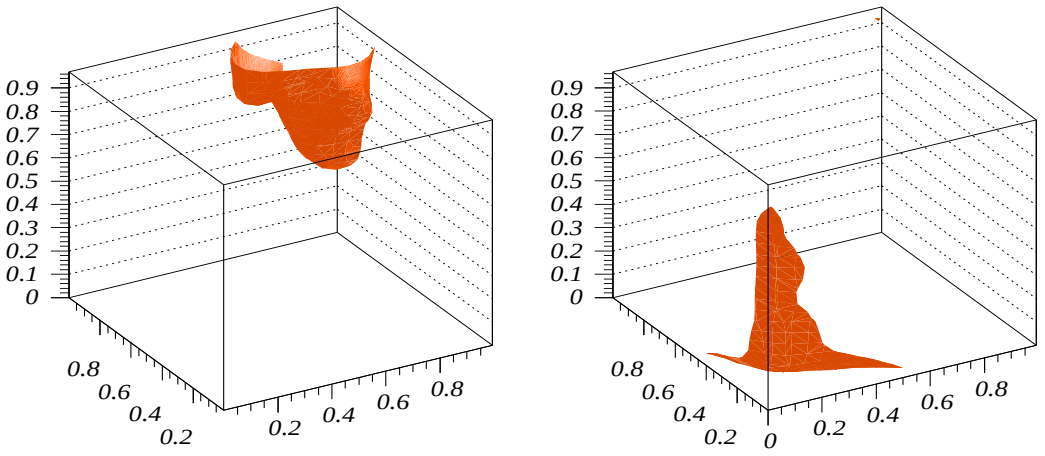

Figure 3.7: Surface de la densité de probabilité de second niveau à 183 GeV pour le signal (gauche) et le bruit de fond (droite). La séparation signal-bruit de fond est évidente.

parallélépipèdes [92].
La méthode choisie est différente, et permet d'obtenir une expression analytique de la densité de probabilité tridimensionnelle correspondant à la distribution sous la forme d'une somme pondérée de fonctions multi-quadriques. Ces fonctions et leur pondération sont ajustées avec la distribution par itérations. On utilise pour cela un algorithme dédié à l'analyse en physique des hautes énergies ([95], [94]) et décrit précisément dans [93]; en voici les caractéristiques :

- Les fonctions produites sont des combinaisons linéaires de fonctions multi-quadriques de forme générale :

$$\phi_j(r) \equiv \sqrt{r^2 + \Delta_j^2} \tag{3.7}$$

où r est la position du centre de la multi-quadrique et Δ_j contrôle la variation de la densité de probabilité pour le cube j.

- Les centres sont placés aux positions de plus fortes variations de la distribution. Un histogramme tri-dimensionnel est calculé, histogramme dont la taille et le nombre de cubes est variable. Un Laplacien discret est évalué grâce à ce maillage; en chaque cube j la

signification statistique d'une variation est donnée par

$$S_j = \left| \frac{L_j}{\sqrt{Var\,(L_j)}} \right| \tag{3.8}$$

L_j étant le Laplacien au point j ($L_j = h_{j+1} - 2h_j + h_{j-1}$, en une dimension, h_j représentant le contenu du cube j).

- Le maillage est recalculé plusieurs fois, jusqu'à ce que la sensibilité de la fonction soit suffisante. La taille des cubes de l'histogramme final permet de fixer les valeurs de Δ_j
- Enfin, la fonction finale

$$s(x) = \sum_{j=1}^{n} \alpha_j \phi_j(\|x - x_j\|) \tag{3.9}$$

est une combinaison linéaire des fonctions calculées en chaque centre, les poids α_j des fonctions sont évalués par un ajustement de type maximum de vraisemblance [96].

Les fonctions sont finalement intégrées par une méthode de Cauchy et normalisées à l'unité. On obtient une valeur de la densité de probabilité en chaque point de l'espace à trois dimensions. La mise en œuvre de cette méthode est assez lourde, et l'idée d'effectuer ces calculs pour les 280 combinaisons est irréaliste. D'autant plus que chaque sélection requiert dans les faits le calcul de 8 densités de probabilité: six fonctions représentent les trois espaces tri-dimensionnels pour le signal et le bruit de fond, et deux fonctions signal et bruit de fond de second niveau sont calculées pour déterminer la probabilité finale.
Les figures 3.6 et 3.7 montrent les densités de premier et de second niveau pour le signal et le bruit de fond. On peut objecter que la sélection est basée sur la forme des variables extraite de simulations, et que certaines variables (on pense particulièrement au Y_{34}) ne sont pas indépendantes de la masse du boson W. Une étude critique de la méthode est faite dans le chapitre dédié aux erreurs systématiques (§ 5.2).
La valeur de l'estimateur est simplement définie par la normalisation habituelle :

$$\mathcal{P} = \frac{\mathcal{P}_{signal}}{\mathcal{P}_{signal} + \mathcal{P}_{bruit}} \tag{3.10}$$

à partir des fonctions de second niveau signal et bruit de fond.

3.1.5 Résultats à 183 GeV

Les fonctions tridimensionnelles ont été calculées, intégrées et normalisées. L'emploi de la sélection sur les simulations de test permet de chiffrer les performances de l'algorithme, performances que l'on peut comparer avec les résultats obtenus avec les données accumulées en

1997 à 181, 182, 183 et 184 GeV.
La coupure sur la probabilité finale à 0.6 est choisie de manière à obtenir des valeurs équivalentes

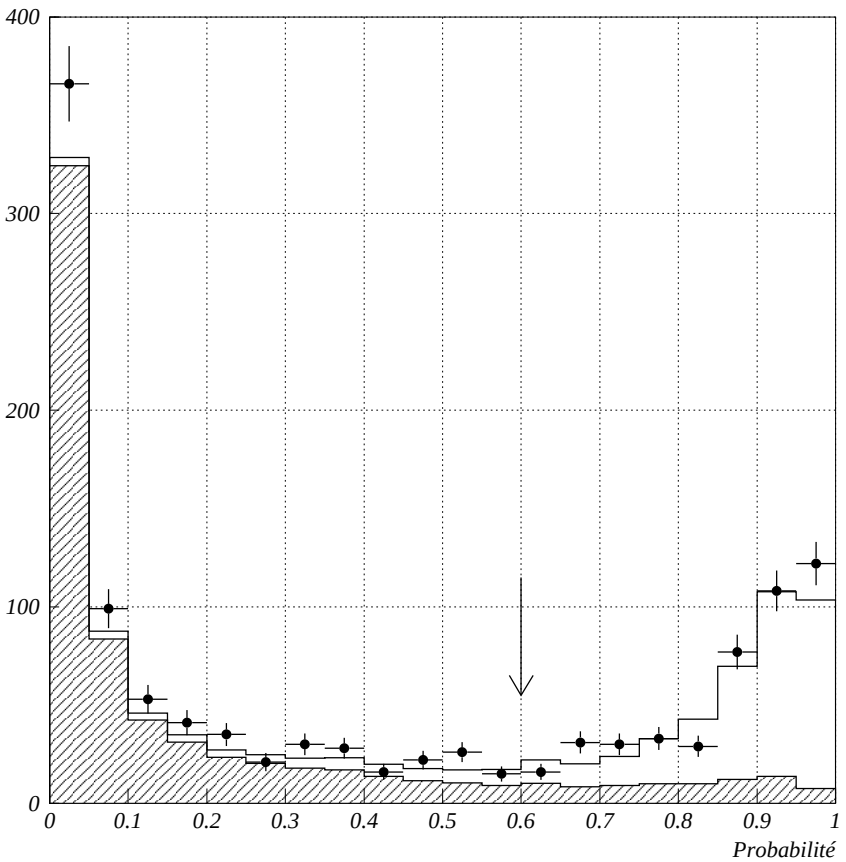

Figure 3.8: Estimateur de sélection à 183 GeV. La flèche indique la coupure appliquée sur l'estimateur de sélection. En blanc figure le signal hadronique, en gris les différents bruits de fond normalisés à leur section efficace respective. Les points représentent les données ALEPH à 181, 182, 183 et 184 GeV correspondant à une luminosité intégrée de $57.01 pb^{-1}$.

de l'efficacité et de la pureté (voir figure 3.9). En effet, les études sur la reconstruction de la masse (voir chapitre 5.1) en fonction de la coupure sur la probabilité de l'algorithme semblent indiquer un minimum de l'erreur statistique en ce point. En appliquant la sélection sur les données on obtient :

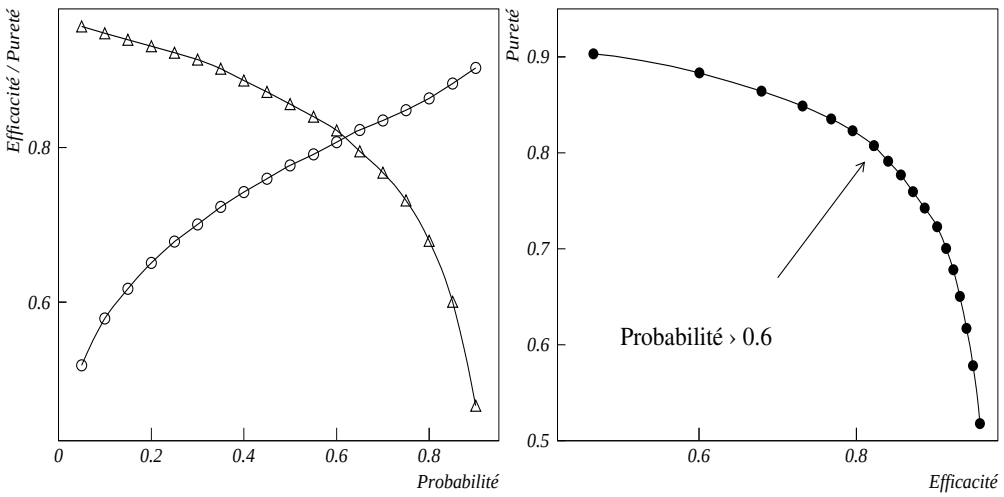

Figure 3.9: Résultats en efficacité et pureté de la sélection à 183 GeV : à gauche l'efficacité (triangles) et la pureté (cercles) en fonction de la valeur de la coupure sur la probabilité, à droite l'efficacité obtenue en fonction de la pureté, avec la coupure choisie.

446 événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ sélectionnés à 183 GeV

Les résultats obtenus sur les simulations de test comportant 22788 désintégrations hadroniques de paires de bosons W sont les suivants :

Efficacité = 82.28 % $\pm$0.25 **(stat)** **Pureté** = 80.73 % $\pm$0.84 **(stat)**

Les erreurs statistiques sont dues aux Monte Carlo et constituent une partie des erreurs systématiques de la mesure.
Le tableau 3.4 permet de comparer le nombre d'événements attendus avec une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L}dt = 57.01 pb^{-1}$. On a utilisé les rapports de branchement et sections efficaces des tableaux 3.1 et 3.2, avec le nombre d'événements effectivement sélectionnés. La colonne appelée "MC" correspond au nombre d'événements prévus par les simulations. Les résultats portés dans cette colonne intègrent des simulations supplémentaires qui deviennent marginales après les premières coupures de la présélection et sont décrites ci-dessous :

Coupures	$q\overline{q}$	ZZ	$q\overline{q}q\overline{q}$	$l\overline{\nu}q\overline{q}$	$l\overline{\nu}\overline{l}\nu$	MC	Data
Clas16 + Xlumok	44948	13824	22788	21855	67	7356.15	7869
$N_{Eflow}/N_{chargees}$	20097	7266	22645	6384	0	3786.41	4025
variable 1	12495	5787	22468	3587	0	2191.78	2364
variable 2	9130	5586	22400	3460	0	1744.62	1841
variable 3	9130	5586	22398	3460	0	1744.45	1841
variable 4	8353	5307	22382	3333	0	1629.08	1724
variable 5	8266	5291	22368	3327	0	1617.43	1714
variable 6	8096	5205	22352	3236	0	1585.96	1690
variable 7	8092	5204	22352	3235	0	1567.98	1688
variable 8	8085	5203	22345	3234	0	1566.98	1687
variable 9	5216	4002	21979	3093	0	1136.11	1208
Probabilité ≥ 0.6	574 (67.2)	1582 (13.3)	18751 (343.7)	73 (1.2)	0	425.74	446

Tableau 3.4: Nombres d'événements sélectionnés après chaque étape de la présélection et de la sélection, à la fois pour les simulations et les données à 183 GeV. Les deux colonnes de droites présentent le nombre d'événements après chaque coupure pour une luminosité intégrée de 57.01 pb^{-1}. Les autres colonnes fournissent le nombre total d'événements Monte Carlo conservés pour différents processus physiques, et entre parenthèses le nombre d'événements équivalent à la luminosité intégrée.

- $\gamma - \gamma$:
  Après la coupure sur la classe 16, il reste 23.0 événements de type $\gamma - \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$, 9.8 processus de type $\gamma - \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ et 852.1 productions hadroniques $\gamma - \gamma \rightarrow q\bar{q}$ éliminés par la suite par la coupure sur le nombre de traces ou bien sur l'énergie visible.

- $\tau - \tau$:
  134.3 événements de Classe 16 sont rejetés par le critère des traces chargées et des traces "Energy Flow".

- $We\nu$:
  22.3 événements $We\nu$ sont de Classe 16 dont 0.21 passe la présélection. Cette fraction est rejetée par la coupure sur la probabilité à 0.6.

- Zee :
  127.75 processus de type Zee sont de classe 16 dont 9.14 sont présélectionnés. La coupure sur la probabilité finale à 0.6 élimine 9 événements et en garde 0.1.

Parmi les 425.74 événements conservés, la répartition du bruit de fond est favorable au bruit de fond $q\bar{q}$, qui représente 67.2 événements et à la double production ZZ qui en compte 13.3;

le reste est composé de 1.2 désintégrations semi-leptoniques d'une paire de bosons W et de 0.1 processus Zee.
D'après l'étude Monte Carlo, 343.7 simulations $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ sont sélectionnées, on estime donc à 364.90 le nombre d'événements de type signal dans l'échantillon des données.

3.1.6 Algorithme et résultats à 172 GeV

La toute première sélection hadronique finalisée a été faite non pas pour des événements produits à 183 GeV mais pour sélectionner le signal dans les prises de données de 1996, à 172 GeV [100]. La méthode n'a pas changé en 1997, les modifications portant uniquement sur les coupures des variables de présélection servant aux distributions tridimensionnelles (les modifications apparaissent dans le tableau 3.6). Il est néanmoins nécessaire de recalculer les fonctions : la forme des paramètres physiques n'est pas la même d'une énergie à une autre et les coupures ont changé.
A 172 GeV, il est plus simple de rejeter le bruit de fond car les bosons W produits au point

Simulation	Section efficace	Nombre d'événements	Energie	utilisation
KORALWW 4F	12.629 pb	100000	172 GeV	apprentissage
Pythia $q\bar{q}$	121.1 pb	100000	172 GeV	apprentissage
Pythia ZZ	3.066 pb	2500	172 GeV	apprentissage
KORALWW CC03	12.37 pb	10000	172 GeV	test
Pythia $q\bar{q}$	121.1 pb	100000	172 GeV	test
Pythia ZZ	3.066 pb	3000	172 GeV	test

Tableau 3.5: Les différents Monte Carlo servant à l'apprentissage de la méthode et au test final à 172 GeV.

d'interaction ont suffisamment peu d'impulsion pour que les critères cinématiques liés aux jets soient très discriminants, les deux jets provenant d'un même boson W étant plus ouverts à basse énergie. Néanmoins, les sections efficaces du signal et du bruit de fond $q\bar{q}$ pénalisent si fortement la sélection qu'on est obligé, à basse énergie, de rendre les critères de sélection plus sévères sur le signal afin de respecter des valeurs de pureté et d'efficacité à peu près équivalentes (ceci réduit l'erreur statistique de la méthode).

Les échantillons utilisés pour l'apprentissage et pour le test de la méthode sont dans le tableau 3.5, où figurent les statistiques respectives des différents types d'événements. La présélection est relativement moins sévère à 172 GeV qu'à 183 GeV. Les premiers tests ont montré qu'il est inutile de couper plus durement par la présélection. Il est plus utile de conserver un grand nombre de processus $q\bar{q}$ après la présélection afin de garder une statistique suffisante pour les distributions du bruit de fond et le calcul des fonctions multi-dimensionnelles lors de l'apprentissage de la méthode. L'effet des coupures appliquées et les intervalles spécifiques a 172

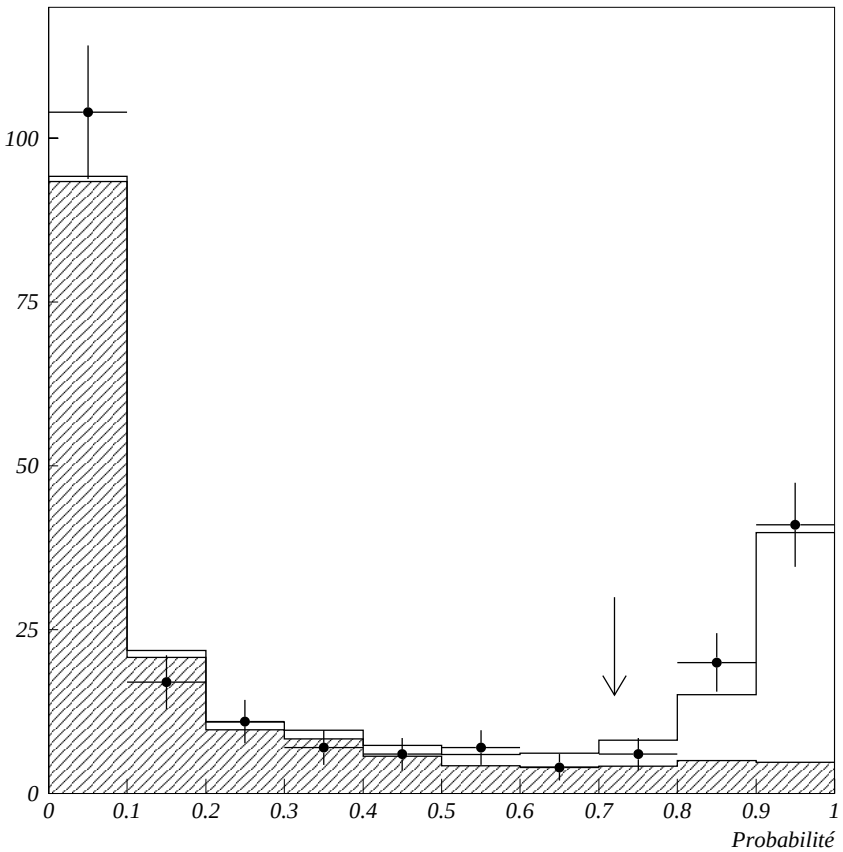

Figure 3.10: Estimateur de la sélection à 172 GeV. La flèche représente la coupure sur la probabilité à 0.72.

GeV, sont donnés dans le tableau 3.6. On attend 61.8 événements et 66 sont sélectionnés dans les données. La sélection appliquée aux Monte Carlo conduit aux valeurs suivantes des efficacité et pureté :

$$\boxed{\textbf{Efficacité} = 79.86\ \%\ \pm 0.60\ \textbf{(stat)} \quad \textbf{Pureté} = 78.49\ \%\ \pm 1.62\ \textbf{(stat)}}$$

permettant la sélection de 48.5 événements $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. Les bruits de fond sont répartis entre le bruit de fond QCD (11.9 événements), ZZ (1.3 événements) et les désintégration semi-

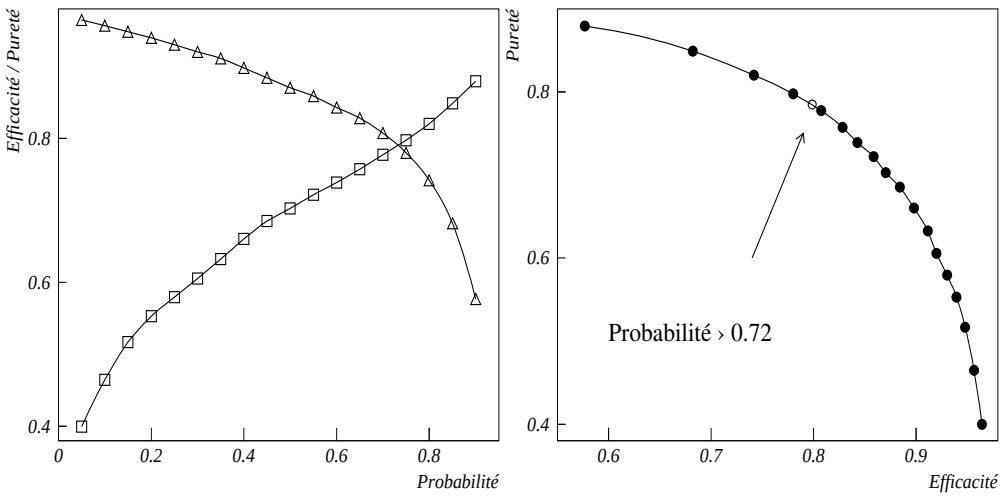

Figure 3.11: Résultats en efficacité et pureté de la sélection à 172 GeV. A gauche, les triangle représentent l'efficacité estimée et les cercles la pureté. A droite, le cercle indique la valeur de la coupure sur l'estimateur de la sélection à 172 GeV.

leptoniques d'une paire de bosons W (0.1). D'autres bruit de fond ont été testés, conduisant à une augmentation du total sélectionné de 0.1 événement Zee. Les simulations $\gamma - \gamma$, $We\nu$, $\tau\tau$ sont toutes rejetées par la sélection. La mesure est effectuée sur un échantillon de

66 événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ sélectionnés à 172 GeV

On peut estimer la proportion de signal à 51.8 événements.

Coupures	$q\overline{q}$	ZZ	$q\overline{q}q\overline{q}$	$l\overline{\nu}q\overline{q}$	$l\overline{\nu}\overline{l}\nu$	MC	Data	Intervalle
Clas16 + Xlumok	91663	2082	4504	2950	11	1585.21	1640	-
$N_{Eflow}, N_{chargees}$	40069	1011	4474	1300	0	752.7	791	-
variable 1	25109	819	4452	764	0	432.6	481	0.60 - 1.20
variable 2	19029	785	4447	750	0	335.6	373	0.00 - 3.50
variable 3	19029	785	4447	750	0	335.6	373	-0.5 - 2.00
variable 4	17738	745	4440	741	0	316.3	341	2.00 - 7.50
variable 5	17228	732	4438	739	0	306.5	327	2.80 - 6.80
variable 6	16917	716	4423	724	0	299.9	318	-3.5 - -1.4
variable 7	16856	712	4423	717	0	296.0	316	1.30 - 5.50
variable 8	16795	712	4422	716	0	295.2	314	2.80 - 10.5
variable 9	11285	538	4369	695	0	219.3	223	-6.8 - -1.6
Probabilité	922 (11.9)	120 (1.3)	3597 (48.5)	7 (0.1)	0	61.8	66	≥ 0.72

Tableau 3.6: Nombres d'événements sélectionnés après chaque étape de la présélection et de la sélection (dont les valeurs de coupures sont données par la colonne de droite) à la fois pour les simulations et les données à 172 GeV. Les colonnes "MC" et "Data" et les nombres entre parenthèses fournissent les résultats pour une luminosité intégrée de 10.65 pb^{-1}, les autres résultats indiquent la statistique Monte Carlo utilisée après chaque coupure.

3.2 Les événements à désintégration semi-leptonique

3.2.1 Introduction

Outre les événements à désintégration hadronique, la seconde classe d'événements utiles à la détermination de la masse du boson W est celle des événements à désintégration dite semi-leptonique où l'un des deux bosons W issus du point d'interaction produit une paire de quarks, et l'autre une paire de leptons (électron, muon ou tau, et son neutrino associé). La sélection des événements semi-leptoniques est principalement basée sur l'identification d'un lepton très énergique et isolé provenant du point d'interaction.

3.2.2 Identification des particules

Les électrons

Les électrons sont identifiés principalement par la forme caractéristique de la gerbe qu'ils produisent dans le calorimètre électromagnétique. On a notamment utilisé au cours de cette étude des variables employées pour déterminer les rapports de branchement et la polarisation du lepton tau à LEP I ([105], [106], [107]) et décrites ci-dessous. Un premier algorithme appelé "IDEFIX"[4], a d'abord été mis au point en utilisant des distributions unidimensionnelles de ces variables. Il s'est avéré par la suite que l'utilisation de coupures sur ces variables ne réduit pas l'efficacité de la méthode, la principale difficulté étant ici de sélectionner un événement signal et non simplement un électron.

- R2 :
  Cette variable permet de quantifier la compacité du dépôt d'une particule dans le ECAL en utilisant la granularité du sous-détecteur. Après extrapolation de la trace TPC jusqu'au calorimètre électromagnétique, l'énergie mesurée dans les quatre tours les plus proches du point extrapolé est comparée à l'énergie estimée par la courbure de la trace dans la TPC [101]. La gerbe d'un électron est en grande partie contenue dans les quatre tours centrales (environ 85% de l'énergie de l'électron est déposée dans le tonneau et 89% dans les bouchons, la différence étant due au champ magnétique qui focalise le dépôt vers les bouchons du détecteur), alors qu'un pion ne déposera qu'une faible proportion de son énergie dans ces quatre tours. On définit ainsi le paramètre

$$R2 = \frac{E_4/P - < E_4/P >}{\sigma_{E_4/P}} \tag{3.11}$$

[4] Identification électron de l'X.

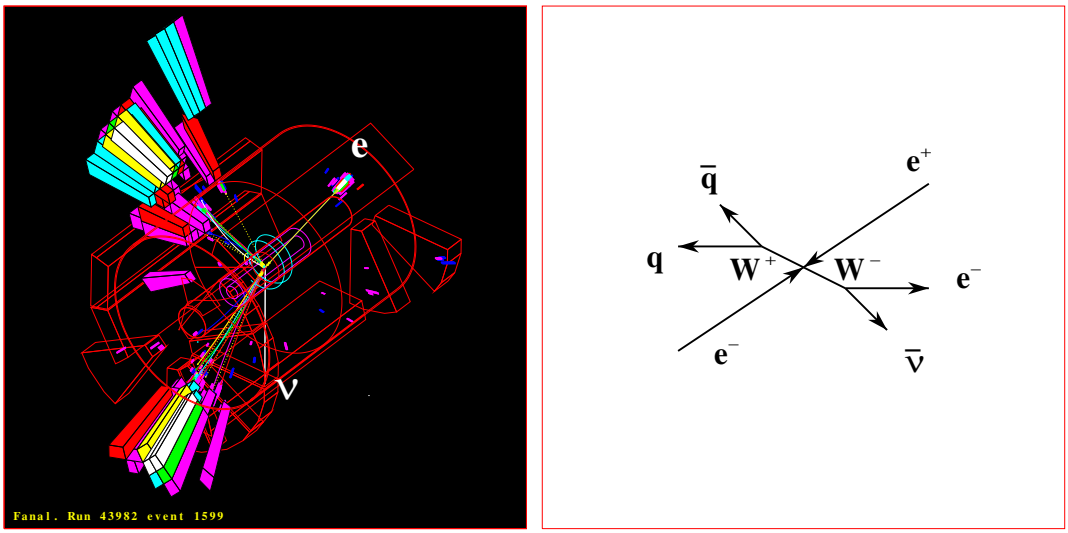

Figure 3.12: Désintégration semi-leptonique d'une paire de bosons W.

La résolution $\sigma_{E_4/P}$ dépendant de l'énergie de la trace. Elle est dominée par la résolution du ECAL à faible énergie, et par la mesure de la courbure dans la TPC à haute énergie. Les électrons identifiés dépendent en géneral de cette deuxième composante de la résolution, leur énergie dépassant bien souvent les 25 GeV.

- **E41** :
  La trace candidate est extrapolée comme précédemment jusqu'au ECAL. Le dépôt d'énergie dans le premier étage ou "storey" de la tour associée à l'extrapolation de la trace est mesuré. Cette énergie est un bon identificateur, car l'énergie déposée par l'électron est importante, alors que la gerbe d'un hadron dans le ECAL ne commence à se développer que plus profondément dans le ECAL.

- **Distance au plan de bremsstrahlung**:
  Le plan de bremsstrahlung est défini par la trajectoire de l'électron produit au point d'interaction dans le champ magnétique d'ALEPH[5] Les photons émis par l'électron sont contenus dans ce plan, puisqu'ils sont émis tangentiellement à l'électron, ceci aux erreurs de mesure de la trajectoire de la trace et à la résolution du calorimètre électromagnétique près. Les pions chargés, principale source de confusion pour l'identification des électrons, n'émettent pratiquement pas de photons, mais produisent souvent dans le calorimètre hadronique un large dépôt dont la densité de probabilité est uniforme tout autour du

[5]Le terme plan de bremsstrahlung est abusif, puisqu'en toute rigueur les électrons ne sont pas dans un plan mais parcourent une hélice le long de l'axe des z. Pourtant l'impulsion des électrons est telle qu'on peut tout à fait considérer ici un plan. Il peut être également défini par la développée de la trajectoire de l'électron.

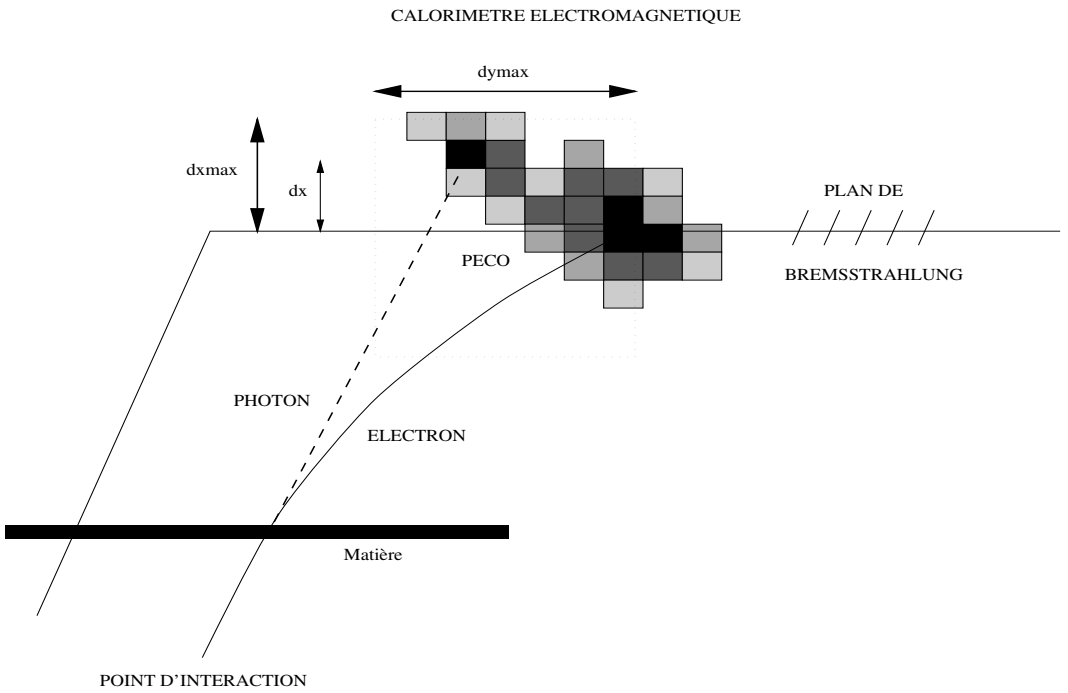

Figure 3.13: Reconstruction des photons de bremsstrahlung

point d'impact pion-calorimètre. La distribution des photons reconstruits par l'algorithme GAMPEX ([102], [103]) est alors symétrique et ne privilégie pas la direction donnée par le plan de bremsstrahlung associé à la trace. La mesure de la distance entre les photons de l'agrégat (ou cluster "PECO") associé à la trace [6] et le plan de bremsstrahlung est un bon critère d'identification des électrons.

- **Longueur de l'arbre** dans le calorimètre hadronique :
  Les tubes du HCAL donnent des informations sur la traversée du HCAL par des particules. Malheureusement, cette information est intégrée sur toute la longueur des tubes ; de plus, il n'y a pas parmi les programmes standards ALEPH d'algorithme de reconstruction de l'arborescence d'une trace dans l'épaisseur du HCAL et d'association de cette arborescence avec une trace mesurée dans la TPC. HARBOR [104], conçu par H. Videau est utilisé dans le cadre de cette thèse afin d'associer des traces de la TPC avec des branches reconstruites dans le volume du HCAL à partir des informations des tubes. Dans un premier temps, les

[6] L'agrégat ou cluster "PECO" est un objet reconstruit dans le calorimètre et déterminé comme suit : la liste des dépôts d'énergie dans les "storeys" du calorimètre est lue du plus grand au plus petit dépôt, toute mesure n'ayant pas de dépôt voisin plus important définit un "PECO". Les "PECO" sont ensuite reliés à leur voisin le plus énergique.

informations spécifiques à chaque demi-module sont utilisées: deux tubes ayant détecté la traversée d'une particule sont reliés s'ils forment un angle avec la radiale du détecteur suffisamment faible; si deux tubes de même rayon r sont reliés à un seul et même tube extérieur $r\prime$ ($r\prime > r$), la branche formant le plus petit angle par rapport à la radiale est conservée. Enfin, dans un second temps, HARBOR connecte ensemble différentes branches d'un même module, de différents modules, ou entre bouchon et tonneau du HCAL en utilisant l'information des traces TPC. L'extrapolation de la trace doit être alignée (avec une certaine tolérance angulaire) avec les branches associées.
La longueur de la branche, mesurée en nombre de plans HCAL, est un critère d'identification des hadrons et de rejet du bruit de fond. Dans une très grande majorité des cas, les électrons ne produisent aucun dépôt dans le HCAL. Néanmoins, il est trop sévère de rejeter toutes les traces produisant un tel dépôt: si un électron de forte énergie pénètre dans le ECAL près d'un espace entre module (appelé communément "crack"), il peut continuer sa course dans le HCAL et traverser quelques plans de détection. Il sera alors possible de reconstruire un arbre. La longueur de l'arbre et son étalement peuvent permettre néanmoins d'identifier la trace comme celle produite par un électron.

Les photons de bremsstrahlung

Un des problèmes liés à la détection et surtout à la mesure de l'énergie des électrons est posé par le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung. Le rayonnement de freinage est directement lié à la puissance quatrième de l'inverse de la masse de la particule. L'électron, de petite masse, est particulièrement sensible à cette effet. Par contre, il peut être ignoré pour les muons dont la masse est plus de 200 fois plus grande. L'identification des électrons est rendue plus difficile par ce phénomène: un fort rayonnement de freinage ne permet plus de séparer un électron produit, par exemple, par la désintégration d'un quark charmé, de faible énergie, d'un électron de forte énergie à l'origine mais dont la plus grande partie est maintenant sous forme de photons émis, par exemple, lors de la traversée de la paroi interne de la TPC, ou en quittant le tube à vide. Il est donc nécessaire d'abord d'associer les photons de bremsstrahlung avec l'électron dont ils proviennent avant de pratiquer les coupures sur l'énergie de la particule.
Cette association est particulièrement délicate dans un environnement à très forte multiplicité. Un événement $e\nu q\bar{q}$ peut compter jusqu'à 100 objets "Energy Flow", et si l'association électron-photon peut aider à récupérer certains événements de type signal en corrigeant l'énergie des électrons, l'effet d'une correction intempestive sur le bruit de fond pourrait être dramatique (le rapport des sections efficaces signal et bruit de fond est tel [7] qu'une mauvaise correction peut fortement dégrader la pureté pour un faible gain en efficacité). La méthode utilise le fait que le rayonnement de bremsstrahlung se fait tangentiellement à la particule. Par la reconstruction de

[7] On rappelle que $\sigma^{183}_{q\bar{q}}/\sigma^{183}_{e\nu q\bar{q}} = 44.6$ et $\sigma^{172}_{q\bar{q}}/\sigma^{172}_{e\nu q\bar{q}} = 67.5$.

l'hélice dans la TPC, et par son extrapolation sur la surface interne du ECAL (*c.f.* la variable dite "distance au plan de bremsstrahlung" décrite plus haut), une zone rectangulaire [108] est calculée. Cette zone est déterminée par l'angle de la particule à l'origine, le point d'impact avec le ECAL et la trajectoire de la trace supposée plane et contenue dans le plan de bremsstrahlung (voir figure 3.13). En fonction du rayon de courbure de la trace, une distance maximale dy_{max} par rapport au point d'impact est calculée. Enfin une tolérance par rapport au plan de bremsstrahlung notée dx_{max} sur la figure 3.13 est définie. Tous les photons déterminés par GAMPECK, interagissant avec le ECAL dans la zone définie par le rectangle de longueur dy_{max} et de largeur $2 \times dx_{max}$ sont traités photons de bremsstrahlung: ils sont ajoutés à la trace chargée et retirés de la future liste servant à reconstruire les quarks issus de la désintégration hadronique du boson W.

Les muons

Les muons sont plus lourds que les électrons et traversent le ECAL sans interagir. C'est donc grâce au HCAL et aux deux chambres à muons placées au-delà du HCAL qu'ils vont être identifiés. Le dépôt d'énergie du muon dans le HCAL est caractéristique d'une trace très pénétrante et déposant très peu d'énergie. La totalité des muons dont l'énergie est supérieure à quelques GeV atteindra la chambre à muons alors que les hadrons produits dans la collision sont dans une large majorité absorbés dans la matière du calorimètre hadronique.
La première source d'informations est le calorimètre hadronique:

- Toutes les traces de plus de $1.5 GeV$ sont extrapolées jusqu'au HCAL.
- Le long de la trace extrapolée, une route de largeur trois fois la déviation standard due à la diffusion multiple est calculée. Un éventuel mauvais alignement des tubes du sous-détecteur est simulé par une tolérance de 3 cm.
- Deux nombres sont ensuite évalués, le premier étant le nombre de plans supposés réagir à la traversé d'un muon d'énergie définie, et le nombre de plans présentant effectivement un dépôt d'énergie le long de la route calculée (les dépôts considérés ne doivent pas avoir une largeur supérieure à trois bandes de lecture du HCAL, afin de supprimer le bruit de fond des hadrons, produisant une gerbe large). Le rapport $N_{obtenus}/N_{attendus}$ doit être supérieur ou égal à 0.4, $N_{attendus}$ devant être supérieur à 10. Enfin, le nombre de plans ayant réagi dans les 10 derniers plans du HCAL doit être au moins 5, la plupart des hadrons étant absorbés avant d'atteindre les derniers plans du calorimètre.
- La taille de la gerbe du muon est mesurée par la variable χ_{mult}, nombre moyen de dépôts d'énergie dans les 10 derniers plans du calorimètre et ceci dans un rayon de 30 cm autour de la trace. Les gerbes produites par les hadrons comportent bien souvent des ramifications

interprétées comme différents dépôts dans les plans du HCAL. La gerbe du muon est quant à elle très peu ramifiée. Le paramètre χ_{mult} doit être inférieur à 1.5.

Les muons traversent pour une très grande majorité le HCAL et sont détectés par les chambres à muons qui mesurent la position en deux dimensions de leur traversée.

- les traces de plus de 3 GeV sont extrapolées jusqu'aux chambres à muons. Les points de traversée du muon détecté situés à moins de 5 cm ou à moins de 4 fois la déviation standard due à la diffusion multiple sont associés à la trace. Les chambres à muons permettent de résoudre une ambiguïté: les informations du HCAL sont bi-dimensionnelles, et la route prolongeant la trace TPC peut couvrir deux traces différentes mais superposées le long de l'axe de lecture des tubes du HCAL. L'information fournie par la chambre à muon résout le plus souvent l'ambiguïté.

3.2.3 La présélection

La sélection semi-leptonique est basée uniquement sur des coupures directes portant sur plusieurs variables d'intérêt que l'on peut classer en deux types : les variables de forme de l'événement et les paramètres du lepton reconstruit. La présélection ne coupe que sur les variables du premier type, et son but principal est de réduire le bruit de fond $Z \rightarrow q\bar{q}$, présent sous ses deux composantes distinctes : les événements à énergie visible proche de l'énergie du LEP, et les événements de type retour au Z.
Le signal est caractérisé par un important défaut d'énergie, mesurable également par l'impulsion totale (ou manquante) de l'événement et due au neutrino non détecté.
Au contraire, les événements sans retour au Z ont généralement une impulsion manquante très faible. Ce qui est un désavantage pour la sélection des événements WW à désintégration hadronique est ici un avantage puisque le signal se différencie de ce bruit de fond par ce critère. La figure 3.14 montre la coupure dans le plan (énergie manquante ; impulsion manquante) :

$$\frac{|\not{\vec{P}}|}{E_{LEP}} + \frac{\not{E}}{E_{LEP}} - \frac{35.}{E_{LEP}} \leq 0 \tag{3.12}$$

Les événements de type retour au Z présentent une forte énergie manquante, le retour au Z se faisant par émission dans l'axe du faisceau d'au moins un photon souvent très énergique. Dans une grande majorité des cas, les photons ne sont pas détectés et l'énergie manquante est la cause d'une forte impulsion manquante le long de l'axe du faisceau. La distribution angulaire des neutrinos des événements de type signal n'implique pas que l'impulsion manquante de ces derniers soit préférentiellement sur l'axe z. La figure 3.15 montre la coupure appliquée pour la sélection à 172 GeV,

$$|\not{P}_l| \leq \max(35GeV, 115 - \sqrt{\not{E}^2 - \not{P}_t^2}GeV) \tag{3.13}$$

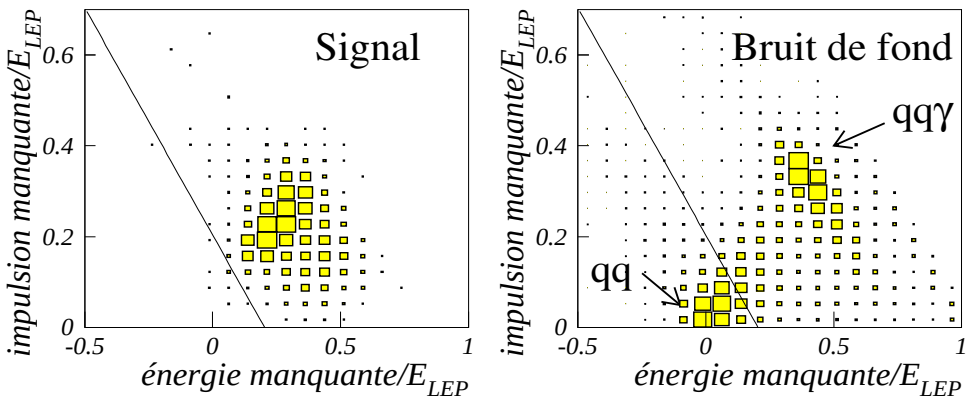

Figure 3.14: Réjection des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$. La zone présélectionnée est en haut à droite.

A 183 GeV, cette coupure est déplacée et devient

$$|\not{P}_l| \leq \max(40GeV, 130 - \sqrt{\not{E}^2 - \not{P}_t^2}GeV) \tag{3.14}$$

Les événements de type $WW \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$ produisant deux neutrinos, leur énergie manquante est encore plus grande: la coupure est fixée de manière à être suffisamment lâche pour garantir une bonne efficacité également dans ce canal (voir encadré de la figure 3.15). Deux autres coupures plus simples sont appliquées sur les événements. Au moins 5% de l'énergie dans le centre de masse doit être mesurée sous forme d'énergie transverse et, enfin, les événements doivent-être de classe 16 (voir section 3.1.2), ce qui est vérifié par 99.9% des événements en raison de la forte multiplicité due aux deux jets produits par la désintégration hadronique d'un des deux bosons W. L'effet de ces deux coupures est pratiquement nul sur le signal (de l'ordre de 0.2 % dans les trois canaux, et aux deux énergies), tout en supprimant une bonne partie des événements à faible multiplicité. Le tableau 3.8 montre l'effet de la présélection aux deux énergies du LEP en 1996 et 1997.

3.2.4 Désintégrations $e\nu_e q\bar{q}$ et $\mu\nu_\mu q\bar{q}$

Les événements à désintégration semi-leptonique $WW \rightarrow q\bar{q}e\nu_e$ et $WW \rightarrow q\bar{q}\mu\nu_\mu$ sont avant tout sélectionnés par l'identification du lepton de haute énergie. Ce lepton doit figurer dans une

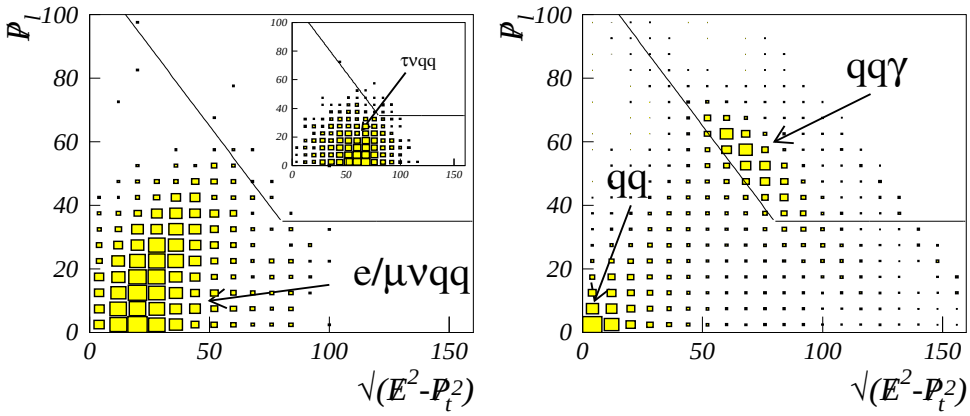

Figure 3.15: Réjection des événements $Z \to q\bar{q}\gamma$. La zone présélectionnée se situe sous la coupure et à droite.

liste de *bonnes* traces, vérifiant certains critères de départ (qui correspondent pour la plupart aux critères de la classe 16):

- Les informations Muon ou Electron doivent avoir été mesurées pour la trace.
- $D^0 < 2$ cm et $Z^0 < 10$ cm:
  De nombreux électrons proviennent non pas du point d'interaction mais sont dus à la matérialisation sous la forme d'une paire électron-positron d'un photon. Dans ce cas l'extrapolation de la trace ne passe pas par le point d'interaction, et ces électrons ne sont pas considérés.
- Au moins 4 points dans la TPC et $\cos\theta < 0.98$:
  L'énergie des leptons est mesurée par le rayon de courbure dans la TPC. L'erreur sur la mesure est d'autant plus grande que le nombre de points est faible. Une trace ne produisant que 1, 2 ou 3 points dans la TPC est souvent due à un bruit ou à une mauvaise reconstruction. De plus, les leptons à très bas angle sont en général mal identifiés; en-dessous de 10 degrés ils n'interagissent plus du tout avec les sous-détecteurs ECAL et HCAL.

Cette liste doit compter au moins une trace, dans le cas contraire, l'événement est rejeté.

Les Muons

Les bonnes traces ayant les informations muons sont utilisées avec les critères suivants :

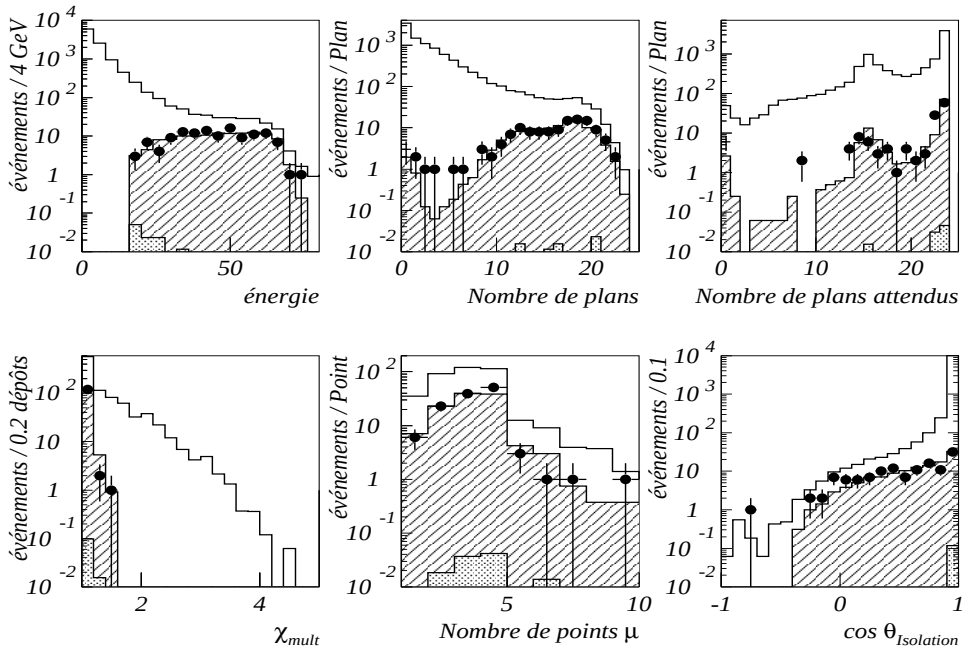

Figure 3.16: Les variables de sélection du muon. Les *bonnes* traces étudiées (blanc) et les traces sélectionnées pour les Monte Carlo (en hachure le signal, la zone pointillée indique le bruit fond) et les données (points) à 183 GeV. La luminosité intégrée est $57.01 pb^{-1}$.

- Elles doivent vérifier les critères d'identification du HCAL ou doivent avoir produit au moins deux points dans la chambre à muons. Cette contrainte est drastique pour le bruit de fond et exclut moins de 1.5% du signal.
- L'énergie mesurée dans tout l'événement doit être contenue pour au-moins 9% dans la trace considérée.
- L'angle entre le muon et la trace (ayant au moins 4 points dans la TPC) la plus proche doit excéder les 5 degrés($\cos\theta \leq 0.996$). Deux jets comprenant l'ensemble des traces de

l'événement, excepté la trace candidate sont reconstruits. L'angle de la trace avec les deux jets doit être au minimum de 8.1 degrés ($\cos\theta \leq 0.99$).

- La masse invariante entre la trace et l'impulsion manquante est évaluée. La distribution est plate pour le (faible) bruit de fond restant alors que, bien sur, la distribution est très piquée à la masse du boson W pour le signal. Une coupure très large ($M_{inv} \in [30; 120] GeV$) sur cette variable est appliquée, coupure qui ne rejette pratiquement aucun événement signal.

La figure 3.16 présente les résultats obtenus pour les données et les simulations à 183 GeV.
Les traces sélectionnées sont toutes des traces de muons, et la difficulté ne réside pas dans cette identification. Le but de ces coupures est avant tout de sélectionner de bons événements, caractérisés par la forte énergie du muon et son isolation. Le boson Z se désintègre dans 26% des cas en quarks charme ou beauté qui peuvent à leur tour produire des leptons de haute énergie. Il s'agit là du principal bruit de fond restant (somme toute assez faible). Les variables d'identification des événements de type $Z \rightarrow b\bar{b}$, pour lesquels le paramètre d'impact des traces est mesuré, ont été étudiées. Le bruit de fond est en effet très piqué vers une forte probabilité de désintégration de type b, mais le signal n'est également pas du tout négligeable dans cette zone. L'utilisation de ce critère réduit de manière inacceptable l'efficacité pour un faible gain en pureté.
Au total ces coupures excluent 6.8% du signal, et le nombre moyen de muons sélectionnés par événement est 1.018. En, effet, il arrive (dans 24 cas sur 1479 simulés) que deux traces vérifient les constraintes d'identification. La trace la plus opposée au vecteur impulsion manquante est alors gardée. 97 % des événements signal $WW \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$ sélectionnés le sont grâce au muon vrai. La trace identifiée est, pour cette étude, associée aux traces obtenues avant la simulation de l'effet du détecteur, c'est à dire lorsqu'il est encore possible de connaître la particule mère du lepton.
Si un candidat vérifie toutes les coupures précédentes, l'événement est sélectionné "muons". Aucune autre identification n'est ensuite effectuée.

Les électrons

Si aucune trace ne passe les coupures décrites dans la section précédente, les bonnes traces figurant dans la liste de départ et pour lesquelles l'information électron existe sont étudiées afin de déterminer si un électron de haute énergie et isolé est présent. Plusieurs variables spécifiques aux identifications des électrons sont utilisées (voir § 3.2.2):

- La variable R2 doit être comprise entre -10 et 15. Le bruit de fond des électrons provient des hadrons mal identifiés. Par le R2, on mesure la différence entre l'énergie mesurée

dans la TPC, qui ne dépend pas, a priori du type de particule chargée avec le dépôt dans le ECAL, bien plus grand pour les électrons qui interagissent plus avec la plomb du sous-détecteur et y déposent toute leur énergie.

- On applique la coupure $E41 \geq 0.1$ afin de rejeter les pions qui ne perdent quasiment pas d'énergie dans la première épaisseur, souvent appelée "storey", du calorimètre.

- La longueur de l'arbre reconstruit dans le HCAL grâce aux tubes ne doit pas excéder 8 plans de lecture. L'effet de cette coupure est intéressant non seulement parce qu'elle élimine les pions mal identifiés, mais également parce que les hadrons charmés (par exemple les mésons D) produits dans les événements $q\bar{q}$ peuvent se désintégrer en un électron et un hadron. L'identification de l'électron dans le ECAL seul, peut conduire à la sélection de l'événement. La course du hadron fils dans le HCAL permet d'éliminer ce type d'événement pour lequel le nombre de plans réagissant dans le calorimètre hadronique est important.

- La distance au plan de bremsstrahlung doit être inférieure à 1 cm ce qui est vérifié par la majeure partie des électrons. La distribution pour les pions est beaucoup plus large.

Des coupures spécifiques à l'identification des événements $WW \rightarrow e\nu q\bar{q}$ sont ensuite appliquées. Mais, il est d'abord nécessaire de corriger l'énergie de l'électron en lui associant les photons de bremsstrahlung:

- L'isolation de la trace par rapport aux autres bonnes traces chargées et aux deux jets reconstruits (n'incluant bien évidemment pas le candidat, ni les photons de bremsstrahlung associés) doit être au minimum de 3.6 degrés ($\cos\theta \leq 0.996$), et 8.1 degrés ($\cos\theta \leq 0.99$) respectivement.

- L'énergie de l'électron et des photons associés doit représenter au moins 9% de l'énergie totale de l'événement.

- La masse invariante reconstruite à partir de l'électron, des photons de bremsstrahlung et de l'impulsion manquante doit être comprise entre 30 et 120 GeV, ce qui n'élimine que quelques événements "signal" (0.4 % selon les études sur les Monte Carlo) et permet de rejeter une importante quantité de bruit de fond dont la distribution est plate. De plus l'angle entre l'électron et l'impulsion manquante interprétée comme le neutrino doit vérifier $\cos(\widehat{\vec{P},\vec{L}}) \leq 0$ à 172 GeV et $\cos(\widehat{\vec{P},\vec{L}}) \leq 0.1$ à 183 GeV. Il n'a pas été possible de trouver un électron produit effectivement par la désintégration d'un boson W dans les simulations qui ne vérifie pas cette condition. Les événements éliminés sont tous (quelle que soit l'énergie d'étude) des événements de bruit de fond, ou de mauvais candidats. Comme dans le cas des muons, les traces simulées totalement reconstruites dans le détecteur sont associées avec les traces dites non reconstruites (pour lesquels l'effet du détecteur n'a pas été simulé).

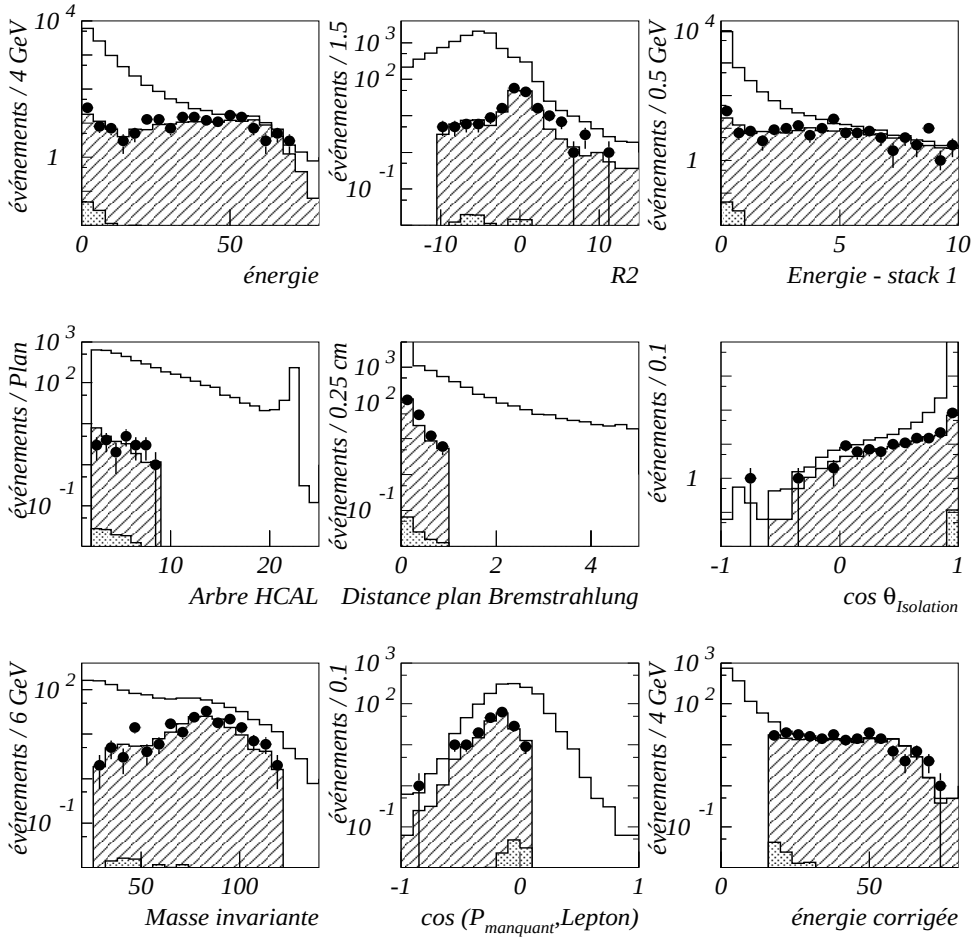

Figure 3.17: Les variables de sélection de l'électron. Les *bonnes* traces étudiées (blanc) et les traces sélectionnées pour les Monte Carlo (en hachure le signal, la zone pointillée indique le bruit de fond) et les données (points) à 183 GeV ($\int \mathcal{L}dt = 57.01 pb^{-1}$).

Sur 1441 événements simulés, 16 (environ 1.1%) ont deux candidats possibles. La trace finalement sélectionnée présente la plus grande ouverture angulaire avec le vecteur impulsion manquante, ce qui est vérifié pour 11 des bons leptons sur les 16 événements ambigus à 172 GeV (les résultats sont similaires à 183 GeV). La figure 3.17 permet de comparer les résultats obtenus sur les simulations et les données à 183 GeV.

3.2.5 Désintégrations $\tau\nu_\tau q\bar{q}$

La sélection des événements de type $\tau\nu q\bar{q}$ est la plus délicate de toutes les sélections liées à la mesure du boson W par la méthode de reconstruction directe, et les résultats obtenus dans ce canal ont les plus grandes erreurs systématique et statistique. Néanmoins, la combinaison des résultats obtenus pour les taus avec ceux des autres canaux montre que le gain dû à ces événements n'est pas négligeable.
Les événements non sélectionnés par les sélections $e\nu q\bar{q}$ ou $\mu\nu q\bar{q}$ sont étudiés afin d'y trouver les caractéristiques globales d'une désintégration en deux quarks et en un lepton τ, enfin, les caractéristiques topologiques de la désintégration du τ permettent de préciser la sélection.
Le tau se désintègre immédiatement après sa production selon différents modes en raison de sa masse élevée. On sépare usuellement les classes de désintégration du tau en fonction du nombre de traces chargées. Ainsi les désintégrations du type "1-prong" ne contiennent qu'une trace chargée et incluent la production simple des leptons e et μ. Le tableau ci-dessous indique les différents modes de désintégration possibles [81] :

Désintégration du τ			
1-prong	84.96%	$\nu_\tau e\nu_e$	17.83%
		$\nu_\tau \mu\nu_\mu$	17.35%
		hadronique	49.78%
3-prong	14.91 %		
5-prong	0.97 %		
7-prong	$< 1.9 \times 10^{-4}$		

Dans 35.2% des cas de production d'un tau, ce dernier se désintègre en un électron ou un muon. Ces événements sont identifiés de manière incorrecte en événements $e\nu q\bar{q}$ et $\mu\nu q\bar{q}$ dans respectivement 9.5 et 8% des cas à 183 GeV. Ceci arrive principalement lorsque l'impulsion des neutrinos produits est faible. Mais, bien que mal identifiés, ces événements sont toujours utiles à la mesure finale. On définit donc des efficacités exclusive et inclusive selon que les événements ont été correctement identifiés ou simplement correctement sélectionnés. Ceci concerne en fait les trois canaux, puisqu'il arrive également que des événements $e\nu q\bar{q}$ soient sélectionnés par l'algorithme de sélection des événements tau [8]. C'est pourquoi l'efficacité de sélection de l'algorithme présenté ici est bien plus faible pour la production d'un lepton à partir du tau : une partie des événements ont déjà été sélectionnés et retirés de l'échantillon.
Le principal bruit de fond associé au signal $\tau\nu q\bar{q}$ est le bruit de fond $q\bar{q}$, mais la composante "retour au Z" est souvent plus gênante que la production à l'énergie du LEP d'un boson Z en raison de l'importante perte d'énergie du signal. Il convient alors non seulement de couper sur l'énergie visible, mais aussi d'éliminer les retours radiatifs par l'étude de l'impulsion manquante

[8] L'algorithme confond très rarement un événement $e\nu q\bar{q}$ avec un $\mu\nu q\bar{q}$.

selon l'axe Z, le photon émis par les événements $q\bar{q}\gamma$ étant bien souvent perdu dans le tube à vide. L'énergie manquante du signal semi-leptonique dans le canal τ n'est pas préférentiellement dirigé sur l'axe z. La présélection de la section 3.2.3 n'est pas suffisante et bien qu'appliquée dans un premier temps, une sélection plus sévère sur les variables globales de l'événement est utilisée :

- L'énergie visible doit représenter entre 40 et 85% de l'énergie du LEP, ceci afin d'inclure le cas de la désintégration hadronique et de la désintégration leptonique du tau, tout en supprimant les événements hadroniques sans retour au Z.
- L'impulsion transverse doit dépasser 8% de l'énergie du LEP.
- Les deux coupures précédentes sont combinées par une coupure en deux dimensions

$$\frac{P_t}{E_{LEP}} - \frac{E_{vis}}{E_{LEP}} \geq 0.7 \tag{3.15}$$

- l'impulsion longitudinale ne doit pas représenter plus de 20% de l'énergie dans le centre de masse.

Une seconde série de coupures portant sur la topologie des jets candidats τ est appliquée. Pour cela, il est nécessaire de séparer les traces chargées en plusieurs jets de taille compatible avec la taille d'un jet produit par la désintégration d'un tau. On utilise pour cela l'algorithme de reconstruction des jets Jade E (voir chapitre sur les jets), pour lequel le critère Y_{cut} vaut 0.001, afin de déterminer un certain nombre de candidats. Si la reconstruction ne permet pas de trouver trois jets au moins, l'événement est rejeté.
La multiplicité chargée des jets produits par les événements $q\bar{q}$ est le premier paramètre de sélection drastique pour le bruit de fond. Un jet de quarks produit un nombre moyen de traces chargées important, dépassant souvent les 15 traces, alors qu'un tau produira 1, 3 ou 5 traces chargées. En fait, les rapports de branchement 5 et 7 prong sont petits, et le bruit de fond augmente rapidement au-dessus de 3 traces chargées. Une coupure contraint le nombre maximum de traces chargées dans un jet identifié tau à ne pas dépasser 3. Il est également nécessaire d'avoir au moins une trace chargée dans ce jet. La pureté est nettement améliorée après cette étape de la sélection, mais reste toutefois basse en atteignant 30%. Chacun des jets candidats τ passe ensuite une série de coupures :

- Une première coupure large sur la masse du système $\tau - \nu$ est d'abord appliquée, contraignant cette masse à une valeur comprise entre 50 et 110 GeV.
- Les objets de type "Energy Flow", à l'exclusion de ceux constituant le jet τ, sont ensuite utilisés pour déterminer deux jets. L'isolation angulaire du candidat avec les deux jets reconstruits interprétés comme la désintégration hadronique d'un boson W en deux quarks doit dépasser 25.8^o ($\cos\theta_{isol} \leq 0.9$).

- Enfin, une coupure en deux dimensions dans l'espace (P_t, E_τ)

$$\frac{P_t}{E_{LEP}} + \frac{E_\tau}{E_{LEP}} - 0.14 \geq 0 \tag{3.16}$$

réduit à nouveau le bruit de fond $qq\gamma$ caractérisé par un moment transverse faible et une petite énergie du *faux* tau reconstruit.

Si un jet au moins vérifie ces conditions, l'événement est identifié $\tau\nu q\bar{q}$; dans le cas où il existe plusieurs candidats pour un seul et même événement, le plus énergique est sélectionné.

3.2.6 Résultats

Les Monte Carlo utilisés pour évaluer les efficacités et puretés des sélections semi-leptoniques, dans les trois canaux du signal, sont donnés dans le tableau 3.7 : ils sont essentiellement les mêmes que ceux employés pour la sélection hadronique. Les résultats sont présentés sous

Simulation	Section efficace	Nombre d'événements	Energie
KORALW CC03	12.37 pb	10000	172 GeV
Pythia $q\bar{q}$	121.1 pb	100000	172 GeV
Pythia ZZ	3.066 pb	3000	172 GeV
Pythia Zee	97.0 pb	20000	172 GeV
KORALZ "$\tau\tau$"	10.8 pb	10000	172 GeV
Pythia $We\nu$	0.483 pb	1000	172 GeV
KORALW CC03	15.73 pb	50000	183 GeV
Pythia $q\bar{q}$	101.8 pb	50000	183 GeV
Pythia ZZ	2.93 pb	20000	183 GeV
Pythia Zee	6.8 pb	60000	183 GeV
KORALZ "$\tau\tau$"	8.9 pb	100000	183 GeV
Pythia $We\nu$	0.608 pb	6000	183 GeV

Tableau 3.7: Les différents Monte Carlo servant à l'apprentissage de la méthode et au test final à 183 GeV. Les événements utilisés au cours de l'apprentissage sont tous indépendants de ceux servant au test de la méthode.

formes exclusive et inclusive, c'est à dire en considérant les trois sélections semi-leptoniques indépendemment ou bien en utilisant les résultats dans les trois canaux de manière globale.
La justification de cette présentation des résultats est simple. Le but de la thèse est de mesurer la masse du boson W, et non de calculer les rapports de branchement des différents canaux.

Evénements	Taille MC	Présélection		$e\nu q\bar{q}$		$\mu\nu q\bar{q}$		$\tau\nu q\bar{q}$	
	Evts	Evts	%	Evts	%	Evts	%	Evts	%
Energie : 172 GeV - Luminosité intégrée = $10.65 pb^{-1}$									
$q\bar{q}q\bar{q}$	4504	3.01	5.4	0.111	0.2	0.01	0.02	0.06	0.11
$e\nu q\bar{q}$	1500	17.23	96.1	14.380	80.2	0.01	0.07	1.03	5.73
$\mu\nu q\bar{q}$	1479	17.35	96.8	0.073	0.4	15.47	86.27	0.52	2.91
$\tau\nu q\bar{q}$	1478	16.37	91.3	1.711	9.5	1.43	7.98	8.24	45.94
$l\nu l\nu$	1038	0.11	0.9	0.025	0.2	0.	0.	0.	0.
$q\bar{q}(\gamma)$	50000	123.30	10.2	2.228	0.2	0.34	0.03	1.94	0.16
ZZ	2689	3.93	12.8	0.182	0.6	0.17	0.56	0.19	0.63
Zee	19995	1.80	0.2	0.243	0.03	0.	0.	0.05	0.01
$\tau\tau$	10000	10.0	8.6	0.108	0.10	0.17	0.16	0.02	0.02
$We\nu$	1000	2.43	50.6	0.091	1.9	0.005	0.10	0.43	9.00
Total MC	-	195.53	-	19.15	-	17.61	-	12.48	-
Données	-	186	-	15	-	22	-	9	-
Energie : 183 GeV - Luminosité intégrée = $57.01 pb^{-1}$									
$q\bar{q}q\bar{q}$	22788	29.60	7.1	1.27	0.31	0.06	0.01	0.6	0.14
$e\nu q\bar{q}$	7389	124.98	95.7	106.45	81.73	0.02	0.01	5.71	4.38
$\mu\nu q\bar{q}$	7312	125.40	96.4	1.10	0.85	109.56	84.12	5.45	4.18
$\tau\nu q\bar{q}$	7228	119.67	92.3	12.53	9.62	8.67	6.65	61.14	46.94
$l\nu l\nu$	5282	0.99	1.1	0.07	0.08	0.02	0.02	0.0	0.0
$q\bar{q}(\gamma)$	49989	617.95	11.1	12.10	0.21	2.1	0.04	7.33	0.13
ZZ	17955	25.79	15.2	1.44	0.86	1.34	0.80	1.82	1.09
Zee	30000	13.61	0.4	2.66	0.66	0.07	0.02	0.34	0.09
$\tau\tau$	20000	59.41	11.7	0.89	0.14	1.67	0.27	0.71	0.12
$We\nu$	6000	18.36	53.6	0.89	2.57	0.01	0.02	3.56	10.27
Total MC	-	1135.74	-	139.3	-	123.49	-	85.87	-
Données	-	1088	-	156	-	122	-	69	-

Tableau 3.8: Nombres d'événements présélectionnés et sélectionnés dans les différents canaux du signal pour les deux énergies de fonctionnement du LEP.

Les événements sont tous utilisés pour la mesure; néanmoins, si les désintégrations $e\nu q\bar{q}$ et $\mu\nu q\bar{q}$ sont bien traitées de manière strictement identique, l'ajustement des jets reconstruits dans les événements $\tau\nu q\bar{q}$ n'est pas identique à l'ajustement utilisé pour les deux autres canaux semi-leptoniques.

Les puretés données dans les tableaux sont mesurées par rapport aux bruits de fond $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}$, ZZ, Zee, $\tau\tau$ et $We\nu$. L'algorithme a été testé par des simulations "Bhabha" et $\gamma - \gamma$ sans dégrader les puretés mesurées dans chacun des trois canaux.

Sélection	Efficacité à 172 GeV		Efficacité à 183 GeV	
	Exclusive	Inclusive	Exclusive	Inclusive
$e\nu q\bar{q}$	$80.20\% \pm 1.03$	$86.00\% \pm 0.90$	$81.73\% \pm 0.45$	$86.13\% \pm 0.40$
$\mu\nu q\bar{q}$	$86.27\% \pm 0.89$	$89.59\% \pm 0.79$	$84.12\% \pm 0.42$	$89.15\% \pm 0.36$
$\tau\nu q\bar{q}$	$45.94\% \pm 1.30$	$63.46\% \pm 1.25$	$46.94\% \pm 0.59$	$63.21\% \pm 0.57$

Tableau 3.9: Efficacités exclusives et inclusives pour les différents canaux de sélection semi-leptonique à 172 GeV et 183 GeV

sélection	pureté à 172 GeV	pureté à 183 GeV
$e\nu q\bar{q}$	$82.79\% \pm 3.44$	$84.69\% \pm 2.17$
$\mu\nu q\bar{q}$	$95.67\% \pm 2.33$	$95.44\% \pm 1.93$
$\tau\nu q\bar{q}$	$75.35\% \pm 4.88$	$80.98\% \pm 3.39$

Tableau 3.10: Pureté de sélection semi-leptonique à 172 et 183 GeV.

Au total, 46 événements sont sélectionnés à 170 et 172 GeV, et 347 à 181, 182, 183 et 184 GeV :

- A basse énergie, les résultats sur les simulations permettent de répartir les événements en signal de type électrons (12.0 événements), muons (19.8), et taus(9.0). Le bruit de fond conservé inclut 3.6 événements $q\bar{q}$, 0.4 $We\nu$, 0.3 $\tau\tau$, 0.5 ZZ et 0.2 Zee.
- A haute énergie, on estime la composition de l'échantillon à 124.5 désintégrations semi-leptoniques électrons, 113.8 muons et 71.4 taus. Le bruit de fond est dû aux événements QCD dont le nombre est estimé à 21.4, à 4.4 ZZ, 3.8 $We\nu$, 3.3 Zee, et 3.2 événements de type $\tau\tau$.

Les erreurs systématiques liées à la sélection semi-leptonique sont étudiées dans le chapitre qui leur est dédié.

Chapitre 4

Reconstruction des bosons W

4.1 Introduction

La détermination de la masse du boson W nécessite la reconstruction des quadri-vecteurs des deux bosons à partir de leurs produits de désintégration, identifiés et mesurés directement (c'est le cas notamment des électrons et des muons) ou bien indirectement par la mesure des produits de la fragmentation des quarks et des désintégrations des taus. Le chapitre précédent a décrit la procédure de sélection des événements, le présent chapitre concerne tout naturellement la reconstruction événement par événement des quadri-vecteurs des deux bosons d'origine.

Les problèmes liés à la reconstruction sont différents dans les deux canaux hadronique et semi-leptonique :

- Le canal semi-leptonique reste simple à traiter car les deux bosons sont bien séparés: d'une part sous la forme d'une multitude de traces produites par les deux quarks, d'autre part avec un lepton et le quadri-vecteur manquant de l'événement. Seul un ajustement global de l'événement décrit en 4.4 est effectué et permet d'imposer des contraintes sur la somme des quadri-vecteurs des traces. Afin de faciliter techniquement cet ajustement les traces produites par les deux quarks sont séparées en deux jets, mais la méthode est très peu sensible à l'algorithme choisi. Notons ici que la désintégration $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ pour laquelle plusieurs neutrinos sont produits est traitée de manière identique aux autres désintégrations semi-leptoniques pour lesquelles un unique neutrino est créé.
- Le canal hadronique est plus délicat à traiter car deux problèmes viennent compliquer

la reconstruction et réduisent son efficacité. Il est faut d'abord répartir les nombreuses traces produites en quatre jets en évitant de mélanger des traces provenant de bosons W différents. Cette étape n'est pas simplement technique puisqu'une erreur n'agira pas uniquement sur l'ajustement (voir section 4.4), mais sur la détermination des deux masses. Ce problème fait l'objet de deux parties de ce chapitre où les différentes méthodes sont introduites (4.2) et comparées (4.5). Les quatre jets étant calculés, on doit ensuite les apparier deux à deux afin de reconstruire les deux bosons W d'origine. Ce second problème est abordé dans la dernière section (4.6).

Ce chapitre concerne donc principalement le canal hadronique, seul l'ajustement est commun aux deux canaux. Le lecteur s'apercevra rapidement qu'il existe de nombreuses méthodes de reconstruction dont aucune n'est privée de défauts et d'avantages. Le choix s'est porté sur la méthode conduisant à la plus faible erreur et ne comportant pas de biais. Pour comparer les méthodes et vérifier ces critères sur des algorithmes connus ou bien adaptés à notre problème, il a été nécessaire de développer une procédure d'association jet-quark. La plus satisfaisante est la méthode basée sur une asymétrie (on utilise en général une variante dite asymétrie énergie) calculée sur les événements simulés et décrite en 4.3. Ce paramètre sera utilisé à de nombreuses reprises tout au long du chapitre.
Il est néanmoins nécessaire de présenter les méthodes employées pour simuler la fragmentation des quarks et le principe de leur reconstruction par les algorithmes de reconstruction des jets; c'est l'objet de la section qui suit.

4.2 Fragmentation et reconstruction des jets

4.2.1 Fragmentation et simulation

Les premières reconstructions de jets ont été effectuées dans le cadre de la mesure de α_s. La méthode la plus puissante pour déterminer la constante de couplage fort consiste à comparer les résultats des calculs pertubatifs, avec le nombre de jets obtenus grâce à des algorithmes de reconstruction de ces jets. On construit ainsi des agrégats de traces dont les quadri-impulsions sont souvent associées avec celles des quarks. Mais, si les quarks sont bien à l'origine de la production des jets, il n'y a pas de continuité entre les deux notions.
Les processus physiques élémentaires sont bien souvent calculables par des méthodes perturbatives. Malheureusement dès que les quelques quarks produits, par exemple par la désintégration d'un boson W, s'éloignent les uns des autres, l'énergie due au champ de couleur (qui donc agit aussi sur les gluons produits) augmente très rapidement. Cet effet de confinement est ainsi représenté par l'effet d'un ressort entre deux particules: lorsque le ressort se tend, l'énergie augmente. Ce phénomène ne peut plus être traité de manière perturbative et des méthodes

phénomènologiques prennent le relais de la théorie des perturbations pour simuler la production des jets. Le ressort se brise ainsi en cascade en de multiples paires quark anti-quark qui formeront ensuite les hadrons. La discontinuité quark-jet est donc claire, et provient du traitement de la cascade de quarks et de l'hadronisation des particules.
La méthode la plus commune pour simuler cette cascade est basée sur l'algorithme JETSET [65] qui fragmente le ressort par ses extrémités et produit des paires $q_i\bar{q}_i$ en utilisant la fonction suivante :

$$f(z) = \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{bm_\perp^2}{z}\right) \tag{4.1}$$

pour déterminer z, fraction de la variable $(E + P_Z)$ emportée par un hadron, l'axe Z étant défini par la direction des deux quarks initiaux [1]. Le moment transverse des deux quarks $q_i\bar{q}_i$ produits est évalué par deux distributions gaussiennes en p_x et p_y. Les indices α et β de $f(z)$ permettent de définir différents paramètres pour les saveurs des quarks, β étant l'indice du dernier quark produit appartenant au hadron. Après itération, et lorsque la masse du système non encore apparié à un hadron est faible, deux hadrons sont produits sur leur couche de masse. Le nombre de degrés de liberté est en effet suffisamment faible pour pouvoir conserver à la fois l'énergie et l'impulsion du système.
Enfin, les hadrons produits peuvent conduire à la formation de nouvelles particules par leur désintégration. Les rapports de branchement sont utilisés.

4.2.2 Reconstruction des jets

Les algorithmes de jets sont tous basés sur une seule et même méthode itérative, qui fut tout d'abord utilisée par la collaboration JADE [109] dans l'étude de la production de jets à partir de collisions e^+e^- à PETRA. L'algorithme que ce groupe a mis au point a permis de mesurer α_s et de tester certains modèles QCD de cascades partoniques.

La méthode itérative est simple et peut être décrite en deux étapes :

- A partir d'une liste de N traces, la matrice symétrique Y de dimension (N,N) est calculée, chaque élément y_{ij} de cette matrice reliant deux traces i et j de la liste. L'équation utilisée pour déterminer les éléments y_{ij} dépend de l'algorithme de reconstruction des jets choisi. Dans le cas de "JADE", il s'agit de la masse invariante des traces i et j (en adoptant

[1] la fonction f est la distribution de probabilité de z. En fait, la définition de z est valable lorsque la fragmentation a lieu du côté du quark se propageant dans le sens positif de l'axe Z. Au contraire, z est la proportion de $(E - P_Z)$ pour l'autre extrémité.

l'hypothèse de traces de masse nulle) normalisées à l'énergie de l'événement.

$$y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{s} \tag{4.2}$$

La paire de traces (i,j) correspondant au plus petit élément de Y est sélectionnée et sa valeur est comparée à une constante sans dimension y_{cut}, valeur de coupure pour l'algorithme. Dans le cas où y_{ij} est plus grand que y_{cut}, l'algorithme s'arrête et les N traces sont interprétées comme N jets. Mais, au contraire, si y_{ij} est plus petit que y_{cut}, l'algorithme passe à la seconde étape.

- Au cours de cette seconde étape, les deux traces sélectionnées, i et j, sont sommées. Différentes méthodes sont employées pour effectuer cette somme, il peut s'agir de la sommation traditionnelle des quadri-vecteurs des deux traces,

$$P_i^\nu + P_j^\nu = P_k^\nu \tag{4.3}$$

comme dans le cas de l'algorithme d'origine développé par la collaboration "JADE", où k est une nouvelle trace remplacant les deux précédentes. La nouvelle liste de traces a donc N-1 éléments, k se substituant à i et j.

L'itération reprend à la première étape, et ainsi de suite jusqu'à ce qu'il ne puisse plus y avoir de paire (i,j) conduisant à $y_{ij} \leq y_{cut}$. Il existe une variante de "JADE" appelée "MASS" et pour laquelle la forme du paramètre de résolution y_{ij} est strictement la masse invariante de la paire (i,j) sans négliger la masse des traces.
Le succès de cette méthode est dû au fait que la production des jets est assez peu sensible à l'hadronisation finale, mais plutôt à la production initiale des partons bien souvent calculable comme dans le cas de la production de trois jets ([110], [111], [112]). La production de trois jets est reliée par QCD à la valeur de α_s qui a pu être estimée avec une bonne précision.
Pourtant cette mesure par reconstruction des jets a deux facteurs limitant, qui ont conduit au développement de nouvelles méthodes.

- Il a été nécessaire, afin de calculer α_s avec plus de précision, de faire intervenir les corrections perturbatives dans le but de réduire l'erreur théorique. Dans la pratique cela se traduit par des calculs perturbatifs à un ordre plus élevé beaucoup plus difficile à mettre en œuvre que la réduction de la sensibilité de l'algorithme à ces corrections d'ordre plus élevé.

- De plus, la masse invariante utilisée par "JADE" n'est pas bien adaptée à l'étude des radiations multiples de gluons mous par les quarks [2]. Ainsi, deux gluons mous émis dans

[2]Ces radiations sont importantes, et divergent pour de petites quadri-impulsions des gluons émis, comme dans le cas de l'émission de photons par un électron.

des directions différentes et ayant de faibles énergies sont associés par "JADE" en raison du terme en $E_i E_j$ de l'équation 4.2. L'algorithme va avoir tendance à créer des jets formés de gluons mous, au lieu de les associer immédiatement avec les particules mères. Il est clair que "JADE" en créant ces jets est sensible aux corrections perturbatives de grand ordre caractéristiques des gluons mous. Cette image est simpliste, puisque les jets ne peuvent être associés avec les partons des processus physiques, mais cela donne une idée du problème rencontré par "JADE".

Une nouvelle masse invariante a alors été introduite par Dokshitzer [113] conduisant à la méthode "DURHAM". Elle est proportionnelle non pas au produit des énergies des deux particules, mais à l'impulsion transverse minimum de la paire, l'équation 4.2 devenant,

$$y_{ij}^{D} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{s} \tag{4.4}$$

En utilisant cette nouvelle expression, un gluon mou est associé avec un autre gluon mou si l'angle qu'ils forment est plus petit que l'angle formé par le gluon mou et un hypothétique parton de haute énergie. Une autre expression pour la masse invariante du système des deux particules est donnée par l'algorithme "GENEVA" pour lequel

$$y_{ij}^{G} = \frac{8}{9}\frac{E_i E_j(1-\cos\theta_{ij})}{(E_i+E_j)^2} \tag{4.5}$$

est défini de manière à produire 3 jets pour une valeur maximale de coupure de 1/3. "GENEVA" contraint plus encore que "DURHAM" l'association de gluons mous par le dénominateur en $(E_i+E_j)^2$. Quelle que soit la masse invariante utilisée, la méthode consiste toujours à procéder de manière itérative en sommant les traces. Il existe néanmoins différents schémas de sommation des quadri-vecteurs des traces considérées appelés "E", "E0" et "P". Le premier de ces schémas a déjà été décrit (voir l'équation 4.3), les deux suivants sont des variantes de "E" pour lesquels la somme des impulsions des deux traces pour "E0" et la somme des énergies des deux traces pour "P" est pondérée afin de produire une trace sans masse.

L'utilisation des différentes expressions des paramètres y_{ij} et des différents schémas conduit à un nombre important d'algorithmes, auquel nous pouvons ajouter "LUCLUS".

Les bases théoriques de "LUCLUS" sont plus faibles. Ce sont des phénoménologistes de LUND qui l'ont conçu [3] en parallèle avec l'algorithme "JETSET" usuellement employé (avec "HERWIG", [115]) pour simuler la fragmentation dans les processus de cascade partonique [114].

[3] T. Sjöstrand souligne lui même que LUCLUS utilise une approche *"buts and bolt"*

"LUCLUS" ([116],[117]) utilise une masse invariante définie par

$$d_{ij}^2 = \frac{1}{2}\left(p_i p_j - \bar{p_i}\bar{p_j}\right)\frac{4p_i p_j}{\left(p_i + p_j\right)^2} = \frac{4p_i^2 p_j^2 \sin^2\left(\theta_{ij}/2\right)}{\left(p_i + p_j\right)^2} \tag{4.6}$$

que l'on peut interpréter pour les petits angles θ_{ij} comme le moment transverse des particules par rapport à la direction de la somme des impulsions des deux traces considérées ; plus précisément la masse invariante devient à petit angle $d_{ij} \sim |\bar{p_i} \times \bar{p_j}|/|\bar{p_i} + \bar{p_j}|$. Outre cette masse invariante qui n'a pas de justification théorique claire, la méthode est plus compliquée, puisqu'après avoir associé deux agrégats de particules, il se peut qu'une des traces constituant l'un de ces agrégats soit plus proche d'un troisième. Cette particule est alors associée à ce troisième groupe. La reconstruction peut être très longue à mettre en œuvre, puisqu'il est nécessaire à chaque itération de recalculer les agrégats. De plus, la procédure favorise la création de groupes autour des traces i les plus énergiques en les associant par itération avec les traces j vérifiant $d_{ij} < d_{coupure}$, jusqu'à ce que les agrégats ne puissent plus intégrer d'autres traces. Enfin, les traces non associées peuvent former elles aussi des agrégats indépendants.
L'intérêt de LUCLUS est de privilégier l'effet des traces énergiques pour déterminer la direction des jets. Le succès de cette approche a conduit à créer des variantes de DURHAM, JADE, MASS et GENEVA, appelés algorithmes "PTCLUS", pour lesquels la reconstruction se fait en deux étapes. Dans un premier temps, les traces sont classées de la plus énergique à la plus molle et sont associées en agrégats en associant d'abord les plus énergiques, en utilisant l'une des masses invariantes des algorithmes traditionnels ; enfin dans une seconde étape les agrégats créés sont regroupés sans critère d'énergie. La première étape force donc la création de jets dans la direction des traces énergiques, comme ceci est généralement observé.

4.3 L'asymétrie

Il est nécessaire de pouvoir identifier un jet avec un quark, ou plus largement, un dijet avec un boson W. On citera notamment dans le cadre de la thèse deux domaines pour lesquels cette identification a été primordiale :

- Il est nécessaire de connaître l'effet des différents algorithmes de reconstruction des jets pour choisir la procédure introduisant le moindre biais et conduisant aux meilleures résolutions en énergie, angulaire et sur la masse du boson W.

- La reconstruction du boson W passe par l'association des quatre jets en deux dijets représentant les deux bosons W produits au point d'interaction. Le test des appariements requiert l'identification de la meilleure association des jets.

Pour ces deux types d'études, il faut définir une méthode d'association des jets avec les quarks, ce qui n'est pas simple même dans le cadre d'une simulation.
Deux effets viennent compliquer cette association. D'une part, la fragmentation en cascade empêche une association bijective d'une trace reconstruite avec les quarks initiaux puisque les traces proviennent de la fragmentation de ressorts ou "string" joignant deux quarks. Enfin, la simulation du détecteur fait perdre le lien entre les traces simulées au niveau des processus physiques élémentaires et les traces effectivement détectées. Ce lien n'est toutefois pas totalement perdu pour les traces chargées, comme nous allons le voir.
Le premier effet est insoluble et empêche l'association d'une trace avec un quark, tout en laissant la possibilité d'associer une trace avec un W. Pour cela, seules les traces chargées peuvent être utilisées afin de passer outre la seconde difficulté liée à la simulation du détecteur. Il est en effet possible de créer une équivalence entre les deux types de traces, celles produites par la simulation du processus physique (dont on connaît les directions) et les traces chargées obtenues après simulation du détecteur. Cette association utilise les points enregistrés dans la chambre à dérive.
Dans un premier temps, l'événement est séparé en quatre jets par un certain algorithme. Trois combinaisons de dijets représentant les deux W sont possibles et pour chacune d'elle on définit une asymétrie comme suit :

- A chaque trace chargée i_{ch} on associe un poids $\omega_{i_{ch}}^{j,C}$ valant 1 si elle appartient au dijet j (j=1, ou 2) de la combinaison considérée C. Dans le cas contraire, $\omega_{i_{ch}}^{j,C} = 0$. Bien sûr, les traces appartenant obligatoirement à l'un ou à l'autre des dijets, on a

$$\omega_{i_{ch}}^{1,C} + \omega_{i_{ch}}^{2,C} = 1 \tag{4.7}$$

- On définit ensuite la fonction $\mathcal{A}^C$ par

$$\mathcal{A}^C = \frac{\sum\limits_{i\in W^+} \omega_{i_{ch}}^{1,C} + \sum\limits_{i\in W^-} \omega_{i_{ch}}^{2,C} - \sum\limits_{i\in W^+} \omega_{i_{ch}}^{2,C} - \sum\limits_{i\in W^-} \omega_{i_{ch}}^{1,C}}{\sum\limits_{i\in W^+} \omega_{i_{ch}}^{1,C} + \sum\limits_{i\in W^-} \omega_{i_{ch}}^{2,C} + \sum\limits_{i\in W^+} \omega_{i_{ch}}^{2,C} + \sum\limits_{i\in W^-} \omega_{i_{ch}}^{1,C}} \tag{4.8}$$

  où $i \in W^+$ ($i \in W^-$) signifie que la somme est calculée sur la liste des traces chargées dont les traces associées (provenant des processus physiques élémentaires) sont traces filles d'un des deux quarks provenant du W^+ (W^-). Le dénominateur sert à la normalisation entre -1 et 1 de l'expression.

Une telle fonction présente la caractéristique d'être proche de 1 en valeur absolue s'il y a peu de mélange entre les traces provenant d'un W et les dijets de la combinaison C ; les termes positifs (négatifs) sont prépondérant si le dijet 1 correspond bien au W^+ (W^-). Au contraire, si le mélange est important, sa valeur est proche de 0. L'asymétrie peut être calculée pour les trois

combinaisons possibles d'où l'on peut tirer une estimation de la meilleure combinaison.
On remarque néanmoins que toutes les traces entrent avec le même poids dans le calcul de l'asymétrie, ce qui ne rend pas compte de l'importance relative des traces dans les jets. Il est alors judicieux de définir $\mathcal{A}_e^C$ où les traces sont pondérées par leur énergie,

$$\mathcal{A}_e^C = \frac{\sum_{i\in W^+} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{1,C} + \sum_{i\in W^-} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{2,C} - \sum_{i\in W^+} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{2,C} - \sum_{i\in W^-} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{1,C}}{\sum_{i\in W^+} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{1,C} + \sum_{i\in W^-} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{2,C} + \sum_{i\in W^+} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{2,C} + \sum_{i\in W^-} E_{i_{ch}}\omega_{i_{ch}}^{1,C}}$$

La relation boson-dijet reconstruit est établie en sélectionnant la combinaison exhibant la plus

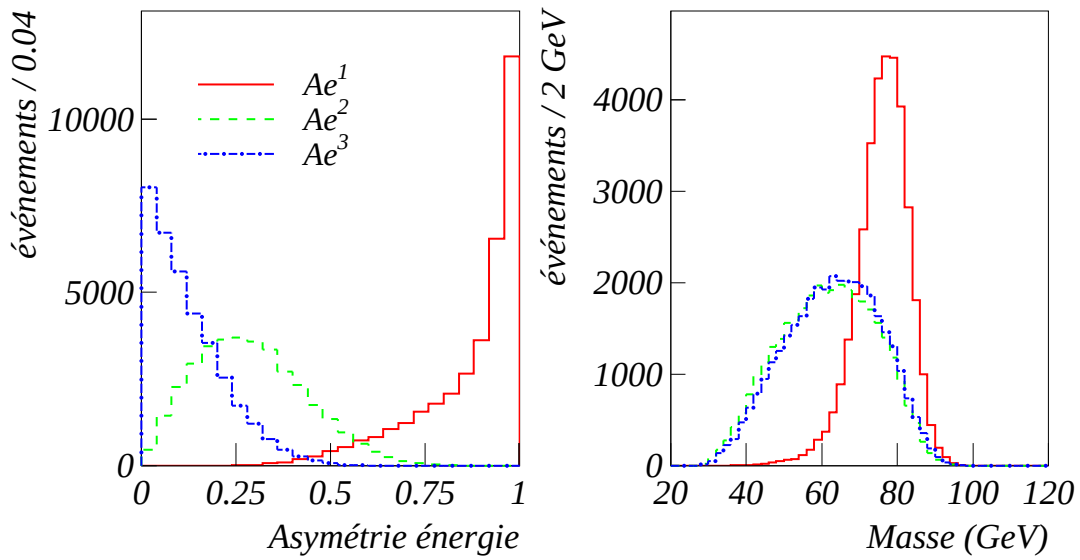

Figure 4.1: Les asymétries ordonnées pour les trois combinaisons de dijets. A gauche, les trois asymétries et à droite les masses correspondantes.

forte valeur de $|\mathcal{A}_e|$. On peut par le signe de $\mathcal{A}_e$ identifier sans ambiguïté le boson W^+ ou W^- avec l'un des deux dijets.
Aux énergies actuelles du LEP, il est simple d'associer un jet avec un quark, l'impulsion des bosons W étant suffisamment faible pour garantir une ouverture entre les deux quarks provenant d'un W supérieure à 90°. On sépare donc l'événement en une paire de dijets déterminée

par la plus grande asymétrie en valeur absolue et reliée à une paire de quark provenant de la désintégration d'un W. Chaque quark de la paire est associé à un jet du dijet par des considérations angulaires qui, du fait de l'ouverture entre les deux quarks sont sans ambiguïté. De plus, par cette méthode, il suffit de choisir entre deux combinaisons possibles. La figure 4.1 montre les trois asymétries pour les trois combinaisons pour environ 45000 événements WW hadroniques à 172 GeV. $\mathcal{A}e^1$ est la plus grande des trois asymétries en valeur absolue, $\mathcal{A}e^2$ la deuxième, etc. On montre à gauche la séparation entre les trois combinaisons et à droite les masses reconstruites sans aucun ajustement des jets pour les trois combinaisons ordonnées. D'autres méthodes ont été utilisées, dont les deux principales exploitent des informations différentes de celles utilisées pour l'asymétrie.

- La première méthode utilise les informations angulaires des jets et des quarks pour associer les uns aux autres. Cette méthode a notamment été employée pour mesurer les erreurs sur la reconstruction des jets dans [118] dans le cas des études de couplages à trois bosons. On calcule les 24 χ^2 du type

$$\chi^2 = \sum_{ij} \cos(\theta_{ij}) \tag{4.9}$$

  pour les 24 combinaisons possibles d'appariements jet-quark, i représentant les quatre quarks et j les quatre jets reconstruits. Il est clair que l'estimation de la résolution angulaire des jets est biaisée par un appariement basé justement sur cette information angulaire. De plus, l'ouverture angulaire des jets est très corrélée avec la masse du boson W reconstruit, $M_W = E_1 E_2 \sqrt{1 - \cos\theta_{12}}$ (on néglige ici la masse des jets). Une mesure de la résolution sur la masse reconstruite sera aussi biaisée. Enfin, les distributions des χ^2 ne permettent pas de séparer clairement les 24 χ^2 notamment les deux plus grands dont les distributions se chevauchent sur un large intervalle [119].

- La seconde méthode est basée sur la masse reconstruite et la masse du boson W généré. Les simulations tiennent compte de la distribution de masse des bosons selon une Breit-Wigner ; il suffit donc de conserver les informations M_W^1 et M_W^2 du générateur d'événements correspondant aux deux bosons produits. On calcule ensuite six termes

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{ij} - M_W^a}{\sigma_{M_W^a}}\right)^2 + \left(\frac{m_{kl} - M_W^b}{\sigma_{M_W^b}}\right)^2 \tag{4.10}$$

  où $ijkl$ correspond aux quatre jets reconstruits et a et b aux deux bosons W produits. Il est clair qu'une telle méthode biaise la mesure de la résolution en masse.

Ces biais sont visibles pour les deux méthodes décrites précédemment lorsqu'on trace la masse reconstruite pour de mauvaises combinaisons, puisqu'il apparaît un creux dans la distribution à l'endroit du pic du boson W, ce qui n'a pas lieu d'être pour une mauvaise combinaison. On a tracé ces distributions dans le cas de l'asymétrie (voir figure 4.1) qui ne présente pas ce défaut

et pour qui les distributions de masse des deuxième et troisième combinaisons sont presque parfaitement superposées.

4.4 Ajustement des jets et des leptons

Lors d'une collision e^+e^-, l'énergie dans le centre de masse est en général très bien connue. Les phénomènes de radiation dans l'état initial sont la principale cause d'indétermination de l'énergie disponible pour une réaction. La conservation de l'énergie-impulsion associée à la connaissance de ce quadri-vecteur au début de la réaction permet de réduire les erreurs et indéterminations dues à de fausses mesures, causées par exemple par la perte d'une partie d'un jet dans le tube à vide ou par de mauvaises reconstructions de l'événement dans le détecteur.
Les hypothèses cinématiques admises concernent le quadri-vecteur énergie-impulsion total de l'événement qui a la forme initiale :

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{W1} + E_{W2} \\ \vec{P}_{W1} + \vec{P}_{W2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{LEP} \\ \vec{0} \end{pmatrix} \tag{4.11}$$

Quatre contraintes sont donc imposées à l'événement. Les solutions d'un tel système dépendent du nombre d'inconnues. Deux cas peuvent se présenter selon le type d'événement.

- Canal hadronique :
  Il n'y a pas d'inconnue puisque les quadri-vecteurs des 4 jets sont connus. Le système est donc facile à résoudre, et doit conduire à une solution unique, avec quatre contraintes correspondant aux quatre équations du système.

- Canal semi-leptonique :
  Ce type d'événement comporte trois inconnues qu'il est nécessaire d'intégrer à la résolution du système et qui réduisent le nombre d'équations et donc de contraintes, de quatre à une. Ces trois inconnues sont les composantes du vecteur impulsion du neutrino non détecté dans le cas de désintégrations $WW \rightarrow q\bar{q}e\nu_e$ et $WW \rightarrow q\bar{q}\mu\nu_\mu$. Si la désintégration est de type $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu_\tau$, au moins deux neutrinos sont produits, pourtant les inconnues concernant la direction des neutrinos et leur impulsion ne permettent pas de traiter différemment ce cas des deux autres cas semi-leptoniques.

La résolution est couramment appelée 4C ou 1C suivant le nombre de contraintes imposées.
La motivation théorique de cet ajustement est facilement justifiable et l'effet de cet ajustement sur la reconstruction confirme l'intérêt de cette méthode. Une caractéristique supplémentaire peut être utilisée, mais repose sur l'approximation grossière que les deux bosons W produits ont la même masse. La contrainte supplémentaire est

$$M_{W1} = M_{W2} \tag{4.12}$$

Or, le boson W a une largeur naturelle conduisant à la production de bosons W pouvant avoir des masses différentes. Il est souvent utile de supposer que les deux particules ont les mêmes masses avec une tolérance égale à la largeur de la particule. Mais quel qu'il soit, le procédé utilisé doit être identique pour les simulations et les données. On peut donc s'attendre a priori à ne pas produire de biais à cause de cet ajustement; il est néanmoins important de réduire les erreurs finales sur la masse du boson W. Cet argument est celui utilisé pour décider de la méthode choisie. On appellera conventionnellement ces ajustements contraints ajustements de type 5C ou 2C pour les canaux hadroniques et semi-leptoniques respectivement, l'ajout de la condition sur les énergies ajoutant une équation supplémentaire aux systèmes à résoudre. Plus techniquement, deux algorithmes différents permettent d'ajuster les événements.

4.4.1 Ajustement par minimisation d'une fonction χ^2

Les paramètres de l'événement sont ajustés pour minimiser une fonction incluant les erreurs sur la mesure et un terme de pénalité imposant les critères de conservation de l'énergie-impulsion. On minimise ainsi la fonction

$$\chi^2 = (x_0 - x)^T V^{-1} (x_0 - x) + \sum_i f_i(x) \tag{4.13}$$

où x_0 représente les paramètres mesurés, et x les paramètres ajustés. V^{-1} est la matrice inverse de la matrice de covariance des paramètres, calculée en utilisant les simulations. La fonction $f_i(x)$ inclut les termes de pénalité sous la forme

$$\frac{(E_{LEP} - E_{W1} - E_{W2})^2}{\sigma_E^2} + \frac{|\vec{0} - \vec{p}_{W1} - \vec{p}_{W2}|^2}{\sigma_p^2} \tag{4.14}$$

pour la partie cinématique; un terme supplémentaire est ajouté à $f_i(x)$ pour tenir compte de la contrainte sur la masse les deux particules produites

$$\frac{(M_{W1} - M_{W2})^2}{\sigma^2(M_W)} \tag{4.15}$$

où on prend typiquement $\sigma(M_W) \sim \Gamma_W \approx 3\text{GeV}$. Enfin, la minimisation est effectuée dans la pratique par l'intermédiaire d'un algorithme indépendant dédié à l'analyse en physique des hautes énergies: MINUIT [120].

4.4.2 Ajustement par les multiplicateurs de Lagrange

La méthode des multiplicateurs de Lagrange diffère de la méthode décrite précédemment par la procédure employée pour converger vers la solution. On utilise ici la dérivée de la fonction de

pénalité afin de converger vers la solution minimale par itérations successives et sans procédure de minimisation indépendante de type MINUIT.
La fonction minimisée par les multiplicateurs de Lagrange est

$$\chi^2 = (\vec{y} - \vec{y}^{\,0})^T V^{-1} (\vec{y} - \vec{y}^{\,0}) + 2\vec{\lambda}\vec{f}(\vec{y}) \tag{4.16}$$

Le terme de pénalité ayant la forme d'un produit scalaire où la fonction vectorielle $\vec{f}$ contient les contraintes imposées

$$\vec{f}(\vec{y}) = \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^{N_{jet}} E_j - E_{LEP} \\ \sum_{j=1}^{N_{jet}} \vec{P}_j \end{pmatrix} = \vec{0} \tag{4.17}$$

La dimension de $\vec{\lambda}$ et de $\vec{f}$ est le nombre de contraintes, et la dimension de $\vec{y}$ et $\vec{y}^{\,0}$ est le nombre de paramètres à ajuster, comme dans le cas précédent. Néanmoins, à partir de cette expression, il est possible de déterminer une expression récursive dépendant de la dérivée de la fonction vectorielle des contraintes $\vec{f}$. Cette expression est obtenue en minimisant la fonction χ^2 par rapport aux variables vectorielles $\vec{y}$ et $\vec{\lambda}$ et en effectuant un développement de Taylor de la fonction $\vec{f}$ autour des paramètres mesurés

$$\vec{f}(\vec{y}) \equiv \vec{f}(\vec{y}^{\,l}) + \frac{\partial \vec{f}(\vec{y})}{\partial \vec{y}}|_{\vec{y}=\vec{y}^{\,l}} (\vec{y} - \vec{y}^{\,l}) \tag{4.18}$$

La minimisation implique les conditions

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{y}} \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{\lambda}} \end{pmatrix} = \vec{0} \tag{4.19}$$

qui se traduisent par l'équation matricielle

$$\begin{pmatrix} V^{-1} & B^T \\ B & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{y}^{\,(l+1)} \\ \vec{\lambda} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V^{-1}\vec{y}^{\,0} \\ B\vec{y}^{\,l} - \vec{f}(\vec{y}^{\,l}) \end{pmatrix} \tag{4.20}$$

où l'équation 4.16 est utilisée en remplacant $\vec{y}$ par le résultat de la méthode après la $(l+1)$ ième itération, et B est la dérivée des contraintes à l'itération précédente

$$B = \frac{\partial \vec{f}(\vec{y})}{\partial \vec{y}}|_{\vec{y}=\vec{y}^{\,l}} \tag{4.21}$$

Finalement, on extrait l'expression de $\vec{y}^{(l+1)}$ en inversant la première matrice du terme de gauche de l'équation 4.20,

$$\vec{y}^{(l+1)} = \vec{y}^{\,0} + VB^T (BVB^T)^{-1} \left(B(\vec{y}^{\,l} - \vec{y}^{\,0}) - \vec{f}(\vec{y}^{\,l}) \right) \tag{4.22}$$

Cette dernière expression ne dépend pas de λ, et la convergence impose la minimisation de la fonction χ^2 par rapport à $\vec{y}$.

4.4.3 Paramétrisation du problème

Deux types de paramétrisations ont été utilisées, dépendant de la méthode de résolution adoptée.

- La minimisation par un algorithme du type MINUIT ne nécessite pas de transformer les paramètres dans une base autre que la base habituelle des quadri-vecteurs des jets et des leptons.
- La minimisation par les multiplicateurs de Lagrange est effectuée grâce à l'algorithme MATHKINE ([121], [122]) dans la base des coordonnées polaires afin de réduire les expressions des dérivées de la fonction vectorielle des contraintes. Ainsi, on définit

$$\vec{p}_j^{\,r} = a_j \vec{p}_j^{\,m} + b_j \vec{u}_{\theta_j} + c_j \vec{u}_{\phi_j} \tag{4.23}$$

où $\vec{p}_j^{\,m}$, $\vec{u}_{\theta_j}$, et $\vec{u}_{\phi_j}$ définissent une base orthogonale et $\vec{p}_j^{\,m}$ et $\vec{p}_j^{\,r}$ sont respectivement les jets mesurés et obtenus par ajustement des paramètres a_j, b_j et c_j. L'énergie des jets ou des leptons est calculée par rééchelonnement

$$E_j^r = E_j^m \frac{|\vec{p}_j^{\,r}|}{|\vec{p}_j^{\,m}|} \tag{4.24}$$

Les vecteurs $\vec{y}^{\,0}$ et $\vec{y}$ contiennent donc respectivement les paramètres

$$\vec{y} = \begin{pmatrix} a_j \\ b_j \\ c_j \end{pmatrix} \qquad \vec{y}^{\,0} = \begin{pmatrix} a_j^0 \\ b_j^0 \\ c_j^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

les erreurs étant paramétrées par

$$\sigma_{\vec{y}^{\,0}} = \begin{pmatrix} \sigma_{a_j^0} \\ \sigma_{b_j^0} \\ \sigma_{c_j^0} \end{pmatrix}$$

Ces erreurs sont déterminées sur un échantillon de simulations Monte Carlo en évaluant les erreurs sur la reconstruction des jets, et paramétrisées en fonction de l'énergie et de l'angle des jets par rapport au faisceau.

4.4.4 Rééchelonnement par l'énergie du boson W reconstruit

Jusqu'à présent, les corrections ont été appliquées sur les quadri-vecteurs des jets. Mais il est possible, après différentes approximations, d'appliquer ces corrections directement sur la masse reconstruite. On suppose alors implicitement que l'énergie de chaque boson W doit être l'énergie du faisceau (notée par la suite E_b) en négligeant les ISR et la largeur du W. Les masses reconstruites sont alors rééchelonnées par un facteur caractérisant l'écart entre l'énergie de chaque boson et celle du faisceau

$$M_{ij}^R = M_{ij}\frac{E_b}{E_{ij}} \tag{4.25}$$

Cette transformation est effectuée après l'ajustement à quatre contraintes qui reste néanmoins nécessaire pour réduire les erreurs dues à la reconstruction. Le rééchelonnement de la masse reconstruite peut être interprété, alors, en calculant l'expression de cette nouvelle masse. L'ajustement 4C permet de déterminer une expression simple du rapport de l'énergie du faisceau à l'énergie d'un boson, conduisant à

$$M_{12}^R = M_{12}\left(1 - \frac{M_{12}^2 - M_{34}^2}{4E_bE_{12}}\right) \tag{4.26}$$

Une expression symétrique existe pour M_{34}^R. La masse produite est donc une combinaison des deux masses obtenues après ajustement à 4 contraintes. En quoi cet estimateur est-il meilleur ? Un modèle simple va nous permettre de comparer les masses obtenues après l'ajustement avec la masse après rééchelonnement. Supposons pour cela que l'algorithme de jet ait mal associé une partie d'un jet, produisant une erreur modélisée par

$$\begin{array}{l}(E_1', \vec{p}_1\,') \rightarrow \left(E_1 + \delta, \vec{p}_1 + \vec{\delta}\right) \\ (E_3', \vec{p}_3\,') \rightarrow \left(E_3 - \delta, \vec{p}_3 - \vec{\delta}\right)\end{array} \tag{4.27}$$

le jet numéro trois ayant perdu la quadri-impulsion [4] $\left(\delta, \vec{\delta}\right)$ au profit du premier jet 1. En développant au premier ordre en δ l'expression de la masse, on obtient

$$M_{12}' = M_{12}\left(1 + \frac{\delta E_{12} - \vec{\delta}\vec{P}_{12}}{M_{12}^2}\right) \quad M_{34}' = M_{34}\left(1 + \frac{-\delta E_{34} + \vec{\delta}\vec{P}_{34}}{M_{34}^2}\right) \tag{4.28}$$

M_{12}' et M_{12} désignant les masses 4C-mesurées et vraies respectivement du boson associé aux deux jets 1 et 2. La même expression après rééchelonnement de la masse 4C-mesurée est

$$M_{12}^{R\prime} = M_{12}^R\left(1 + \frac{\delta\beta_{12}^2 E_{12} - \vec{\delta}\vec{P}_{12}{}^2}{M_{12}}\right) \quad M_{34}^{R\prime} = M_{34}^R\left(1 + \frac{-\delta\beta_{34}^2 E_{34} + \vec{\delta}\vec{P}_{34}}{M_{34}^2}\right) \tag{4.29}$$

[4] On néglige ici la masse de la mauvaise association.

où comme dans l'équation 4.26, on exprime la masse vraie rééchelonnée par

$$M_{ij}^{R} = M_{ij} \frac{E_b}{E_{ij}} \tag{4.30}$$

Le gain s'exprime donc par la réduction des erreurs sur l'énergie par le carré du boost β du boson W considéré dans l'équation 4.29. Ce rééchelonnement est donc moins efficace lorsque l'impulsion des bosons augmente. Ceci s'interprète également en comparant l'effet du rééchelonnement à 172 GeV et 183 GeV. A haute énergie, l'impulsion du boson est forte, ce qui se traduit par une limite cinématique plus éloignée de la masse du W, et un espace de phase plus ouvert contraignant moins la reconstruction. L'apport de cette ajustement est donc moins important à 183 GeV qu'à 172 GeV.

4.4.5 Effet sur la distribution de masse

L'effet de ces ajustements sur les distributions de masse est important, comme le montre la figure 4.2. Il existe principalement deux conséquences à ces ajustements, concernant la largeur de la distribution et les corrélations entre les deux masses reconstruites pour chaque événement.

- La largeur des distributions de masse est réduite dans une faible mais non négligeable proportion par l'application des quatre contraintes cinématiques. Mais, le principal effet est dû à la cinquième contrainte sur les deux masses et au rééchelonnement. Les évaluations de l'erreur statistique de chacune des méthodes sont en accord avec les résultats sur la largeur des distributions de masse et tendent à montrer l'intérêt des deux derniers ajustements. Il reste pourtant que l'ajustement 5C ne peut être interprété physiquement de manière simple comme peut l'être la pondération après ajustement à quatre contraintes. Cette dernière méthode permet en effet de mesurer deux estimateurs de la masse du boson W à partir des deux masses produites par chaque événement.

- Les modifications sur les distributions à une dimension sont importantes, mais on remarque également les effets sur la corrélation des deux masses produites. Le coefficient de corrélation initial est négatif puisque l'événement total est contraint à l'énergie du LEP. Après ajustement 4C, les contraintes sur l'énergie totale étant augmentées, les corrélations sont plus importantes encore et toujours négatives [5] et se traduisent par un écrasement de la distribution 2D sur la limite cinématique.
  Les ajustements sur la masse même inversent le signe de la corrélation des deux masses puisqu'il contraignent celles-ci à une égalité plus ou moins stricte. Avec une contrainte à 3 GeV , la corrélation atteint les 85%. Enfin, la pondération des deux masses inverse également le coefficient de corrélation puisque le paramètre calculé alors n'est pas

[5] Le modèle simple utilisé dans la section précédente présuppose cette corrélation positive par le signe opposé appliqué aux facteurs en δ pour les deux jets 1 et 3.

Reconstruction	Distribution de masse	
	Variance (GeV)	Corrélation ρ
Simple	11.66	-35.0%
4C	9.17	-68.9%
4C+Rééchelonnement	4.69	36.3%
5C (Γ=3GeV)	4.25	84.7%
5C(Γ=0GeV)	4.23	100%

Tableau 4.1: Les variances et corrélations obtenues sur les distributions après différents ajustements pour une énergie $E_{LEP} = 183GeV$.

réellement la masse des bosons W mais un estimateur fonction des deux masses reconstruites. Pour comprendre plus précisément cette nouvelle corrélation, on exprime les masses pondérées en réduisant les expressions 4.29 et en appliquant différentes approximation conduisant à

$$M_{12}^{R\prime} = M_{12}\left(1 - \frac{M_W^2}{2E_b^2}\right) + M_{34}\frac{M_W^2}{2E_b^2} + \delta\beta_{12}^2 \tag{4.31}$$

$$M_{34}^{R\prime} = M_{34}\left(1 - \frac{M_W^2}{2E_b^2}\right) + M_{12}\frac{M_W^2}{2E_b^2} + \delta\beta_{34}^2 \tag{4.32}$$

En négligeant les termes dus aux erreurs δ, ces expressions indiquent une corrélation

$$\rho = \frac{M_W^2}{2E_b^2 - M_W^2} \tag{4.33}$$

égale à 63.1% à 183 GeV. Ce résultat n'est que qualitatif, d'importantes approximations ayant été faites.

Il existe toutefois des différences importantes entre les deux canaux, dues principalement à l'impulsion manquante du canal semi-leptonique.

Canal hadronique

Le tableau 4.1 contient les variances des différentes distributions de masses obtenues dans le canal hadronique à 183 GeV; elles valent moins de 12 GeV pour la distribution d'origine jusqu'à un peu plus de 4 GeV pour les ajustements les plus performants.

Pour comparer toutes ces méthodes de manière plus précise dans le canal hadronique, il a été nécessaire d'employer des techniques qui n'ont pas encore été décrites et permettent

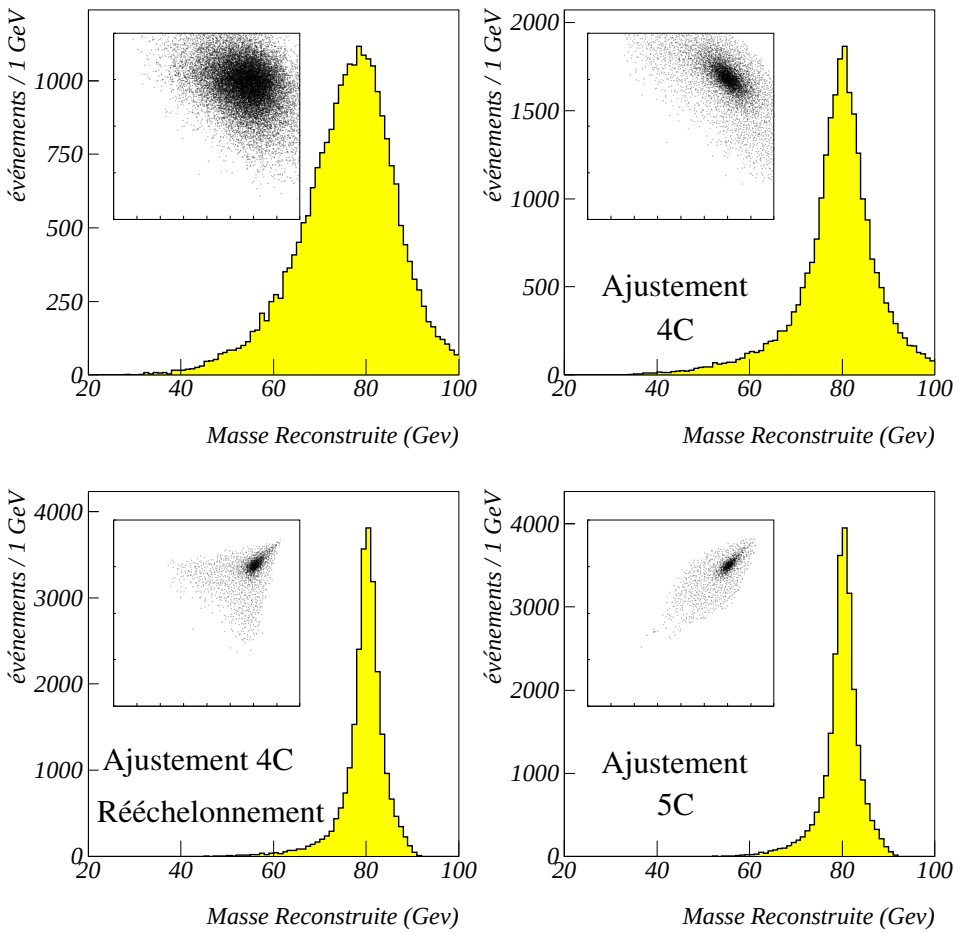

Figure 4.2: L'effet des différents ajustements sur la distribution de masse à 183 GeV. Les figures en encadrés montrent les corrélations entre les deux masses produites. L'ajustement à 5 contraintes est effectué en imposant une contrainte relâchée sur les deux masses produites.

d'apparier les jets deux par deux et d'ajuster un estimateur de la masse du boson W à partir d'un échantillon de N événements. Les erreurs statistiques dues à chaque méthode ont été déterminées par l'application de l'algorithme de reconstruction complet sur 104 échantillons indépendants représentant une statistique équivalente à $57pb^{-1}$. Chaque masse à été mesurée indépendamment de manière à pouvoir tirer partie des corrélations de chacun des ajustements

Reconstruction	Erreur Statistiques					
	Variance M_1	σ_{M_1}	Variance M_2	σ_{M_2}	$< \sigma(\sigma_M) >$	$\sigma_{M_1 M_2}$
Simple	1.237	1.211	1.155	1.171	0.11	0.679
4C	0.794	0.822	0.770	0.853	0.041	0.342
4C+Rééchelonnement	0.237	0.241	0.254	0.255	0.031	0.204
5C (Γ=3GeV)	0.250	0.275	0.278	0.262	0.033	0.257
5C(Γ=0GeV)	0.232	0.221	-	-	0.051	0.221

Tableau 4.2: Les variances et déviations standards des reconstructions de masses obtenues après différents ajustements. On a combiné les erreurs sur les reconstructions de chacune des masses avec les corrélations afin de définir une erreur statistique pour chaque méthode. Les erreurs statistiques ont été calculées avec 104 échantillons ($\mathcal{L} = 57pb^{-1}$) Monte Carlo totalement reconstruits et pour les 5 méthodes présentées.

employés, les corrélations entre masses étant un point important de cette étude. On remarque par exemple que les distributions d'origine et 4C diminuent fortement leur erreur statistique par combinaison en raison des anti-corrélations des deux masses. En contrepartie, les méthodes conduisant à la corrélation des deux masses voient leur erreur faiblement diminuer malgré une mesure sur deux masses différentes. Cet argument montre que la largeur de la distribution ne peut être suffisante pour trancher entre les différentes méthodes.

Le tableau 4.2 présente ces résultats sous deux formes, en indiquant la variance des distributions pour les deux masses obtenues sur les 104 échantillons ainsi que l'écart type calculé par ajustement avec une gaussienne et l'erreur moyenne sur cet écart type. Les corrélations calculées permettent de montrer que la méthode la plus efficace est l'ajustement suivi du rééchelonnement pour chacune des deux masses. Par la suite, cette méthode sera employée pour la mesure de la masse du boson W dans le canal hadronique.

Précisons enfin que les résultats fournis pour les distributions d'origine ne doivent pas être comparés directement avec les résultats des autres méthodes, puisque l'ajustement de la gaussienne sur la distribution obtenue avec les 104 échantillons n'a pu se faire avec le même intervalle de masse de manière correcte en raison d'un trop grand étalement des résultats (voir figure 4.3). On a donc choisi un intervalle plus large et un échantillonnage plus large également.

Enfin, les tests effectués à 172 GeV ont montré que les résultats sont encore plus favorable à l'ajustement suivi du rééchelonnement à basse énergie bien que la corrélation soit alors plus forte. Ceci peut s'expliquer par la réduction de l'espace de phase qui contraint davantage les événements. On utilise également cette méthode pour extraire l'information sur la masse du boson W à 172 GeV.

On notera également que la moyenne des résultats obtenus après ajustement de 104 échantillons est très proche de la masse générée. L'ajustement de type 5C($M_1 = M_2$) produisant une moyenne

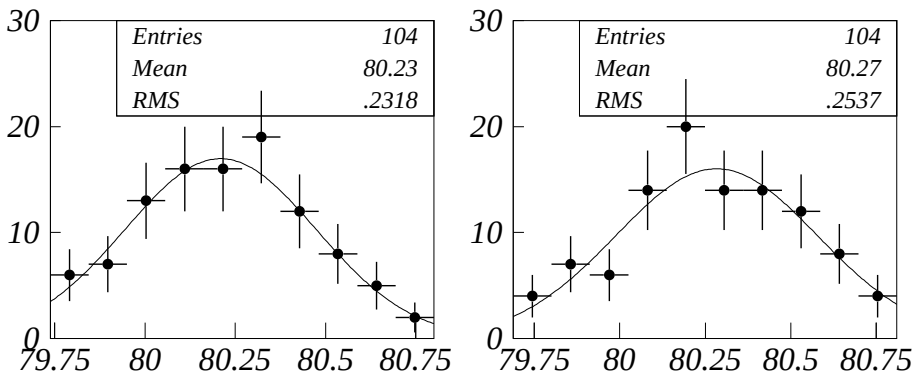

Figure 4.3: Mesure des erreurs statistiques sur les 104 échantillons totalement reconstruits de taille $57pb^{-1}$. A gauche l'ajustement utilisé est l'ajustement 5C avec égalité stricte des deux masses, à droite l'ajustement 4C suivi du Rééchelonnement des deux masses.

de 80.23 GeV, l'ajustement 4C+Rééchelonnement, une moyenne des masses de 80.27 GeV. La masse utilisée pour effectuer ces simulations est de 80.25 GeV. Des résultats identiques ont été obtenus pour les autres ajustements disponibles.

Canal semi-leptonique

Les résultats obtenus pour le canal hadronique ne peuvent être simplement transposés pour diverses raisons:

- Les ajustements ne sont pas identiques, et contraignent l'événement moins sévèrement en ne portant que sur une ou deux équations.
- Les deux bosons W se désintègrent dans le canal hadronique de manière symétrique. Ceci n'est absolument pas le cas de la reconstruction dans le canal semi-leptonique, l'un des W étant reconstruit par deux jets et l'autre par un lepton et un quadri-vecteur manquant, dont la masse est supposée nulle dans l'ajustement à 1 contrainte. Il arrive souvent qu'une proportion des traces appartenant aux deux jets soit perdue dans le tube à vide ou ne soit pas reconstruite correctement. Ces mauvaises mesures qui ont tendance à réduire

l'énergie des jets sont associées au neutrino interprété comme quadri-vecteur manquant de l'événement.

La même étude a donc été effectuée dans le canal semi-leptonique montrant que cette fois-ci, la meilleure méthode en terme d'erreur statistique est donnée par l'ajustement 2C avec égalité stricte des deux masses produites. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus avec d'autres sélections ([123],[124]). Le tableau 4.3 donne la plupart des résultats obtenus avec 102 échantillons de $57pb^{-1}$. La corrélation des deux masses produites sans ajustement est plus faible

Méthode	ρ	σ (Had)	σ (Lep)	$\sigma_{M_1M_2}$	$< \sigma(\sigma_M) >$
Electrons-muons					
Simple	-18.5%	1.09	1.25	0.74	0.035
1C	-69.9%	0.72	0.87	0.31	0.026
1C+pondération	42.7%	0.31	0.35	0.28	0.019
2C (3 GeV)	82.1%	0.24	0.30	0.24	0.024
2C (0 GeV)	100%	0.18	-	0.18	0.017
Taus					
Simple	-26.6%	1.34	1.55	0.87	0.075
1C	-62.1%	1.02	1.14	0.47	0.046
1C+pondération	51.2%	0.52	0.58	0.47	0.050
2C (3 GeV)	88.1%	0.49	0.53	0.49	0.052
2C (0 GeV)	100%	0.42	-	0.42	0.043

Tableau 4.3: Les erreurs statistiques des distributions de masse hadronique et semi-leptonique pour les différents ajustements passés en revue et obtenues par 104 échantillons de $57pb^{-1}$ chacun. On donne également l'erreur sur la mesure utilisant les deux masses et en prenant en compte leur corrélation. Enfin la colonne la plus à droite indique la moyenne des erreurs sur les deux ajustements gaussiens.

dans le canal semi-leptonique. Pourtant, ceci n'est plus vérifié après les différents ajustements, pour lesquels, en valeur absolue, la corrélation M_1M_2 augmente. Cet effet défavorise la mesure de la masse du boson W en utilisant les deux distributions après ajustement 1C+pondération et 2C avec contrainte large sur la masse (ici la contrainte est de 3 GeV).
L'erreur la plus petite est obtenue après ajustement 2C avec contrainte stricte sur les deux masses produites dans les deux canaux semi-leptoniques (électrons-muons et taus), à 172 GeV et 183 GeV. Nous utiliserons cette méthode pour la mesure aux deux énergies. Elle présente également l'avantage de ne nécessiter que deux ajustements finals de la distribution de masse pour le canal semi-leptonique, l'un concernant les électrons et muons, et l'autre les taus.

4.5 Comparaison des algorithmes de reconstruction des jets

4.5.1 Les algorithmes et la procédure de comparaison

Il existe, on l'a vu de nombreuses méthodes de reconstruction des jets et il est nécessaire de choisir un algorithme adapté à l'étude de la masse du boson W dans le canal hadronique, c'est-à-dire capable de reconstruire les deux dijets dans un environnement à forte multiplicité. Les algorithmes étudiés dans ce chapitre sont DURHAM, JADE, MASS, GENEVA, LUCLUS et PTCLUS, avec les différents schémas d'association des traces P, E, et $E0$. Enfin, un nouveau schéma, appelé PE sera décrit et étudié en détail.
La variété d'algorithmes que l'on peut combiner avec les différents schémas, ou bien entre-eux (PTCLUS, n'est pas un algorithme en soit, mais une variante; on peut donc créer PTCLUS-DURHAM, PTCLUS-JADE, *etc.*...) rend l'étude fastidieuse [6], et l'on ne donnera que les arguments conduisant au choix d'une méthode. De plus, ces algorithmes ont été comparés à plusieurs niveaux: en utilisant les traces simulées sans reconstruction du détecteur, avec reconstruction, avec sélection, avec ajustement des jets, avec ajustement de la masse par une Breit-Wigner, et aux deux énergies du LEP en 1996 et 1997, 172 et 183 GeV.
Il est nécessaire de pouvoir associer un jet avec un quark afin de déterminer les résolutions

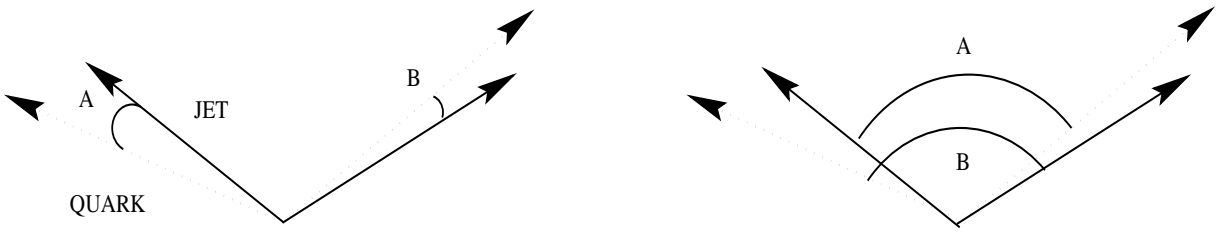

Figure 4.4: Les deux combinaisons pour l'association jet-quark. L'événement a été séparé au préalable en deux par le choix de la meilleure asymétrie énergie.

angulaires et en énergie. Dans ce but, l'asymétrie est employée pour diviser l'événement en deux dijets indépendants et en deux paires de quarks, les deux quarks sont appariés aux deux jets un prenant la combinaison maximisant (voir figure 4.4) $\cos A + \cos B$. Les deux jets, comme les deux quarks ont en moyenne une ouverture angulaire de 140° à 172 GeV et de 130° à 183 GeV et ne sont pratiquement jamais dans une configuration telle que l'ouverture soit inférieure à 90°. La méthode employée est donc dans presque tous les cas sans ambiguïté.

[6] On peut créer ainsi plus de trente algorithmes différents.

4.5.2 Comparaisons après simulation du détecteur

Le but étant de comparer les algorithmes afin de déterminer la masse du boson W avec la plus grande précision possible, les traces reconstruites ont été directement utilisées. L'effet de la fragmentation n'est pas négligeable mais l'étude de ce dernier problème est ici décorrélée de la reconstruction des jets.
Le tableau 4.4 montre les résultats pour DURHAM, JADE, MASS et GENEVA avec l'utilisation

Version	$< E_{quark} - E_{jet} >$ en GeV		$\sigma(E_{quark} - E_{jet})$ en GeV	
Schéma	Sans sélection	Avec sélection	Sans sélection	Avec sélection
Durham P	3.38	3.11	9.70	8.83
Durham E	1.54	1.15	10.44	9.61
Durham E0	1.54	1.15	10.44	9.61
Jade P	3.62	3.39	10.33	9.44
Jade E	1.56	1.17	11.17	10.34
Jade E0	1.56	1.17	11.13	10.31
Mass P	3.33	3.07	11.96	11.07
Mass E	1.68	1.30	12.77	11.91
Mass E0	1.68	1.30	12.76	11.90
Geneva P	3.61	3.38	10.26	9.42
Geneva E	1.53	1.14	11.36	10.66
Geneva E0	1.53	1.15	11.13	10.32

Tableau 4.4: Les résolutions en énergie, et l'écart moyen des énergies du quark et du jet associé pour les algorithmes DURHAM, MASS, JADE et GENEVA combinés avec les schémas de sommation des traces P, E, $E0$. Les résultats sont également donnés après sélection des événements.

des trois schémas E, P, $E0$, et pour une énergie du LEP égale à 172 GeV.
Une première distinction entre les schémas apparaît clairement, le schéma P créant systématiquement des jets d'énergie inférieure, puisque de masse nulle, l'énergie du jet étant pondérée de manière a être égale à l'impulsion. Dans le cas du schéma $E0$, la masse des jets est nulle, mais cette fois, l'impulsion est pondérée afin d'égaler l'énergie. Cet effet produit un écart entre l'énergie des jets et celle des quarks bien plus important pour le schéma P, alors que les résultats, à la fois en terme d'énergie et de résolution en énergie, sont pratiquement identiques pour les versions E et $E0$. Néanmoins, l'écart observé n'est pas un défaut majeur des algorithmes P, pour deux raisons :

- Un ajustement global de l'événement doit corriger cet effet au moins en partie.

- Le même algorithme est appliqué à la fois sur les données et les simulations. Un écart en énergie dans la reconstruction finale en masse est corrigé soit pas une courbe de calibration, soit par une méthode d'ajustement des données avec les simulations.

Le tableau 4.4 montre également l'effet de la sélection (voir le chapitre 3 et la section consacrée à la sélection hadronique). Dans tous les cas étudiés, les événements sélectionnés sont bien mieux reconstruits que les événements rejetés par la sélection. Deux interprétations peuvent facilement expliquer cet effet :

- Les événements rejetés, du fait des distributions de bruit de fond utilisées dans la sélection et incluant les retours au Z, $Z \rightarrow q\bar{q}\gamma$, ont bien souvent une énergie visible sensiblement inférieure à l'énergie du LEP. Ceci est bien souvent dû à la perte d'un certain nombre de traces dans le tube à vide engendrant une mauvaise reconstruction au moins pour l'un des jets. La corrélation entre les jets est forte et l'effet peut être transmis aux autres jets.
- Si deux jets sont superposés, la reconstruction est très difficile, l'algorithme n'ayant pas d'autre information que les informations cinématiques de l'événement pour associer les traces. Ces événements ont une grande valeur du paramètre de la sélection y_{34}, proportionnel à l'impulsion transverse entre les traces du jet. Les événements bruit de fond à deux ou trois jets de type $q\bar{q}$ et $q\bar{q}g$ pour lesquels un gluon dur est émis ont la même caractéristique.

Enfin, DURHAM est clairement l'algorithme le plus efficace en terme de résolution en énergie des jets, alors que MASS fournit les résultats les plus mauvais, conduisant à une résolution dégradée en moyenne de plus de 2 GeV. La statistique utilisée, environ 4500 événements à désintégration hadronique, conduit à une erreur statistique de l'ordre de 20 MeV sur l'énergie et de 100 MeV sur la résolution bien inférieure à 2 GeV, mais ne permettant pas de séparer JADE et GENEVA.
Les résolutions angulaires (voir tableau 4.5) obtenues pour ces mêmes algorithmes, et toujours à 172 GeV, confirment les résultats précédents, conduisant à une résolution meilleure que 8° pour DURHAM. La sélection améliore en moyenne de 0.2° la résolution angulaire.
Pour expliquer ces résultats, il est nécessaire d'étudier plus précisément l'action de chaque algorithme en terme de mélange entre les jets. La principale source d'erreur lors de la reconstruction des jets est due à la mauvaise association d'une trace avec un jet. Il est donc intéressant de mesurer le mélange dû à l'algorithme puisqu'il s'agit de la principale cause de perte d'information lors de la reconstruction (la perte de traces dans le tube à vide est indépendante de l'algorithme de jet utilisé). Il n'est possible de calculer ce mélange de manière fiable sur les traces totalement reconstruites (c'est-à-dire pour lesquelles le détecteur a été simulé), que s'il s'agit de traces chargées [7]. Or dans un événement hadronique jusqu'à 45% de l'énergie peut se trouver sous

[7] Dans le cas de dépôts dans les calorimètres l'association des traces reconstruites avec les traces simplement simulées n'est pas bijective et conduit bien souvent à des ambiguïtés difficile à résoudre.

Version	$< \theta_{jet,quark} > (^\circ)$	
Schéma	Sans sélection	sélection
Durham P	7.85	7.65
Durham E	7.91	7.69
Durham E0	7.98	7.79
Jade P	8.32	8.16
Jade E	8.58	8.37
Jade E0	8.84	8.66
Mass P	9.09	8.70
Mass E	9.09	8.71
Mass E0	9.06	8.68
Geneva P	8.31	8.13
Geneva E	9.12	8.91
Geneva E0	8.88	8.65

Tableau 4.5: Les résolutions angulaires des algorithmes DURHAM, JADE, MASS et GENEVA à 172 GeV.

forme neutre mesurée par les calorimètres. Au contraire, l'utilisation des traces simulées non reconstruites permet de tester les algorithmes de manière précise. De plus, l'asymétrie adaptée et utilisée sur les traces non reconstruites est directement reliée au mélange entre les jets, via la relation

$$\rho = \frac{|\mathcal{A}_e^1| - 1}{2} \tag{4.34}$$

où ρ est la proportion de mélange entre les dijets pour la reconstruction effectuée. On notera que dans le cas présent, ce mélange est calculé en terme d'énergie des dijets, à priori le meilleur indicateur de l'efficacité d'une reconstruction de jets: l'effet de traces peu énergiques sur la masse du boson W est faible. On aurait pu néanmoins choisir le mélange en nombre de traces, en modifiant l'équation 4.34 et en utilisant l'asymétrie simple définie dans le chapitre précédent: $\mathcal{A}^1$.

Les distributions de mélange entre jets (figure 4.5) aident à comprendre les résultats de DURHAM et les mauvaises résolutions obtenues par les trois autres méthodes. JADE, MASS et GENEVA présentent systématiquement un mélange plus important que DURHAM, particulièrement autour de la valeur ρ =17%, à 172 GeV. Il est difficile d'expliquer ce phénomène. DURHAM est peu sensible à l'émission de gluons mous, on peut en déduire qu'au cours de la reconstruction cet algorithme sépare mieux les jets sans créer de mini-agrégats autour des jets principaux, mini-agrégats qui peuvent être associés par la suite au mauvais jet. Pourtant GENEVA est encore moins sensible aux gluons mous que DURHAM et présente un fort mélange. Enfin, les mélanges ont été évalués à deux autres énergies (161 et 176 GeV), afin de vérifier que l'impulsion des jets réduit le mélange, ce qui était prévisible: plus les bosons W ont une

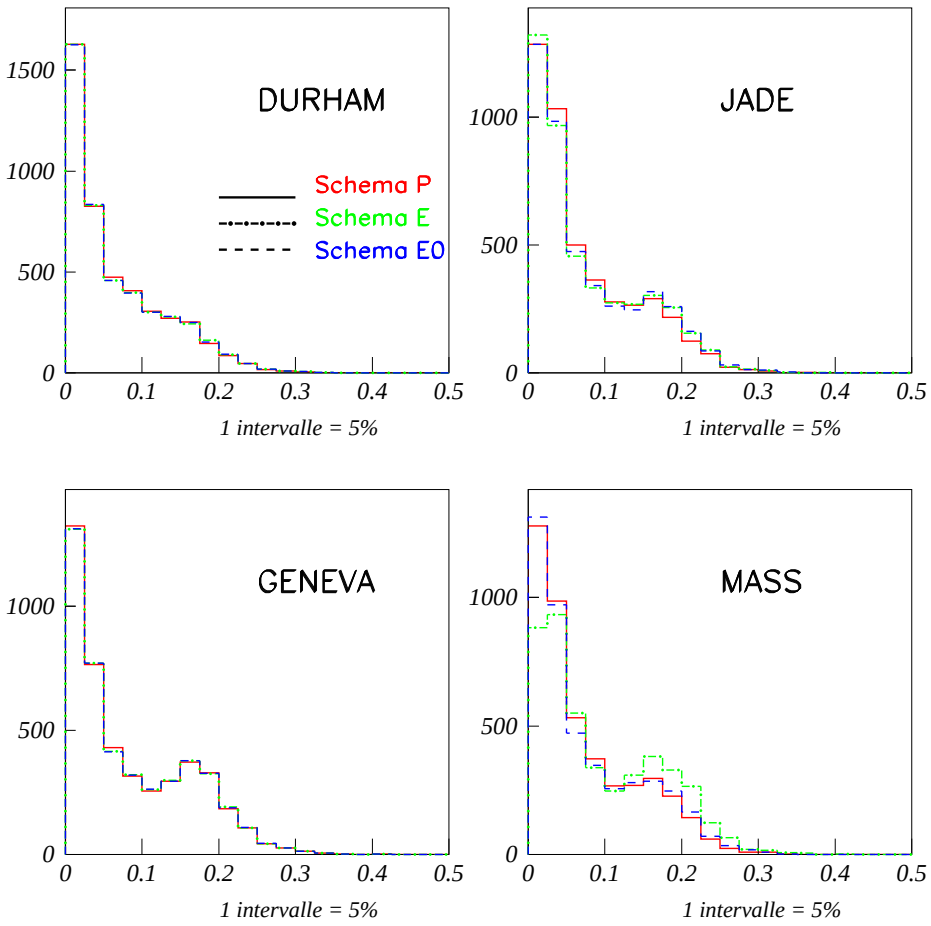

Figure 4.5: Le mélange en énergie entre les jets pour les traces simulées non reconstruites dans le détecteur pour DURHAM, JADE, MASS et GENEVA à 172 GeV.

impulsion importante, plus les jets produits sont focalisées réduisant du même coup les échanges de traces entre jets durant la reconstruction. Ceci est donc confirmé quelque soit l'algorithme utilisé (voir tableau 4.6), dans une proportion de 1 à 2% pour une variation d'énergie de 15 GeV.

La masse reconstruite est directement corrélée aux mélanges entre jets, comme le sont les résolutions en énergie et angulaire. Les résultats obtenus conduisent aux conclusions suivantes :

VERSION SCHEME	Mélange en énergie en %	
	176 GeV	161 GeV
Durham P	7.74	9.29
Durham E	7.88	9.48
Durham E0	7.87	9.47
Jade P	8.69	10.18
Jade E	9.14	10.84
Jade E0	9.29	10.93
Mass P	9.75	11.76
Mass E	9.81	11.87
Mass E0	9.78	11.85
Geneva P	8.70	10.35
Geneva E	9.20	11.26
Geneva E0	9.21	11.07

Tableau 4.6: Mélange en énergie entre les dijets à 161 et 176 GeV pour les algorithmes DURHAM, JADE, MASS et GENEVA

- La sélection réduit la moyenne des écarts entre la masse générée et la masse reconstruite de 1 GeV, mais surtout, améliore la résolution sur la masse reconstruite de 2 GeV.
- Le schéma P améliore systématiquement cette résolution en masse de près de 1 GeV.
- Enfin, MASS ne convient pas à la détermination de la masse du boson W. Le fait que cet algorithme utilise la masse des traces reconstruites pour calculer le critère d'association des traces y_{ij} en est certainement la cause, puisqu'il s'agit de la seule différence avec JADE qui fournit de bien meilleurs résultats.
  La masse des traces reconstruites sur ALEPH est fixée de deux manières différentes : si la trace est chargée, sa masse est celle du pion; s'il s'agit d'une trace identifiée par un dépôt d'énergie dans un calorimètre, sa masse est nulle. Aucune identification des particules n'est utilisée pour fixer correctement les masses des particules. Il semble donc que la distinction utilisée par MASS entre traces chargées et dépôts dans le calorimètre dégrade les résultats.

DURHAM semble donc être le meilleur candidat pour mesurer la masse du boson W. D'autres résultats ont été obtenus pour les versions PTCLUS équivalentes des algorithmes passés en revue. Ces résultats conduisent à une légère dégradation des résolutions pour toutes les variables étudiées. Les mélanges sont en moyenne dégradés dans de légères proportions. Les algorithmes

Version	$< M_W^{simul} - M_W^{reco} >$		$\sigma(M_W^{simul} - M_W^{reco})$	
Schéma	Sans sélection	Avec sélection	Sans sélection	Avec sélection
Durham P	9.18	8.34	17.24	15.22
Durham E	4.92	3.85	17.92	15.95
Durham E0	5.97	4.87	18.25	16.21
Jade P	10.11	9.17	18.78	16.60
Jade E	5.30	4.11	19.50	17.37
Jade E0	6.39	5.22	20.00	17.78
Mass P	11.58	10.25	23.36	20.86
Mass E	7.03	5.50	24.17	21.88
Mass E0	8.51	6.90	24.69	22.24
Geneva P	10.09	9.16	18.71	16.58
Geneva E	5.39	4.32	19.40	17.75
Geneva E0	6.46	5.29	20.03	17.92

Tableau 4.7: Les différences entre la masse reconstruite et la masse générée pour les algorithmes DURHAM, JADE, MASS et GENEVA à 172 GeV.

PTCLUS ont donc été abandonnés.

4.5.3 L'algorithme DURHAM "PE"

Le schéma *P* offre de très bonnes résolutions. Néanmoins, il est nécessaire d'étudier plus précisément l'effet de l'ajustement de l'événement qui doit raisonnablement réduire les écarts observés pour ce schéma entre les valeurs reconstruites et générées des masses et des énergies. Il est raisonnable d'imaginer que l'ajustement doit contraindre davantage ce type d'algorithme en dégradant les résolutions obtenues jusqu'à présent.
L'algorithme DURHAM "PE" est un nouveau schéma qui doit combiner les avantages de DURHAM P en résolution c'est-à-dire en réduction des mélanges entre jets, sans avoir son principal désavantage: sa non-invariance sous un boost de Lorentz. Pour tirer partie de la bonne séparation des jets, il faut impérativement conserver la distribution des traces entre les jets, et pour forcer la conservation par boost de Lorentz, les traces ainsi distribuées sont à nouveau sommées par le schéma E de la métrique habituelle des quadri-vecteurs.

4.5.4 Comparaisons après ajustement des jets de l'événement

L'ajustement des événements réduit fortement les erreurs sur les jets, en appliquant des contraintes cinématiques. La méthode choisie ici est une méthode de multiplicateurs de Lagrange imposant 5 contraintes: quatre sont appliquées sur le quadri-vecteur total de l'événement et une dernière sur la masse reconstruite et imposant l'égalité stricte des deux masses des deux bosons W. Ce dernier critère permet de ne conserver qu'une seule masse et de s'affranchir des complications liées au fait d'obtenir deux masses différentes pour chaque événement.

Les résultats obtenus sur des simulations à 172 GeV sont dans le tableau 4.8. L'ajustement

Version	$E_{quark} - E_{jet}$		$M_W^{simul} - M_W^{reco}$	
Schéma	<> GeV	σ GeV	<> GeV	σ GeV
Durham P	-0.21	7.73	3.62	9.91
Durham E	-0.22	8.17	2.54	8.90
Durham E0	-0.22	7.77	3.65	10.06
Durham PE	-0.23	8.09	2.32	8.53
Luclus	-0.22	7.81	2.47	8.81

Tableau 4.8: L'écart moyen des énergies du quark et du jet associé et des masses générées et reconstruites, ainsi que les résolutions pour les algorithmes DURHAM et LUCLUS, à une énergie de 172 GeV.

corrige parfaitement l'énergie des jets pour produire des écarts en énergie entre les jets et les quarks compatibles avec la valeur des radiations dans l'état initial pour cette simulation Monte Carlo. L'évaluation de l'énergie moyenne des ISR pour les événements hadroniques sélectionnés est 0.95 GeV. En répartissant cette énergie qui n'est pas soustraite aux jets (l'ajustement contraint l'énergie totale à être égale à 172 GeV en ne tenant pas compte des radiations perdues dans le tube à vide) entre les quatre jets produits, la contribution individuelle est de 0.237, nombre compatible avec les écart obtenus de -0.21 à -.23.

Considérant uniquement les algorithmes standards DURHAM "P", "E", "E0" et LUCLUS, les résultats sont différents pour les reconstructions invariantes par boost de Lorentz et les non-invariantes. Les premières ont une résolution en énergie inférieure en moyenne de 0.3 GeV, mais leur résolution en masse est supérieure dans des proportions allant de 2.1 à 2.3 GeV.

Dans un souci de simplification, supposons que les deux jets formant le boson ont la même énergie et la même impulsion, l'angle entre les deux jets étant noté θ. La masse reconstruite est alors simplement donnée par l'équation

$$M_W = 2\sqrt{E - |\vec{p}| \cos\theta} \tag{4.35}$$

Les algorithmes non-invariants de Lorentz produisent en moyenne une masse de boson W trop faible. L'énergie et les directions des jets étant bien reconstruits par ces algorithmes et leur

masse étant nulle par construction, il est normal, que la masse obtenue soit plus faible.
Le nouvel algorithme DURHAM "PE" utilisant la répartition des traces de DURHAM "P" conduit à un faible mélange et les résolutions en énergie obtenues par ces deux algorithmes sont proches et sont les meilleures, parmi les algorithmes testés. Mais DURHAM "PE" étant invariant par boost de Lorentz, la résolution sur la reconstruction en masse n'est pas dégradée et est la meilleure par comparaison avec les résultats des autres algorithmes sélectionnés.

4.5.5 Evolution de 172 GeV à 183 GeV

Les résultats précédents ont été obtenus pour une énergie de 172 GeV. Il est néanmoins nécessaire de tester les algorithmes à d'autres énergies et notamment à 183 GeV, énergie à laquelle le LEP a fonctionné en 1997. On peut déjà prévoir la diminution du mélange en énergie entre jets de 172 GeV à 183 GeV. Cette diminution du mélange est en effet vérifiée, quel que soit l'algorithme choisi, dans une proportion variant de 5 à 10%.
On ne peut pourtant pas facilement comparer les résultats aux deux énergies. L'ajustement des jets impose des contraintes cinématiques différentes aux deux énergies. L'espace de phase est ainsi beaucoup plus "ouvert" à 183 GeV, la limite cinématique due à l'énergie au centre de masse étant plus éloignée de la masse du boson W et donc du pic. La distribution en masse est donc par construction plus large à cette énergie. L'ajustement et l'ouverture de l'espace de phase contribuent à une diminution de la résolution en masse à 183 GeV de 1.5 GeV en moyenne, mais la comparaison des algorithmes pour chacune des deux énergies conduit aux même conclusions.
Le tableau 4.9 montre la compatibilité des résultats à 172 Gev avec ceux obtenus à 183 GeV.

Version	$M_W^{simul} - M_W^{reco}$	
Schéma	$<>$ GeV	σ GeV
Durham P	3.72	11.50
Durham E	2.09	10.43
Durham E0	3.63	11.46
Durham PE	1.80	10.10
Luclus	1.78	10.03

Tableau 4.9: L'écart moyen des masses générées et reconstruites à 183 GeV et la déviation standard de cette différence pour DURHAM et LUCLUS.

LUCLUS et DURHAM PE ont les biais les plus faibles et les meilleurs résolutions.
On observe pourtant que les algorithmes boost-invariants réduisent l'écart entre les masses générées et reconstruites, alors que cet écart reste plus ou moins constant dans le cas d'algorithmes non-invariants par boost de Lorentz. Cet effet peut sembler statistique, mais si l'on compare

les résultats obtenus à 172 GeV et 183 GeV pour d'autres algorithmes, on voit qu'il s'agit d'un phénomène général. Le raisonnement selon lequel, la masse des jets influe de moins en moins et peut être de plus en plus négligée par rapport à leur énergie n'est semble-t-il pas valable à 183 GeV. Un modèle simple peut le montrer. On considère pour cela, le cas symétrique de deux jets de mêmes énergies, et de mêmes impulsions en norme. Les algorithmes invariants et non-invariants par transformation de Lorentz forment des jets dont l'ouverture angulaire est la même, on considèrera donc que cette ouverture θ est identique pour ces deux types d'algorithmes. On peut facilement démontrer que la différence des carrés des masses reconstruites du boson W pour les schémas E et P est

$$M_E^2 - M_P^2 = 2M^2\,(1 + \cos\theta) \tag{4.36}$$

où M est la masse du jet pour le schéma E. D'après un échantillon de simulations, on peut appliquer (voir tableau 4.10) ce résultat et observer les divergences entre les algorithmes invariants et non-invariants par transformation de Lorentz. L'augmentation de l'énergie au centre de masse

Méthode - Energie	Masse du jet	$\cos\theta$	M_W
DURHAM E - 172 GeV	11.9GeV	-.75	80.35 GeV
DURHAM E - 183 GeV	12.5GeV	-.6	80.50 GeV
DURHAM P - 172 GeV	-	-.75	79.91 GeV
DURHAM P - 183 GeV	-	-.6	79.72 GeV

Tableau 4.10: Une application de la formule décrite dans le texte et basée sur les valeurs obtenues par simulations.

de 172 GeV à 183GeV conduit à un accroissement de la masse reconstruite pour DURHAM E et à une diminution de cette même masse pour DURHAM P.

4.6 L'appariement des jets dans le canal hadronique

Le canal hadronique diffère du canal semi-leptonique par la nécessité d'apparier les jets deux par deux afin de reconstruire le boson W. Il existe pour cela trois combinaisons qui peuvent être classées par l'asymétrie (ou l'asymétrie énergie) en fonction du mélange entre les deux bosons pour chaque combinaison testée. Différentes techniques existent pour apparier les jets, méthodes que l'on peut classer en deux catégories:

- Les premières reposent sur les informations données par la différence des masses reconstruites:
  Dans le cas de bonnes combinaisons, les deux masses sont disposées sur une Breit-Wigner

convoluée avec une gaussienne modélisant le détecteur et les erreurs de reconstruction. Les mauvaises combinaisons sont distribuées de manière beaucoup plus large. La différence de masse est une méthode qui ne biaise a priori pas la mesure puisque l'information utilisée est indépendante de la mesure, et les distributions des deux masses reconstruites sont identiques. Des variantes utilisant des informations supplémentaires, combinées avec la différence de masse peuvent être employées.

- Outre les méthodes basées sur la différence des deux masses reconstruites, on décrira ici une méthode utilisant les événements enregistrés par ALEPH au pic du Z au cours des années 1989-1995.

4.6.1 Utilisation des événements au pic du Z

La méthode décrite ici est basée sur l'idée que la désintégration d'un boson Z est très similaire à celle d'un boson W. On transpose donc les résultats obtenus sur la désintégration du premier pour apparier convenablement les dijets des désintégrations doubles du W.
Pourtant, il existe principalement deux problèmes lié à cette méthode:

- La masse du Z^0 est légèrement supérieure à celle du W, et les multiplicités attendues sont inférieures dans le cas du boson chargé.
- Les bosons Z^0 étudiés au pic sur ALEPH sont bien souvent au repos. Au contraire, les bosons W sont tous dans un référentiel à forte impulsion.

L'idée sous-jacente à cette méthode est d'utiliser les informations sur la désintégration hadronique du boson Z afin d'en déduire des informations sur la cinématique de la désintégration du boson W. Au total, de 1989 à 1995, ALEPH a enregistré près de 5 millions de désintégrations de bosons Z.
Les critères cinématiques habituels pour définir les jets ne peuvent pas être utilisés parce qu'ils ne sont pas invariants pas transformation de Lorentz. On peut néanmoins définir des paramètres proches de ces variables mais invariants par boost, et caractérisant non pas la possibilité pour une trace d'appartenir à un jet mais à un dijet. Les deux variables testées ont la forme

$$d = \log \frac{(P.P_1)\,(P.P_2)}{(P_1.P_2)} \qquad \text{et} \qquad y = \frac{1}{2}\frac{(P.P_1)}{(P.P_2)}$$

où P est le quadri-vecteur d'une trace, P_1 et P_2 sont les quadri-impulsions des deux jets reconstruits. Pour chaque trace des deux jets 1 et 2, on calcule les variables d et y, basées sur les masses

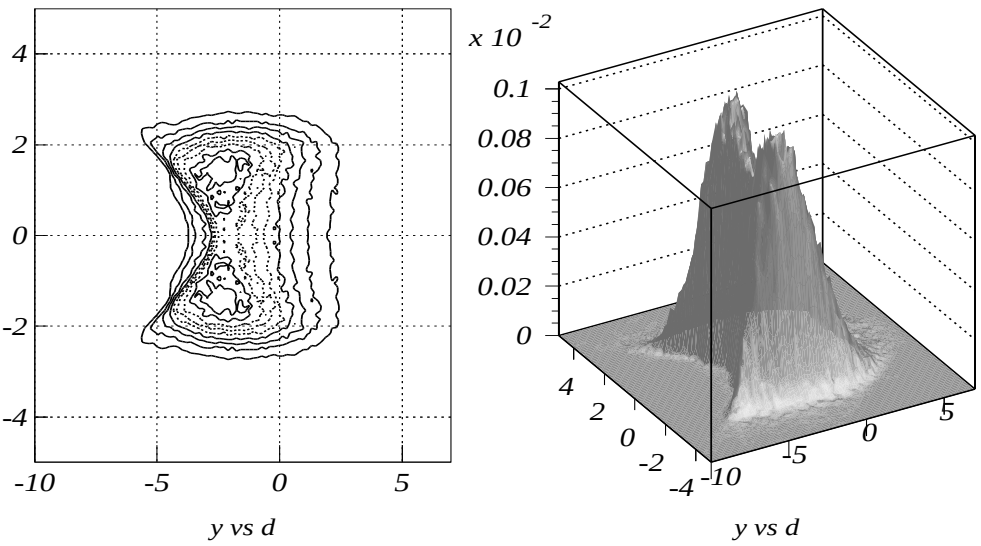

Figure 4.6: Les distributions à deux dimensions utilisées pour définir les dijets associés aux bosons W.

invariantes traces-jets. La figure 4.6 représente la distribution 2D obtenue pour des événements Z. Il est nécessaire, avant d'obtenir ce type de distribution de la symétriser par rapport à y. En effet, les programmes de reconstruction ALEPH tendent à classer en premières positions les traces les plus énergiques, favorisant par la même occasion le classement des jets les plus énergiques en jet numéro 1. Ce type d'asymétrie n'a pas d'importance pour la variable d, mais est liée au signe de y. On a donc symétrisé la distribution par rapport à l'axe des abscisses. Enfin, les distributions sont normalisées à 1. Cette dernière étape n'est pas essentielle pour la suite, mais permet de traduire les résultats en terme de probabilités.
Ces distributions sont ensuite utilisées pour classer les trois possibilités d'appariements jet-jet, en évaluant pour chaque combinaison C le terme

$$\mathcal{L}^C = -\log \prod_i \left(\mathcal{P}_1^C(i) + \mathcal{P}_2^C(i)\right) \tag{4.37}$$

où le produit est effectué sur l'ensemble des traces de l'événement, $\mathcal{P}_j^C(i)$ désignant la probabilité pour la trace i d'appartenir au dijet j de la combinaison C (j valant 1 ou 2). La probabilité est tirée de la distribution 4.6. Pour une mauvaise combinaison, les deux termes sont petits, et pour une bonne combinaison l'un des deux termes est grand.

Malheureusement, cette méthode n'a pas abouti, en raison d'un biais dans la mesure de la masse du boson W. Ce biais mis en évidence en testant la méthode à différentes énergies, tend à produire des masses reconstruites proches de $E_{LEP}/2$. Les simulations à 161 GeV utilisées dans un premier temps n'ont pas permis de déceler le biais, mais les essais à 172 et surtout 183 GeV ont montré que la méthode n'est pas utilisable.

4.6.2 Méthode liée à la différence des masses reconstruites

Il existe de nombreuses variantes à cette méthode, utilisant les ajustements possibles des jets, les angles et des fenêtres de masses. On peut procéder de diverses manières.

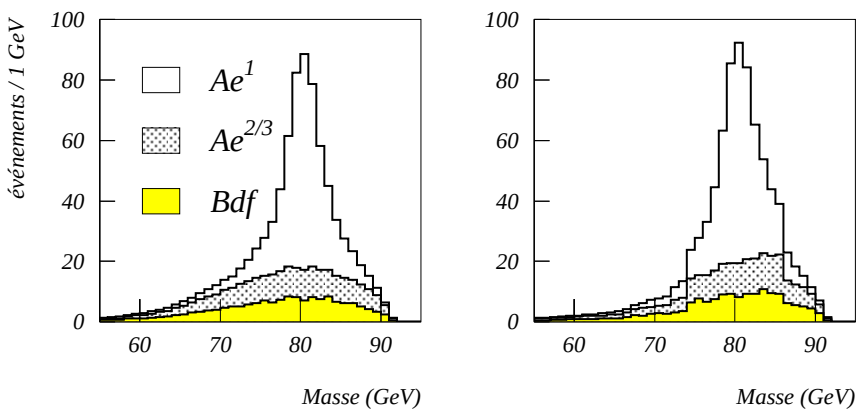

Figure 4.7: Distributions de masse pour les méthodes d'appariements $\Delta M_W^{4c}/\min Angle$ (à gauche; cette méthode exclut la combinaison aux angles les plus fermés et conserve celle ayant la plus petite différence de masse après ajustement 4C) et Ann++ (à droite; l'ajustement est de type 4C avec rééchelonnement des masses, l'une au moins des deux masses doit appartenir à la fenêtre [74; 86]). On a indiqué les distributions des bonnes combinaisons $\mathcal{A}_e^1$ (blanc), du bruit de fond combinatoire (points) et du bruit de fond (petits points).

- Ajustement des jets :
  l'utilisation d'un ajustement permet d'améliorer la résolution sur la masse et de réduire

l'écart entre la masse reconstruite et la masse générée lors de la simulation. On montre également qu'après ajustement de type 4C ou 5C (avec une contrainte souple sur la différence de masse afin de tirer une information de l'algorithme) la largeur de la distribution est bien plus faible, notamment pour la bonne combinaison et dans une moindre mesure pour les mauvaises combinaisons. Cette réponse différente en fonction du type de combinaison permet d'améliorer l'efficacité de sélection après ajustement. La méthode simple consistant en l'utilisation des masses reconstruites brutes est à bannir car elle ne fournit pratiquement pas de meilleurs résultats que le choix aléatoire, c'est-à-dire une efficacité de l'ordre de 1/3.

- Les angles :
  L'ouverture angulaire caractérisant une combinaison peut être définie de plusieurs manières sensiblement équivalentes. La convention adoptée ici est la somme des cosinus des angles entre les deux jets de chacun des deux dijets de la combinaison considérée. L'angle est donc directement proportionnel à la masse ajustée. Aux énergies actuelles, l'angle des dijets est suffisamment ouvert pour que ce critère soit encore très puissant.

- Définition d'une fenêtre :
  On contraint directement la bonne combinaison à avoir une des deux masses reconstruites dans un intervalle de masse fixé. On rejette ainsi un certain nombre de combinaisons qui ne contribuent pas à l'ajustement final décrit au chapitre suivant. On verra en effet que la zone la plus importante pour la reconstruction est située à l'endroit de plus grande variation de la distribution finale, c'est-à-dire dans un intervalle de 4 GeV autour de la masse du boson W pour une distribution de masse 4C rééchelonnée à 183GeV. Inutile donc de considérer des événements à plus faible masse qui ne contribuent pas à l'ajustement et de plus sont constitués pour une bonne part de bruit de fond combinatoire.

Ces différentes idées ont été utilisées pour construire des algorithmes d'appariement et étudier la réponse. La liste est donnée dans le tableau 4.11, où est également indiquée la répartition des combinaisons choisies par ces algorithmes en terme de première, seconde et troisième asymétrie énergie. Ces chiffres permettent d'évaluer une efficacité pour chacune de ces méthodes, en excluant définitivement les méthodes de différence de masse brute et de meilleur χ^2 après ajustement à 5 contraintes.

Bien meilleurs sont les algorithmes basés sur la comparaison des deux masses après les ajustements 4C, 5C et le rééchelonnement, qui ont été testés en trois variantes, l'une simple; les deux autres utilisant une masse de référence (notée dans le tableau par $M_{ref} = 81.25$) ou bien excluant la combinaison ayant la plus petite valeur de $\cos\theta_{12} + \cos\theta_{34}$ et sélectionnant la bonne parmi les deux restantes (notée / min $Angle$).
Ces deux dernières variantes ont été mises au point pour palier les inefficacités de la méthode simple. L'utilisation d'informations supplémentaires permet d'améliorer les efficacités de 10 à 15 %.
Enfin, pour finir de décrire les méthodes étudiées, $Ann++$ est un algorithme utilisé dans la colla-

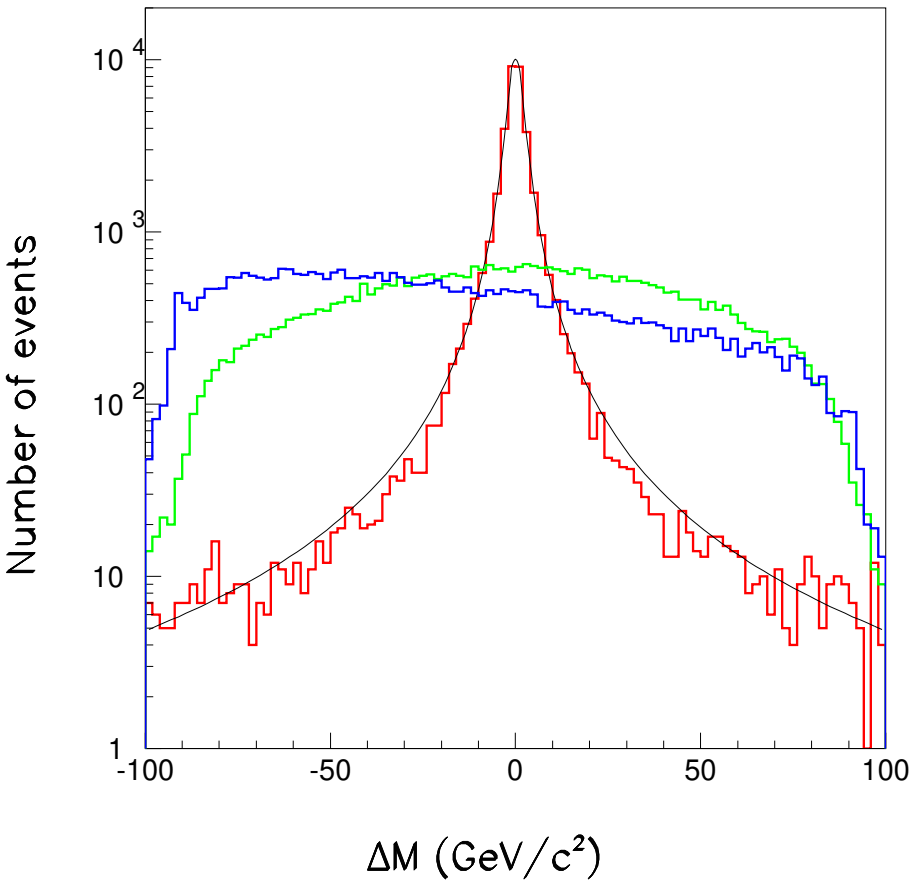

Figure 4.8: Distributions de masse obtenues à partir des quadri-vecteurs des quarks simulés pour les trois combinaisons possibles. La distribution ajustée par la fonction de Breit-Wigner correspond à la bonne combinaison.

boration ALEPH, basé sur la différence de masse après rééchelonnement des deux masses. Cette méthode utilise une fenêtre de masse dans l'intervalle [74; 86] en excluant toutes les combinaisons n'ayant pas l'une au moins des masses reconstruites dans cet intervalle. Enfin la meilleure combinaison est choisie par le critère plus traditionnel de plus petite valeur de $\Delta M_W^{Réech}$.
Les meilleurs résultats obtenus atteignent 70% de bonnes combinaisons relativement à l'asymé-

Méthode	Asymétrie énergie			rejet (%)
	$A_e^1(\%)$	$A_e^2(\%)$	$A_e^3(\%)$	
ΔM_W	34.24	31.94	33.82	0
ΔM_W^{4c}	56.73	24.40	18.87	0
ΔM_W^{5c}	59.26	22.61	18.13	0
$\Delta M_W^{Réé ch}$	60.84	20.70	18.46	0
$\chi^5 c$	35.04	31.99	32.97	0
ΔM_W^{4c}, $M_{ref} = 81.25$	70.95	15.21	13.84	0
ΔM_W^{5c}, $M_{ref} = 81.25$	71.51	15.19	13.30	0
$\Delta M_W^{Réé ch}$, $M_{ref} = 81.25$	72.15	14.61	13.24	0
$\Delta M_W^{4c} / \min Angle$	69.90	16.28	13.82	0
$\Delta M_W^{5c} / \min Angle$	65.10	18.18	16.72	0
$\Delta M_W^{Réé ch} / \min Angle$	68.34	17.25	14.41	0
Ann++	68.14	12.74	11.55	7.57
Ann++ / Pondèration	52.17	8.83	7.53	31.47

Tableau 4.11: Les différentes méthodes d'appariements basées sur la différence de masse. Les proportions en terme d'asymétrie permettent de tester l'efficacité des méthodes.

trie énergie. Il est intéressant de connaître la limite au niveau partonique de ces méthodes. On a donc mis au point une méthode de sélection de bonnes combinaisons basée sur les différences de masse des deux bosons W obtenus à partir des trois combinaisons possibles d'appariement quark-quark. Cette étude à permis de déterminer que dans 10% des cas la différence de masse conduit à la sélection d'une mauvaise combinaison quark-quark (voir figure 4.8), ceci avant toute simulation et distorsion due au détecteur. Ce nombre chute de 90%, au niveau partonique, à 34% au niveau reconstruit. Au-delà de la méthode de sélection de la bonne combinaison, on voit donc que le principal obstacle à de meilleures efficacités de sélection vient de la reconstruction de l'événement et de sa séparation en quatre jets. Une meilleure méthode d'appariement nécessite aussi une amélioration des techniques de reconstruction.
Parmi les méthodes étudiées, les plus aptes à sélectionner la bonne combinaison sont basées sur une masse de référence, l'exclusion de la plus mauvaise combinaison angulaire, et l'utilisation de fenêtre après ajustement 4C+rééchelonnement. L'étude des erreurs statistiques pour ces méthodes a été effectuée (voir tableau 4.12) en utilisant 82 échantillons de $57.0 pb^{-1}$ représentant les données accumulées à 183 GeV. On notera que beaucoup des algorithmes étudiés fournissent des résultats similaires, et qu'il est difficile de déterminer le meilleur d'entre-eux. L'étude de la distribution de masse fournit des informations supplémentaires qui aident néanmoins à exclure de nouvelles méthodes. Il s'agit principalement des algorithmes basés sur le rééchelonnement après ajustement 4C et sur l'utilisation d'une masse de référence. Dans ces deux cas, la distribution bruit de fond est piquée pour les très fortes masses (rééchelonnement) ou bien à l'endroit de la masse de référence pour les méthodes l'utilisant.

Méthode	Variance	σ_{gauss}	χ^2	Erreur (σ)
ΔM_W	0.513	0.736	1.06	0.209
ΔM_W^{4c}	0.276	0.275	0.99	0.046
ΔM_W^{5c}	0.316	0.233	1.86	0.029
$\Delta M_W^{Rééch}$	0.267	0.251	0.85	0.031
$\chi^5 c$	0.478	0.516	1.99	0.088
ΔM_W^{4c}, $M_{ref} = 81.25$	0.273	0.261	0.81	0.106
ΔM_W^{5c}, $M_{ref} = 81.25$	0.358	0.348	1.85	0.053
$\Delta M_W^{Rééch}$, $M_{ref} = 81.25$	0.352	0.420	0.84	0.071
$\Delta M_W^{4c} / \min Angle$	0.267	0.267	1.35	0.031
$\Delta M_W^{5c} / \min Angle$	0.281	0.249	1.12	0.028
$\Delta M_W^{Rééch} / \min Angle$	0.324	0.299	0.87	0.036
Ann++	0.296	0.312	1.21	0.034
Ann++ / Pondération	0.331	0.350	0.91	0.068

Tableau 4.12: Les erreurs statistiques des différentes méthodes d'appariements basées sur la différence de masse.

Ces caractéristiques sont négatives, puisqu'elles rendent la méthode très sensible à ce bruit, notamment sous le pic du signal $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. Au contraire, la distribution de masse du bruit de fond après ajustement 4C simple est plus plate (voir figure 4.7).
Afin de déterminer l'effet que peut avoir l'exclusion de la plus mauvaise combinaison angulaire, on a étudié les cas pour lesquels, cette combinaison est également la meilleure d'après l'information donnée par l'asymétrie énergie. Au niveau partonique, on montre que l'ouverture angulaire des quarks est suffisante pour que ceci n'arrive pratiquement jamais. On peut donc imaginer que les événements présentant cette caractéristique sont mal reconstruits. La distribution de l'asymétrie pour ces événements montre qu'ils présentent souvent de faible asymétries en valeur absolue. La figure 4.9 à gauche indique la proportion des combinaisons de type $\mathcal{A}_e^1$ aux angles les plus refermés (en gris) sur un échantillon de 22788 événements $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. Une répartition homogène quelle que soit l'asymétrie doit conduire à une distribution plate située au niveau de la ligne $y = 1/3$. Or, elle se situe à 40% pour une mauvaise asymétrie (de l'ordre de 0.2) à 10% seulement pour les fortes asymétries indiquant un faible mélange et une excellente reconstruction. L'asymétrie est utilisée ici principalement en tant qu'indicateur de mauvaise reconstruction, et montre le faible apport des combinaisons présentant l'ouverture angulaire entre jets la plus défavorable. Enfin, pour confirmer l'argument, on a présenté à droite sur la figure 4.9 la distribution de masse pour ces mêmes événements pour lesquels les jets sont peu séparés et l'asymétrie énergie est la plus grande. Ils sont majoritairement situés à l'extérieur d'un intervalle de masse entourant la masse du boson W. Ces événements sont donc peu utiles à la reconstruction.
On a donc choisi la méthode d'appariement basée sur la différence de masse après ajustement

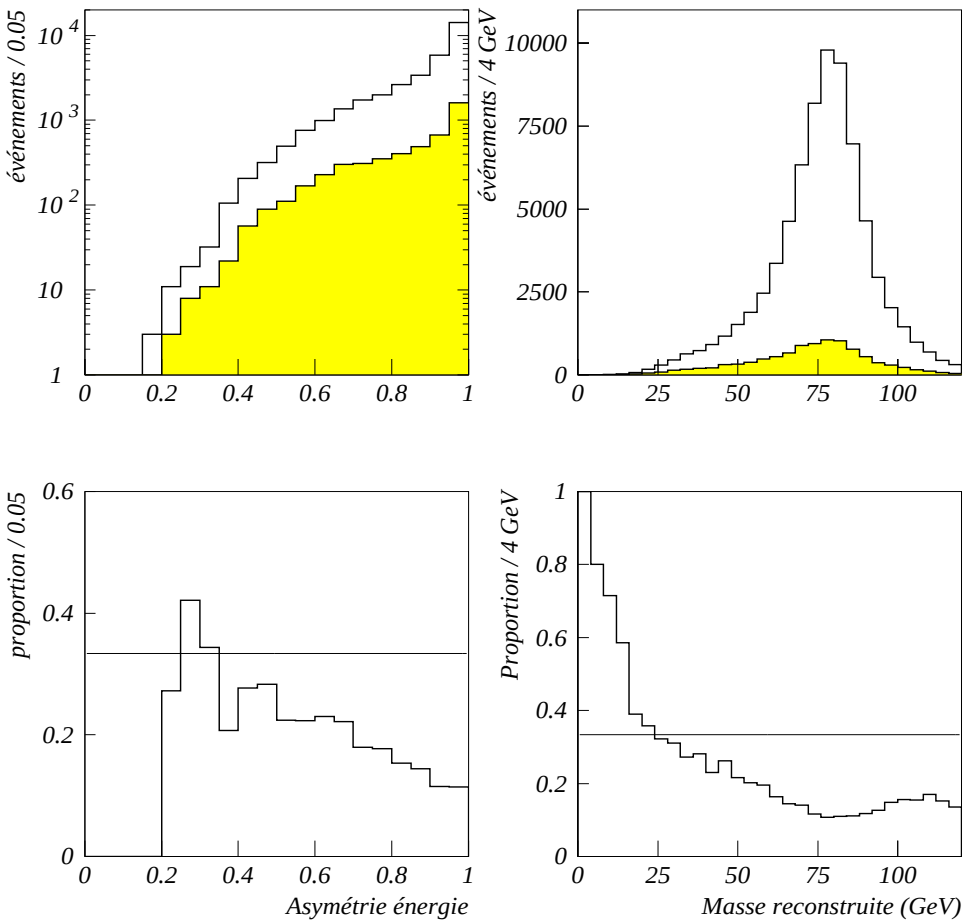

Figure 4.9: Distributions de l'asymétrie énergie (à gauche) et de la masse reconstruite (à droite) des événements pour lesquels la meilleure combinaison $\mathcal{A}_e^1$ correspond à l'ouverture angulaire la plus faible (en gris). Les histogrammes du bas montrent le rapport du nombre de ces événements par le nombre total des événements $\mathcal{A}_e^1$.

de type 4C afin de conserver une distribution du bruit de fond plate. Enfin, la combinaison conduisant à la plus faible ouverture angulaire est systématiquement rejetée; elle est en général le signe d'une mauvaise reconstruction apportant peu d'information à la mesure de la masse du boson W. La figure 4.10 montre l'accord données-simulations pour la distribution angulaire des

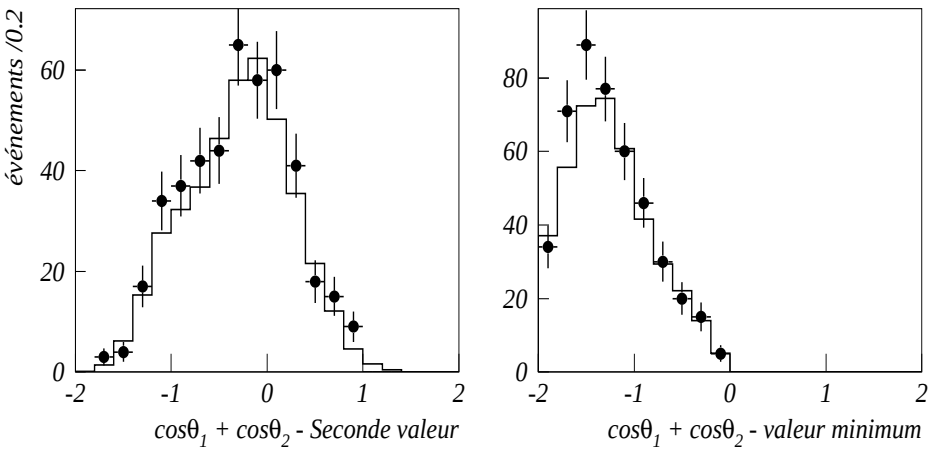

Figure 4.10: La somme des ouvertures angulaires des dijets pour les deux combinaisons conservées. On donne les distributions des données (points) et des simulations utilisées (histogrammes).

deux combinaisons conservées par la méthode d'appariement des jets choisie.

Chapitre 5

Mesure de la masse du boson W

5.1 Estimation de M_W

L'estimation de la masse du boson W est effectuée par comparaison entre une simulation Monte Carlo décrivant les phénomènes naturels par une théorie et les données accumulées avec le détecteur ALEPH. On se base, dans le cas de la mesure du boson W, sur la théorie électrofaible. Sa remise en cause n'est pas notre sujet; on supposera donc sa validité dans les limites de notre mesure. On peut d'ailleurs préciser que la théorie électrofaible a déjà été testée dans de nombreux domaines avec une formidable précision, notamment avec les événements au pic du Z, enregistrés par millions. Jusqu'à présent il n'a pas été possible de la mettre à défaut.

Principalement deux méthodes permettent de comparer les données avec les simulations afin de déterminer la masse du boson W :

- La première méthode consiste en l'ajustement avec les données d'une fonction analytique $F(M_W)$ dépendant de l'estimateur de cette masse, et dont la réponse en fonction de M_W à été testée sur des simulations.
- La seconde méthode ne fait pas usage de fonction analytique, mais de simulations effectuées à différentes masses du boson W ; celle correspondant le mieux aux données ayant été générée à la *vraie* masse, aux erreurs statistiques et systématiques près.

La distribution de masse obtenue après reconstruction des événements est complexe, car elle intègre des effets non-linéaires de détection, dus à l'acceptance du détecteur et aux dis-

tortions causées par la résolution de chacune de ses sous-parties. A ces phénomènes viennent s'ajouter les processus physiques difficiles à modéliser de manière analytique. On citera notamment la simulation des radiations dans l'état initial dont l'effet sur l'espace de phase, et donc sur la distribution de masse n'est pas trivial. Enfin, la méthode de reconstruction modifie la forme de la distribution, par les ajustements, les appariements, et surtout par le biais de la sélection dont la réponse n'est pas uniforme en fonction de la masse du boson W.

Ces arguments sont en défaveur de la méthode analytique. Pour pallier ces handicaps, on utilise généralement une courbe de calibration, qui permet de tester la réponse de la reconstruction à des simulations à différentes masses et d'en déduire par interpolation la masse du boson W dans l'échantillon de données. La non-linéarité de ce type de courbe de calibration, et l'estimation de l'erreur sur la pente engendrent bien souvent des complications que n'a pas la seconde méthode qui va être décrite plus en détail.

5.1.1 Méthode de pondération du Monte Carlo

La méthode décrite ici permet de se dispenser d'une expression analytique pour modéliser la fonction de densité de probabilité correspondant à la distribution expérimentale. Cette distribution peut être obtenue directement pour une masse donnée par l'intermédiaire des simulations. Malheureusement, la détermination de la masse du boson W nécessite de connaître cette distribution pour un large spectre de masses et avec une résolution minimum sur cette variable. La quantité de simulations Monte Carlo alors nécessaire pour arriver à un résultat suffisamment précis est prohibitif et semble empêcher l'utilisation d'une telle méthode.

Il est néanmoins possible de résoudre cette difficulté en n'utilisant qu'un unique échantillon de Monte Carlo. La section efficace différentielle des processus de type $WW \to f_1\bar{f}_2 f_3\bar{f}_4$ dépend des quadri-vecteurs des quatre fermions produits et de paramètres, comme la masse du boson W, par le biais des éléments de matrice. En pondérant chaque événement généré à une certaine masse[1] M_W^{MC} par le rapport du carré des éléments de matrice

$$w_{p_\mu^\nu}(M_W^{MC\prime}, M_W^{MC}) = \frac{|\mathcal{M}(M_W^{MC\prime}, \Gamma_{M_W^{MC\prime}}, p_\mu^\nu)|^2}{|\mathcal{M}(M_W^{MC}, \Gamma_{M_W^{MC}}, p_\mu^\nu)|^2} \tag{5.1}$$

on simule un échantillon généré à $M_W^{MC\prime}$. A partir d'une distribution à M_W^{MC}, on obtient donc par ce moyen la distribution équivalente à $M_W^{MC\prime}$. On utilise les éléments de matrice des trois

[1] Il ne s'agit pas des masses des deux bosons W produits pour cet événement particulier et qui se situent sur une Breit-Wigner mais de la valeur du pôle du propagateur utilisé pour ces simulations.

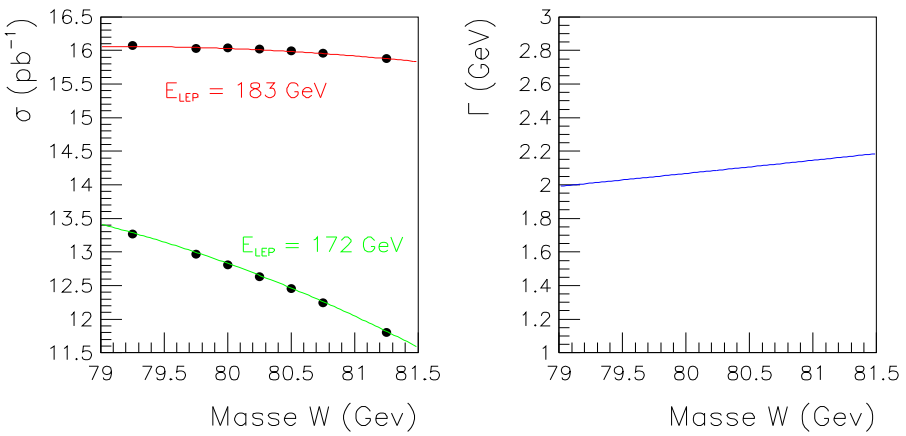

Figure 5.1: Variation de la section efficace 4f et de la largeur du boson W en fonction de M_W

diagrammes CC03 (voir chapitre 1) rapides à calculer et correspondant aux diagrammes double-résonants. Les processus de type bruit de fond sont insensibles à la masse du W (celle-ci varie dans un intervalle bien trop faible) et ne sont pas affectés par la pondération [2].

La probabilité dans l'intervalle de masse j, $\mathcal{P}^j(M_W)$ est obtenue en sommant deux contributions du signal et du bruit de fond :

- La probabilité du signal,

$$\mathcal{P}^j_{signal}(M_W) = \frac{\sum_{i=1}^{N^j_{signal}} w_i(M_W)}{\sum_{j=1}^{N_{intervalle}} \sum_{i=1}^{N^j_{signal}} w_i(M_W)} \tag{5.2}$$

[2] Ceci n'est pas tout à fait exact. Les bruits de fond provenant également de désintégrations WW (principalement $l\nu q\bar{q}$ pour le signal $q\bar{q}q\bar{q}$, et réciproquement) sont pondérés comme le signal lui-même avec les éléments de matrice. C'est pourquoi dans l'expression de la probabilité $\mathcal{P}$ on fera intervenir une dépendance de ρ_{bdf} et N^j_{bdf} en fonction de M_W.

où N^j_{signal} est le nombre d'événements signal pour lesquels la masse est reconstruite dans j et N_{interv} est le nombre total d'intervalles, multipliée par la pureté de la sélection ρ_{signal}. Les événements sont pondérés par les termes w calculés grâce aux éléments de matrice.

- La probabilité $\mathcal{P}^j_{bdf}(M_W)$ du bruit de fond, pondérée par la contamination $\rho_{bdf} = 1 - \rho_{signal}$ de l'échantillon sélectionné. Les événements bruit de fond provenant d'une désintégration WW sont également pondérés par les éléments de matrice $CC03$, de manière similaire au signal.

Dans l'intervalle de masse j, de largeur Δm_j, la probabilité $\mathcal{P}^j(M_W)$ s'exprime par

$$\mathcal{P}^j(M_W) = \rho_{signal}(M_W) \times \mathcal{P}^j_{signal}(M_W) + \rho_{bdf}(M_W) \times \mathcal{P}^j_{bdf}(M_W) \tag{5.3}$$

et la densité du signal $P^j(M_W)$ par

$$P^j(M_W) = \frac{\mathcal{P}^j(M_W)}{\Delta m_j} \tag{5.4}$$

La pureté du signal $\rho_{signal}(M_W)$ dépend de la masse du boson W sous deux aspects différents :

- L'efficacité de la sélection dépend de M_W. Cette dépendance sera négligée pour la mesure proprement dite, une estimation de l'erreur engendrée par cette approximation sera intégrée dans le total des erreurs systématiques de la mesure.
- La section efficace du signal dépend également de la masse du boson W. Cette contribution est modélisée par un ajustement polynômial du second degré des sections efficaces pour les deux énergies étudiées :

$$\sigma(M_W)^{172GeV} = -575.84 + 15.400 \times M_W - 0.10052 \times M_W^2 \text{ pb} \tag{5.5}$$

$$\sigma(M_W)^{183GeV} = -256.91 + 6.8973 \times M_W - 0.043568 \times M_W^2 \text{ pb} \tag{5.6}$$

obtenues par le programme Gentle [125] pour différentes valeurs de la masse du boson W (voir figure 5.1).

Enfin, l'expression 5.3 dépend de la largeur du boson W par l'intermédiaire des poids $w_i(M_W)$. On exprime la largeur du boson W par [135]

$$\Gamma_W = 3\Gamma_l + \Gamma_h = \frac{9}{6\sqrt{2}\pi} G_\mu M_W^3 (1 + \frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi}) \tag{5.7}$$

La distribution obtenue sur les Monte Carlo[3] est ensuite ajustée avec celle des données par une méthode de maximum de vraisemblance en utilisant le programme MINUIT. On maximise l'expression

$$\mathcal{L}(M_W) = \prod_{j=1}^{N^{Données}} P^{m(j)}(M_W) \tag{5.8}$$

où $m(j)$ est l'intervalle de masse dans lequel l'événement j des données est reconstruit.

Deux paramètres de l'ajustement final n'ont pas encore été précisés, il s'agit du domaine sur lequel l'ajustement est effectué et de la largeur des intervalles de la distribution de masse :

- En fait, le résultat dépend assez peu du domaine d'ajustement tant qu'il est supérieur à la largeur du pic de masse du boson W. Il est néanmoins impératif que les deux zones aux plus grandes variations (en valeur absolue), positive d'abord puis négative, correspondant à la montée puis à la descente du pic de masse, soient intégralement contenues dans la distribution finale ajustée. La descente étant généralement très abrupte, la limite supérieure des distributions quel que soit le canal est fixée à la valeur de l'énergie du faisceau. De cette manière aucun événement de masse supérieure n'est perdu dans le canal hadronique ; dans le cas semi-leptonique, peu d'événements conduisent à une masse supérieure à l'énergie du faisceau. Il n'y a, a priori, aucune raison de ne pas utiliser l'intégralité de la distribution. Pourtant, la limite inférieure est fixée à 74 GeV et 72 GeV pour les énergies de fonctionnement de 172 GeV et 183 GeV respectivement, afin de ne pas dépendre des queues de distributions parfois mal simulées. Par ces coupures on se met à l'abri de ce type de problème.

- La largeur des intervalles de masse de la fonction de densité de probabilité a été fixée de manière à contenir suffisamment d'événements simulés dans chacun d'eux. On a modifié la taille des intervalles de manière significative sans réel changement sur les résultats de l'ajustement (inférieur au MeV). De grandes divergences apparaissent lorsque leur largeur devient trop grande faisant perdre une grande partie de l'information contenue dans chaque événement, mais ces limites sont bien au-delà des valeurs de la résolution utilisées quels que soient les canaux et les énergies. Les valeurs précises sont données dans la partie concernant les résultats pour les deux canaux et les deux énergies.

La statistique Monte Carlo effective lors de l'ajustement dépend des poids associés à chaque événement signal. En effet, si on exprime l'erreur relative sur la somme des poids appliqués aux

[3]Dans la suite de ce chapitre, on appellera l'échantillon de simulation servant à l'ajustement des données échantillon de *référence*.

événements i, on obtient

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{N} w^2(i)}}{\sum_{i=1}^{N} w(i)} \tag{5.9}$$

On définit le nombre effectif d'événements n_{eff} tel que

$$\frac{1}{\sqrt{n_{eff}}} = \frac{\sigma_S}{S} \tag{5.10}$$

il est égal à N si les poids sont tous égaux mais diminue quand la différence entre la masse de référence et la masse de pondération augmente en valeur absolue, comme l'illustre le tableau 5.1, réduisant par ailleurs la statistique effective déjà finie du Monte Carlo. Trois lots de simulations

Masse (GeV)	n_{eff}/N
79.25	0.457
79.75	0.798
80.00	0.943
80.25	1.000
80.50	0.943
80.75	0.796
81.25	0.449

Tableau 5.1: Le rapport du nombre effectif d'événements après pondération sur le nombre total d'événements pour différents ajustements dont la masse générée du Monte Carlo de référence est 80.25 GeV [136].

suffisamment grands pour servir d'échantillons de référence ont été créés à des masses de 79.25, 80.25 et 81.25 GeV et afin de diminuer les erreurs systématiques, dont une contribution vient de la taille limitée des simulations, on utilise (au prix d'une éventuelle itération) le lot conduisant à la masse ajustée la plus proche de la masse de référence.

Au total, pour chaque énergie, quatre distributions de masse sont ajustées (le chapitre 4 fournit les justifications de la méthode):

- Pour le canal hadronique, les deux masses produites à chaque événement sont réparties aléatoirement dans deux distributions appelées M_1 et M_2 par la suite. Chacune de ces distributions est ajustée indépendamment par la méthode de pondération qui vient d'être décrite; les deux mesures de la masse du boson W sont ensuite combinées avec un coefficient de corrélation tiré des simulations Monte Carlo.

- Deux distributions de masse sont ajustées dans le canal semi-leptonique, l'une provenant des événements sélectionnés e/μ et l'autre des événements τ. Ces deux échantillons sont indépendants et les deux mesures seront combinées à la fin de ce chapitre avec la mesure du canal hadronique.

Les estimations de la masse du boson W obtenues après ajustements correspondent à la définition de M_W utilisée par le générateur Monte Carlo ; dans le cas de KORALW, la largeur est indépendante de l'énergie dans le centre de masse s (voir le chapitre de théorie et plus particulièrement la partie dédiée à la largeur du boson W, 1.6.1). On a choisi de conserver la définition des mesures LEP I effectuées sur la résonance du Z et de définir la masse du boson W par le propagateur à largeur $\Gamma_W(s)$, fonction de s, de la formule 1.53 et conduisant à un écart de $+27$ MeV par rapport aux ajustements effectués. Cet écart sera appliqué dans la partie 5.3, "Résultat de la mesure de M_W".

5.1.2 Les erreurs statistiques

La méthode qui va être décrite ici a déjà été utilisée à de nombreuses reprises dans le chapitre traitant des différentes méthodes d'ajustement et d'appariement (sections 4.4 et 4.6). Certains des résultats obtenus alors vont être rappelés et concernent la méthode de reconstruction effectivement choisie. Le lecteur pourra se reporter au chapitre 3 pour de plus amples détails sur la procédure suivie pour obtenir ces chiffres. En dehors des résultats, c'est la méthode qui nous préoccupera davantage.

Les erreurs statistiques sont mesurées en effectuant une série de reconstructions, identiques à celles réalisées sur les données, sur des lots de simulations de même taille. On a choisi d'utiliser un nombre restreint de lots mais totalement décorrélés entre eux. Ainsi, on aurait pu séparer de manières aléatoires un unique lot de simulations afin de construire un nombre bien plus important de petits échantillons de taille égale à celle des données. Pourtant, par cette méthode, un même événement appartient à plusieurs lots dont la corrélation est non nulle. La forme de la distribution des masses reconstruites pour ces échantillons n'est alors plus une gaussienne et l'erreur statistique sur la mesure risque de subir un biais et d'être sous-estimée.

Un inconvénient apparaît lors de la mise en pratique de cette méthode avec la technique de pondération des simulations décrite ci-dessus. L'ajustement de la masse requiert le calcul de la distribution de masse à partir d'un grand nombre d'événements de référence, dont la plupart sont de type signal et nécessitent le calcul des éléments de matrice CC03. De plus ce calcul doit être effectué à chaque nouvelle évaluation de la distribution ; environ une cinquantaine de fois

pour un ajustement de masse. En moyenne, trente minutes sont nécessaires à un ordinateur HP du centre de calcul de Lyon pour obtenir le résultat correspondant à une masse. L'évaluation des erreurs statistiques à partir de 150 échantillons indépendants réclamerait donc plus de six jours de fonctionnement à plein temps, pour le canal hadronique à 183 GeV.

Une méthode simple et efficace a permis de réduire considérablement le temps de calcul, en évitant la procédure itérative sur l'échantillon de référence et ceci pour chaque nouvelle distribution de masse, et pour chaque échantillon ajusté.

La méthode rapide fonctionne en deux étapes :

- Dans un premier temps, des densités de probabilité $P^j(M_W)$ identiques à celles décrites dans la partie précédente sont calculées par itération à partir de l'échantillon de référence. Le pas en masse adopté pour les pondérations est de 10 MeV dans un intervalle centré à 80.25 GeV et large de 4 GeV et 2 GeV pour les énergies du LEP de 172 et 183 GeV respectivement[4]. On crée ainsi une banque d'histogrammes correspondant à des masses m_i du boson W et qui nous serviront à ajuster les données sans avoir à recalculer la densité de probabilité.
- Les échantillons utilisés pour déterminer les erreurs statistiques sont ensuite ajustés aux histogrammes créés à l'étape précédente, par interpolation.
  Supposons que la procédure d'ajustement basée sur la maximisation de l'expression 5.8 nécessite le calcul de la distribution de masse pour M_W, située entre deux valeurs pour lesquels un histogramme a été généré à l'étape précédente, m_i et m_{i+1}. Soient b_i^j et b_{i+1}^j le nombre d'événements pour l'intervalle de masse j des distributions m_i et m_{i+1}. Par un calcul d'interpolation linéaire simple on évalue la forme de la distribution en M_W et le nombre d'événements dans l'intervalle j de cette dernière, $b_{M_W}^j$

$$b_{M_W}^j = \frac{(b_{i+1}^j - b_i^j)M_W + m_{i+1}b_i^j - b_{i+1}^j m_i}{m_{i+1} - m_i} \tag{5.11}$$

Seule la première étape, qui n'est effectuée qu'une unique fois nécessite un long temps de calcul, les ajustements eux-mêmes ne prenant que quelques secondes.

Soulignons enfin que la méthode rapide a été testée en trois points ($M_W = 79.75$, $M_W = 80.25$ et $M_W = 80.75$) à 183 GeV en comparant les résultats obtenus avec ceux de la méthode de

[4]Cette largeur dépend de la luminosité enregistrée aux deux énergies puisqu'on souhaite faire un ajustement sur des Monte Carlo de même taille que les données. La mesure sur un échantillon de $10pb^{-1}$ est bien plus sensible aux fluctuations statistiques que sur un lot de $57pb^{-1}$

pondération complète conduisant à de faibles écarts. La plus grande différence observée entre les deux méthodes est de 25 MeV.

Cette technique a été utilisée sur 104 échantillons à 183 GeV et 102 échantillons à 172 GeV conduisant aux résultats (voir section 4.4) du tableau 5.2 dans les différents canaux et pour les deux énergies d'étude.

Masse	Erreur statistique (GeV)	
	172 GeV	183 GeV
M_1 $(q\bar{q}q\bar{q})$	0.58	0.24
M_2 $(q\bar{q}q\bar{q})$	0.57	0.26
$M(e/\mu)$	0.51	0.18
$M(\tau)$	1.04	0.42

Tableau 5.2: Les erreurs statistiques obtenues pour les différents canaux et les deux énergies du LEP.

Les deux mesures des masses M_1 et M_2 effectuées pour le mode de désintégration hadronique ne sont pas indépendantes. Les reconstructions effectuées sur les échantillons Monte Carlo ont permis d'évaluer la corrélation entre les deux masses ajustées aux deux énergies conduisant aux corrélations

$$\rho_{172} = +38.9\% \text{ à } 172 \text{ GeV et } \rho_{183} = +36.3\% \text{ à } 183 \text{ GeV}. \tag{5.12}$$

Les résultats des ajustements fournissent également une mesure de l'erreur statistique, mais en raison du manque de données, ces valeurs sont très imprécises. La comparaison montre que les deux méthodes sont en accord, comme on le verra par la suite. On a choisi néanmoins de prendre les résultats fournis ici.

5.1.3 Le canal hadronique

A 172 GeV, 66 événements sont sélectionnés parmi lesquels respectivement 47 et 52 sont utilisés par les ajustements M_1 et M_2. Les nombres équivalents sont de 391 et 394 à 183 GeV, énergie où 446 événements sont sélectionnés au total. La majeure partie des événements rejetés ont une masse reconstruite trop faible; en rejette en plus à 183 GeV deux événements pour lesquels l'ajustement contraint 4C n'a pu converger. Ces événements ont été exclus de la mesure comme

dans les cas similaires des simulations où ils ont été éliminés des échantillons de référence.

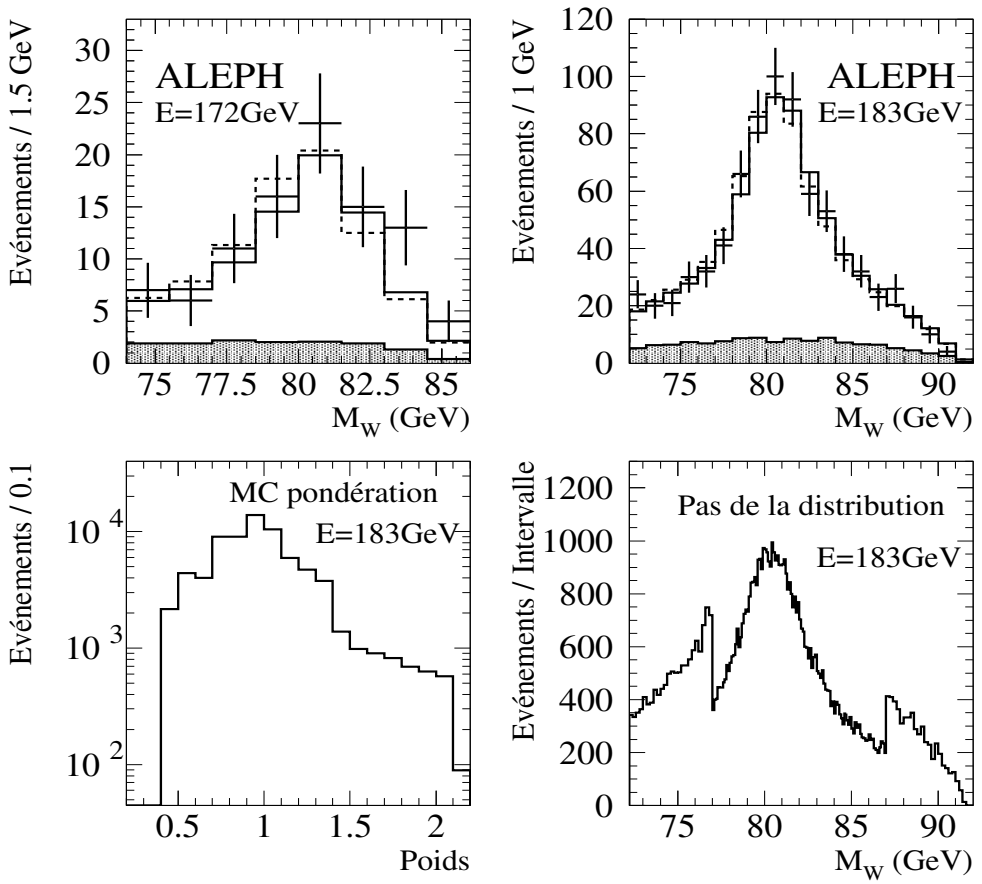

Figure 5.2: On a représenté en haut les distributions de masse (m_1 et m_2 cumulées) dans le canal hadronique à 172 et 183 GeV. Les points et les histogrammes représentent respectivement les données et les Monte Carlo avant (tirets) et après ajustement (trait plein). La zone hachurée montre la distribution du bruit de fond. Les distributions du bas indiquent les poids utilisés pour pondérer le Monte Carlo et le nombre d'événements simulés dans chaque intervalle de masse à 183 GeV.

La méthode d'ajustement complète est appliquée indépendamment sur les deux masses

reconstruites à partir des événements à désintégration hadronique. Les deux masses sont étiquetées aléatoirement 1 et 2 afin d'obtenir les distributions les plus symétriques possible en noyant les effets systématiques rendant la première masse (après reconstruction) plus élevée que la seconde.

intervalle	résolution
172 GeV	
74-76 GeV	200 MeV
76-84 GeV	100 MeV
84-86 GeV	200 MeV
183 GeV	
72-77 GeV	200 MeV
77-87 GeV	100 MeV
87-92 GeV	200 MeV

Tableau 5.3: La largeur des intervalles de masse des densités de probabilité utilisées dans le canal hadronique et semi-leptonique (e/μ) et aux deux énergies de fonctionnement du LEP. La figure 5.2, en bas à droite montre l'effet de cette résolution sur la distribution de probabilité.

Les pas des densités de probabilité employées à 172 et 183 GeV sont indiquées dans le tableau 5.3 et sont différents pour les ailes et le pic. La différence est due à l'éloignement de la limite cinématique de la masse du boson W à 183 GeV ce qui contraint moins fortement la distribution et augmente la taille du pic (voir figure 5.2, en bas à droite).

Masse	M_W (GeV)	$-\Delta M$	$+\Delta M$
172 GeV			
M_1	80.99	-0.53	+0.61
M_2	80.60	-0.46	+0.63
183 GeV			
M_1	80.66	-0.21	+0.23
M_2	80.44	-0.18	+0.22

Tableau 5.4: Résultats pour les deux masses ajustées à 172 et 183 GeV, avec les erreurs provenant de l'ajustement.

Le tableau 5.4 montre les résultats obtenus aux deux énergies. Ils sont en accord entre-eux

et également avec les mesures déjà existantes (voir section 2.5.1). La combinaison des résultats obtenus pour les deux masses avec les erreurs et la corrélation données précédemment conduit aux valeurs suivantes de la masse dans le canal hadronique:

$$M_W^{183GeV} = 80.561 \pm 0.206(stat)GeV/c^2 \tag{5.13}$$

$$M_W^{172GeV} = 80.77 \pm 0.48(stat)GeV/c^2 \tag{5.14}$$

La figure 5.2 montre les distributions de masse aux deux énergies du LEP avec les simulations calculées avant et après pondération.

L'échantillon Monte Carlo généré à une masse de 80.25 GeV est utilisé dans tous les cas, sauf pour la détermination de la masse M_2 à 172 GeV pour laquelle un échantillon généré à une masse de 81.25 GeV est plus approprié. Après un premier test conduisant à une estimation de 80.95 GeV avec l'échantillon généré à $M_W = 80.25$ GeV, l'ajustement a été effectué à nouveau avec un lot de simulations plus adapté généré à $M_W = 81.25$. La différence entre les deux estimations qui vaut 40 MeV est compatible avec l'erreur liée à la statistique du Monte Carlo.

5.1.4 Le canal semi-leptonique

A 172 GeV, 33 événements e/μ sont utilisés sur 37 sélectionnés et 8 événements de type τ sur 9. Les événements rejetés n'entrent pas dans la fenêtre de masse. A 183 GeV, 246 e/μ et 61 τ sont utilisés sur respectivement 278 et 69 sélectionnés. En plus des événements n'entrant pas dans la fenêtre de masse 4 événements (3 e/μ et 1 τ) sont rejetés par non convergence de l'ajustement 2C.

Les événements sélectionnés par les sélections semi-leptoniques e/μ et τ ont été ajustés et les erreurs statistiques utilisées par la suite sont celles obtenues dans la partie 5.1.2 jugées plus fiables, en raison du manque de données, que l'erreur résultant de l'ajustement. Le pas de la densité de probabilité dans le canal semi-leptonique e/μ est le même que celui utilisé pour le canal hadronique (voir tableau 5.3), la statistique Monte Carlo étant presque du même ordre pour les deux types d'événements signal. La statistique étant plus faible pour les désintégrations en τ, la largeur des intervalles de masse a été approximativement doublée (voir tableau 5.5).

Le tableau 5.6 montre les résultats. Les distributions de masses sont données sur la figure 5.3. On indique également sur cette figure les distributions des simulations avant (tirets) et après ajustement (traits plein), et la forme du bruit de fond. Les résultats obtenus sont en

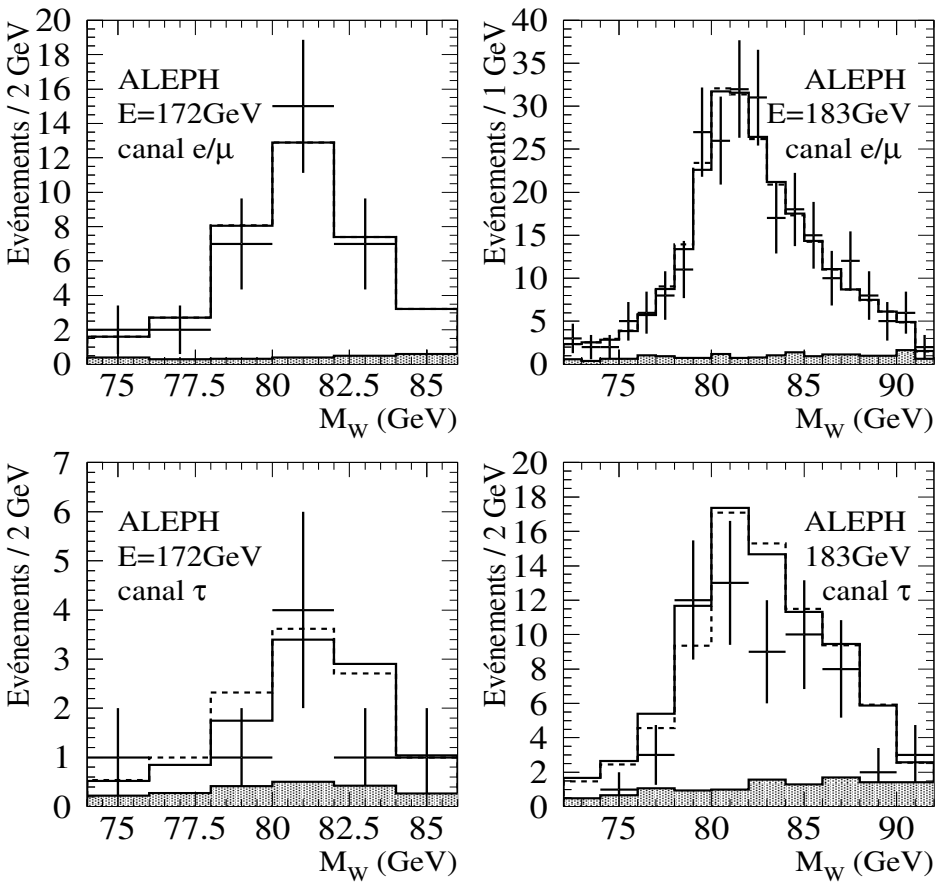

Figure 5.3: Les distributions de masse dans les canaux semi-leptoniques $WW \rightarrow q\bar{q}e/\mu\nu$ (en haut) et $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ (en bas). Les résultats à 172 (à gauche) et 183 GeV (à droite) sont indiqués. Les points et les histogrammes représentent respectivement les données et les Monte Carlo avant (tirets) et après ajustement (trait plein). La zone hachurée montre la distribution du bruit de fond.

accord (aux erreurs de mesures près) avec ceux du canal hadronique.

Les ajustements du signal électron-muon ont été réalisés avec deux échantillons Monte Carlo générés à 80.25 GeV, quelle que soit l'énergie LEP considérée. Au contraire, les ajus-

intervalle	résolution
172 GeV	
74-76 GeV	400 MeV
76-84 GeV	200 MeV
84-86 GeV	400 MeV
183 GeV	
72-77 GeV	500 MeV
77-87 GeV	200 MeV
87-92 GeV	500 MeV

Tableau 5.5: Le pas des densités de probabilité utilisé dans le canal semi-leptonique (τ) et aux deux énergies de fonctionnement du LEP.

tements de type tau ont nécessité l'utilisation de deux échantillons disponible générés à 81.25 (pour E_{LEP} = 172 GeV) et 79.25 (pour E_{LEP} = 183 GeV). Des différences ont été mesurées entre les ajustements effectués. A 172 GeV, l'écart est de 82 MeV et est de 65 MeV à 183 GeV. Ces chiffres sont inférieurs aux erreurs dues à la statistique Monte Carlo fournies dans la section suivante. On a indiqué, dans le cas des taus, les valeurs mesurées les plus proche des masses avec lesquelles ont été générées les simulations de référence afin d'être moins sensible à la statistique efficace (après pondération) du Monte Carlo.

Masse	M_W (GeV)	$-\Delta M$	$+\Delta M$
172 GeV			
e/μ	80.26	-0.39	+0.38
τ	80.85	-1.08	+1.42
183 GeV			
e/μ	80.320	-0.24	+0.21
τ	79.716	-0.75	+0.79

Tableau 5.6: Résultats sur les deux masses ajustées à 172 et 183 GeV avec les erreurs d'ajustement.

5.2 Les erreurs systématiques et théoriques liées à la mesure

5.2.1 Erreurs dues à la présélection

Le canal Hadronique

La présélection hadronique n'est pas une étape indispensable de la sélection, mais elle permet bien souvent de rejeter rapidement des événements pour lesquels les variables utilisées lors de la sélection elle-même ne peuvent pas être évaluées. Le meilleur exemple est donné par le paramètre Y_{34}, qui n'a aucun sens lors d'une désintégration leptonique d'un boson vecteur Z où seules deux traces sont produites. L'effet de la présélection sur le signal lui-même est faible et on constate en étudiant les simulations que les événements à désintégration hadronique d'une paire de bosons W éliminés par la présélection n'apporteraient rien à la mesure. La raison de l'élimination est souvent la superposition de jets, ou la perte d'un jet dans le tube à vide : pour ces événements, l'information sur la masse du boson W est perdue.

Peu d'événements de type signal sont concernés par la présélection ; à 183 GeV les simulations

échantillon	efficacité	taille
$4f - M_W = 7925$	0.9549 ± 0.0015	20k
$4f - M_W = 7975$	0.9521 ± 0.0015	20k
$4f - M_W = 8000$	0.9554 ± 0.0015	20k
$4f - M_W = 8025$	0.9532 ± 0.0015	20k
$4f - M_W = 8050$	0.9576 ± 0.0014	20k
$4f - M_W = 8075$	0.9552 ± 0.0015	20k
$4f - M_W = 8125$	0.9562 ± 0.0014	20k
$CC03 - M_W = 7925$	0.9672 ± 0.0008	50k
$CC03 - M_W = 8025$	0.9656 ± 0.0008	50k
$CC03 - M_W = 8125$	0.9687 ± 0.0008	50k
QQ échantillon 1	0.0115 ± 0.0005	50k
QQ échantillon 2	0.0121 ± 0.0005	50k
ZZ échantillon 1	0.0791 ± 0.0027	10k
ZZ échantillon 2	0.0822 ± 0.0027	10k

Tableau 5.7: Efficacité de la présélection sur différents échantillons signal et bruit de fond à 183 GeV.

montrent qu'ils sont 3 à 4% à être rejetés ; au contraire seul 1% du bruit de fond $q\bar{q}$ ne sera pas supprimé et 8% des événements ZZ. Le tableau 5.7 résume les résultats obtenus sur différents échantillons du signal et de bruits de fond et montre la stabilité de l'algorithme de présélection

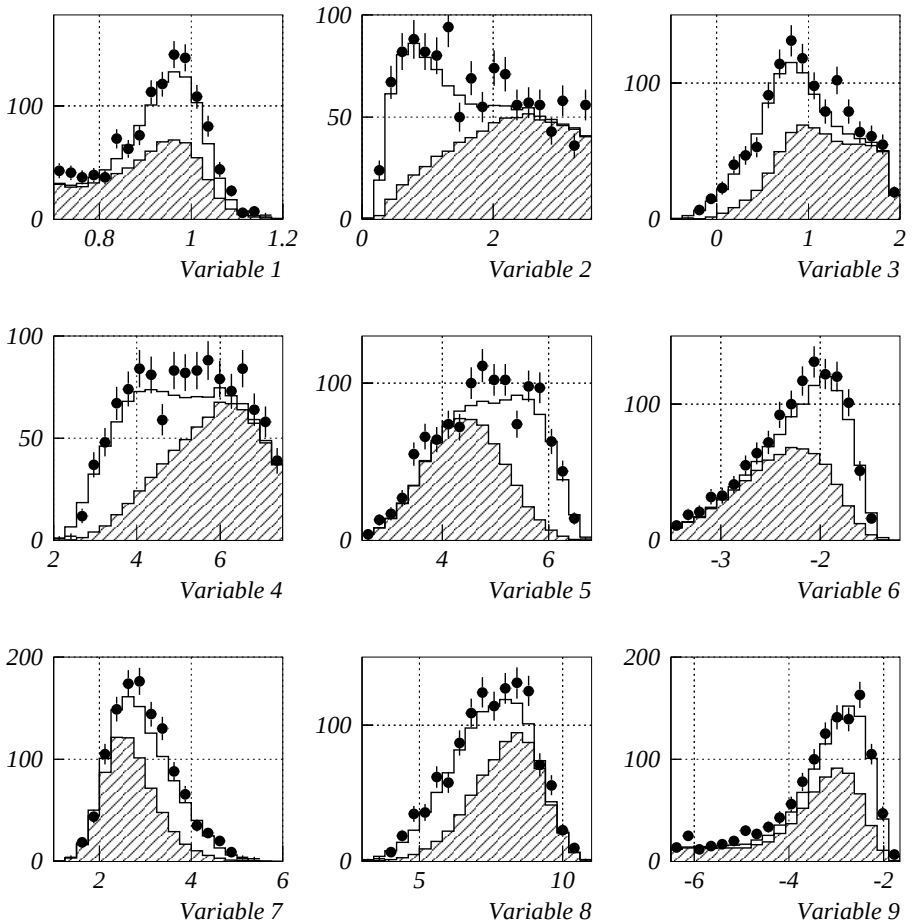

Figure 5.4: Les distributions des neuf variables utilisées lors de la sélection, après présélection des événements. Les points représentent les données, les histogrammes indiquant les simulations du signal (blanc) et des différents bruits de fond (hachures).

avec la masse du boson W. Il n'est pas possible de déterminer une évolution simple en fonction de la masse du W. On remarque une différence cette fois notable (de l'ordre de 1%) entre les simulations de type 4f et CC03. Celle-ci peut être interprété par le surplus d'événements produits par les générations 4f pour lesquels des diagrammes supplémentaires sont inclus. La présélection est plus efficace pour les Monte Carlo CC03, puisqu'une partie des simulations 4f n'ont pas la

topologie d'une double désintégration hadronique de bosons W.

Variables	183 GeV		172 GeV	
	Monte Carlo	Données	Monte Carlo	Données
variable 1	0.92579	0.926273	0.922659	0.916996
variable 2	1.72938	1.73715	1.83111	1.81217
variable 3	0.961307	0.982992	1.04366	1.05482
variable 4	5.11344	5.15952	5.2518	5.27347
variable 5	4.85871	4.81995	4.65402	4.62456
variable 6	-2.23276	-2.2518	-2.25423	-2.24184
variable 7	2.93558	2.97329	2.82055	2.79763
variable 8	7.48079	7.49716	7.72085	7.80162
variable 9	-3.29	-3.34973	-3.36729	-3.32079

Tableau 5.8: Valeurs moyennes des variables de la présélection dans les données et les simulations pour les deux énergies.

L'effet de la présélection a été testé sous deux aspects différents, présentés ci-dessous :

- Dans une première étude les distributions de toutes les variables ont été décalées de 5% dans l'échantillon Monte Carlo mesuré, ces écarts étant plus grands que ceux réellement observés. Les 11 variables utilisées dans la présélection ont ainsi été testées. A 172 GeV, l'écart le plus important entre la masse mesurée avant correction et après correction est dû à l'énergie visible produisant une différence $\Delta M = 15 MeV$. A 183 GeV, la masse reconstruite est plus sensible aux éléments de matrice WW conduisant à un écart $\Delta M = 10 MeV$.

- Une seconde estimation est effectuée en calculant la moyenne des variables utilisées pour les données et les simulations (voir tableau 5.8 et la figure 5.4). Des corrections égales aux différences $< V^{données} > - < V^{mc} >$ sont ensuite appliquées pour corriger simultanément toutes les variables de l'échantillon Monte Carlo dont on extrait une nouvelle masse du boson W. La différence des masses avant et après correction est de $\Delta M = 17 MeV$ à 172 GeV et $\Delta M = 6 MeV$ à 183 GeV.

La plus grande des différences observées est utilisée comme erreur systématique due à la présélection du canal hadronique, c'est à dire 17 MeV et 10 MeV respectivement à 172 et 183 GeV. Ces chiffres sont certainement surestimés, surtout à 172 GeV, où les fluctuations statistiques sont importantes. Il semble néanmoins logique qu'à basse énergie, la masse reconstruite

soit plus sensible à l'énergie totale de l'événement. En effet, la masse du boson W est très proche de la limite cinématique fixée par l'énergie dans le centre de masse à 172 GeV.

Le canal semi-leptonique

L'étude des erreurs systématiques pour la présélection semi-leptonique a été réalisée en modifiant les valeurs des coupures. On teste ainsi la stabilité de la méthode, la variation appliquée étant de $\pm 5\%$. Plus précisément, les modifications apportées sont les suivantes :

- La coupure bi-dimensionnelle dans le plan $(|\not\vec{P}, \not E|)$, a été testée par une variation de $\pm 5\%$ du paramètre initialement à 35. dans l'équation 3.12.
- Les coupures appliquées à $|\not P_z|$ (équations 3.13, 3.14), ont été modifiées comme suit :

$$\max(35, 115 - \sqrt{\not E^2 - \not P_t^2})GeV \rightarrow \max(35 \pm 5\%, 115 \pm 5\% - \sqrt{\not E^2 - \not P_t^2})GeV \quad (5.15)$$

$$\max(40, 130 - \sqrt{\not E^2 - \not P_t^2})GeV \rightarrow \max(40 \pm 5\%, 130 \pm 5\% - \sqrt{\not E^2 - \not P_t^2})GeV \quad (5.16)$$

Les résultats obtenus après modification de la présélection sont indiqués dans le tableau 5.9.

coupure	Electrons/muons		Taus	
	-5%	+ 5%	-5%	+ 5%
$(\|\not\vec{P}, \not E\|)$ (172 GeV)	+0.013	-0.022	+0.017	-0.021
$(\|\not\vec{P}, \not E\|)$ (183 GeV)	+0.014	+0.019	+0.015	-0.002
$\|\not P_z\|$ (172 GeV)	+0.011	-0.010	+0.003	-0.020
$\|\not P_z\|$ (183 GeV)	-0.007	-0.013	+0.012	-0.018

Tableau 5.9: Les effets des variations de $\pm 5\%$ sur les coupures de la présélection semi-leptonique à 172 et 183 GeV.

L'effet de ces variations est bien plus important sur l'efficacité de sélection (variant parfois de plus 2%) que sur la masse du boson W qui reste très stable. Il n'est pas possible de remarquer une tendance dans la variation de la masse en fonction des modifications apportées aux coupures. En fait, la contribution des événements retirés ou ajoutés en fonction des coupures est assez homogène pour la reconstruction de la masse. Les plus grands écarts par rapport à la valeur nominale de la masse sont utilisés et conduisent aux erreurs systématiques suivantes :

Energie	$\Delta M(e/\mu)$ MeV	$\Delta M(\tau)$ MeV
172 GeV	22	21
183 GeV	19	18

5.2.2 Erreurs dues à la sélection

Dans les deux canaux, hadronique et semi-leptonique, les corrélations des erreurs systématiques dues à la présélection et à la sélection ont été négligées.

Le canal hadronique

La sélection hadronique utilise des distributions tridimensionnelles $F_j^{signal}(\vec{x_j})$ et $F_j^{bdf}(\vec{x_j})$, où j représente chacune de ces distributions (on rappelle qu'il en existe trois pour le signal et trois pour le bruit de fond, la sélection hadronique est décrite en détail dans le chapitre 3). Il est nécessaire de vérifier la qualité de l'accord données Monte Carlo pour les variables qui entrent dans ces distributions.

Les distributions des simulations ont été pondérées et ajustées aux distributions des données grâce à des histogrammes de correction (voir figure 5.5). Ces histogrammes ont été obtenus en calculant le rapport du nombre d'événements dans les données par le nombre d'événements simulés dans 20 intervalles identiques couvrant la définition de chaque variable après présélection (voir figure 5.4). Ces corrections restent faibles et peuvent être expliquées par des fluctuations statistiques dans chacun des intervalles des distributions, notamment à 172 GeV. Elles sont appliquées à l'échantillon Monte Carlo d'origine; l'écart entre les deux masses estimées, avant et après correction est l'erreur systématique due à la forme des variables utilisées dans la sélection hadronique.

Précisons néanmoins que la simple correction des neuf variables nécessite une normalisation différente des distributions de probabilité utilisées dans l'algorithme. Les distributions corrigées ont donc été intégrées et normalisées à nouveau à l'unité. Il n'a toutefois pas été possible de recalculer les fonctions à trois dimensions, le lot de données étant bien trop faible pour effectuer ce type d'ajustement multi-dimensionnel; la correction appliquée est la moyenne des trois corrections sur les trois variables correspondant à la distribution j. La valeur corrigée de la fonction au point $\vec{x_j}$ pour la distribution à trois dimensions j est donnée par

$$\tilde{F}_j^{signal}(\vec{x_j}) = \frac{1}{3} \times \left(\sum_{V=1}^{3} \frac{D_V(i(x_V))}{MC_V(i(x_V))} \right) \times N_j \times F_j^{signal}(\vec{x}_j) \qquad (5.17)$$

pour le signal, la somme étant effectuée sur les trois variables V de la distribution j, $\vec{x}$ étant le point dans l'espace des neuf variables, et N_j le facteur de normalisation de la distribution de

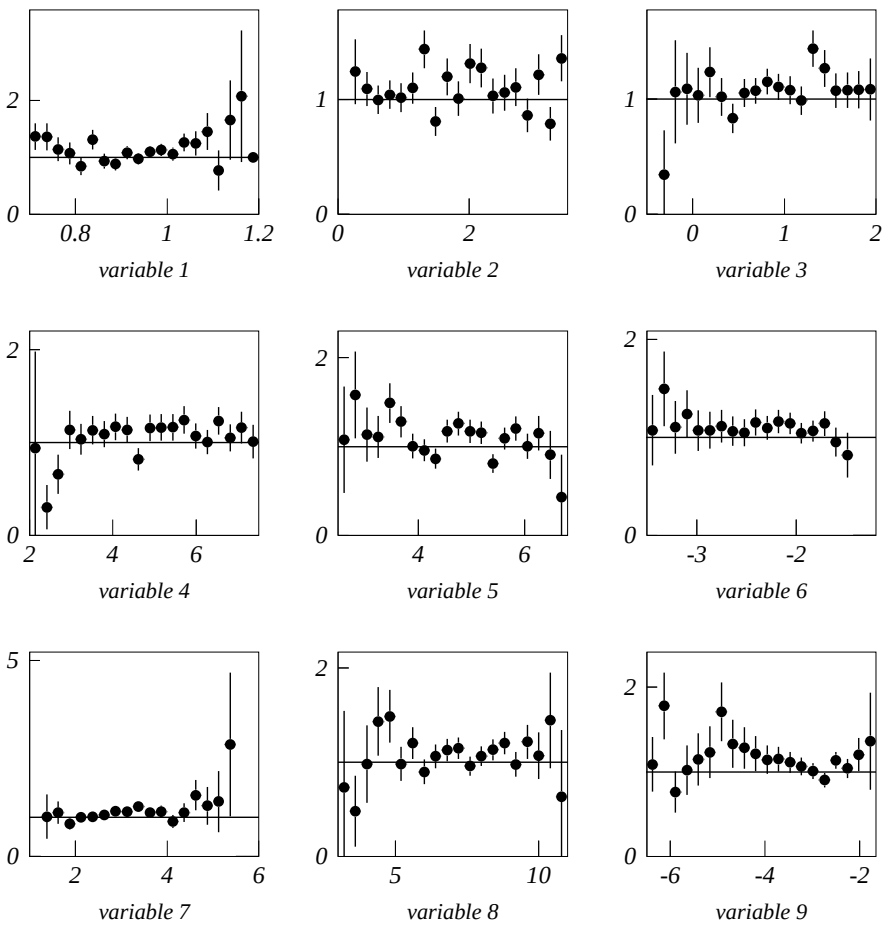

Figure 5.5: Les neuf histogrammes utilisés pour corriger les distributions des variables de la sélection à 183 GeV.

probabilité.

Les résultats apportés par cette méthode aux deux énergies sont

masse	$\Delta M = M^{orig} - M^{corr}$ (MeV)	
	172 GeV	183 GeV
M1	+ 20	+15
M2	+ 18	+12

On prendra une erreur systématique de 19 MeV à 172 GeV et 14 MeV à 183 GeV.

Le canal semi-leptonique

Les erreurs systématiques dues à la sélection semi-leptonique ont plusieurs origines. L'une provient des calorimètres dont la calibration peut engendrer certaines erreurs de reconstruction. Ces erreurs de calibration seront étudiées séparément, dans la section suivante.

On a étudié la stabilité de la sélection en faisant varier les paramètres utilisés dans des intervalles de largeur égale aux différences observées entre les données et les simulations. Pour estimer ces désaccords, on a évalué les moyennes des variables après présélection dans les deux lots de données et de simulations et comme dans le cas de la présélection hadronique, les paramètres physiques V des événements simulés ont été corrigés afin de correspondre exactement aux données, en moyenne

$$V^{mc} \rightarrow V^{mc\prime} = V^{mc} + (< V^{D} > - < V^{mc} >) \tag{5.18}$$

L'accord données simulations est illustré pour la majeure partie des variables utilisées sur les figures 3.17 pour les électrons, 3.16 pour les muons et 5.6 pour les taus. La forme des variables simulées est bien reproduite par les données. La procédure choisie repose sur cette hypothèse. Les valeurs moyennes $< V^{D} >$ et $< V^{mc} >$ observées sont données dans le tableau 5.10.
Le manque de statistique empêche encore d'utiliser une méthode plus évoluée, surtout pour la sélection des taus. La procédure de correction des variables a été appliquée sur tous les paramètres simultanément, et produit les résultats suivants :

Energie	$\Delta M(e/\mu)$ MeV	$\Delta M(\tau)$ MeV
172 GeV	25	51
183 GeV	29	37

Les erreurs systématiques sont en général plus élevées pour la sélection à 172 GeV. Les données étant beaucoup plus rares à cette énergie, ces estimations sont très sensibles aux fluctuations statistiques.

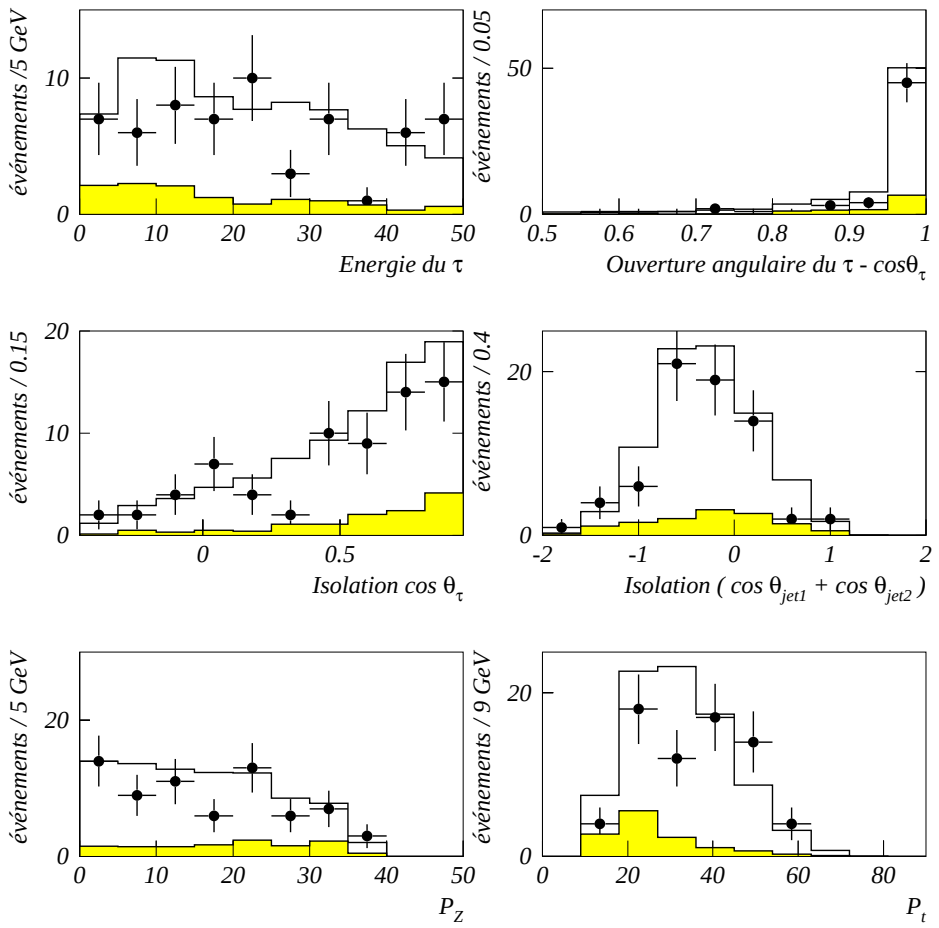

Figure 5.6: Distributions de certaines variables spécifiques à la sélection des événements $WW \to q\bar{q}\tau\nu$ à 183 GeV. Les points représentent les données et les histogrammes les simulations du signal (blanc) et des bruits de fond (grisé).

5.2.3 Calibration des calorimètres

Les calorimètres mesurent des dépôts d'énergie produits par les particules les traversant. La simulation de leur réponse est délicate et nécessite une calibration fine du Monte Carlo. Des différences subsistent. Deux contributions interviennent dans cette calibration.

	$183 GeV$	
Variable	MC	Données
Energie Muon	45.86	44.82
Isolation /traces	0.575	0.566
Isolation /jets	0.341	0.33
$M_{inv}(e,\mu)$	74.93	74.07
Energie Electron	48.50	49.13
R2	2.874	1.442
E41	5.671	5.375
Arbre HARBOR	1.5875	1.63
Isolation /traces	0.68	0.70
Isolation /jets	0.34	0.38
$\cos(\vec{P},\vec{L})$	-0.57	-0.54
Energie Tau	24.97	26.43
$E_{visible}$	113	116.9
P_t	15.54	16.42
P_z	33.82	35.37
Isolation /jets	0.45	0.48
$M_{inv}(\tau)$	81.22	80.88

Tableau 5.10: Valeurs moyennes des variables utilisés lors de la sélection semi-leptonique pour les données et les simulations. Les valeurs reproduites ont été obtenues à 183 GeV.

- La première est relative et due à des variations de température, de pression, ou de composition des gaz utilisés dans les calorimètres. Cette contribution est indépendante des Monte Carlo, et est mesurée grâce aux données. Le HCAL est recalibré en étudiant sa réponse aux événements à désintégration d'un Z et est assurée à mieux que 2% [128]. La calibration du ECAL est quant à elle plus précise et conduit à une incertitude de 0.8 % dans les données [127] à laquelle on doit ajouter 0.3 % dû à l'inter-calibration entre modules du ECAL et conduisant à une erreur totale de $\pm 0.9\%$ pour le calorimètre électromagnétique. L'inter-calibration entre modules du HCAL est incluse dans les 2% cités.

- La seconde composante des erreurs systématiques dues aux calorimètres provient des désaccords données simulations; cette seconde contribution est absolue. La calibration est effectuée en modifiant les simulations afin qu'elles correspondent mieux aux données enregistrées.

A 183 GeV la statistique accumulée a permis une étude des divergences entre les données et les simulations et il a été possible de séparer les deux contributions. La seconde contribution, dite absolue, est prise en compte dans le cadre des corrections sur les jets. L'énergie des objets

	Δcalibration ECAL		Δcalibration HCAL	
	-0.9 %	+0.9 %	-2.0 %	+2.0 %
Canal hadronique				
$\Delta M1$ (MeV)	-22	+12	+16	-20
$\Delta M2$ (MeV)	-1	+25	+28	-23
Canal leptonique				
ΔM ($e\mu$) (MeV)	-21	-33	+38	+22
ΔM (τ) (MeV)	-18	-29	+41	+56

Tableau 5.11: Erreurs systématiques sur la calibration relative des calorimètres à 183 GeV.

reconstruits dans les deux calorimètres a été pondérée [129], avant toute analyse, par ces facteurs correctifs, et la masse à été à nouveau mesurée. Les plus grandes erreurs de mesures pour chacun des sous-détecteurs ont été sommées en quadrature, puisqu'elles sont indépendantes.
A 183 GeV, ces variations conduisent à des erreurs sur la masse de 29 MeV dans le canal hadronique et de 50 et 63 MeV pour les désintégrations e/μ et τ respectivement dans le canal semi-leptonique.
La seconde contribution dite absolue et provenant de l'écart entre les données et les simulations a été évaluée de manière beaucoup plus précise à 183 GeV qu'à 172 GeV, et une paramétrisation des erreurs a pu être intégrée directement dans les corrections sur l'ajustement. C'est donc dans le cadre des corrections sur les jets que les systématiques dues aux différences données simulations dans les calorimètres seront étudiées.

A 172 GeV, en raison de la faible statistique, les deux composantes de l'erreur systématique sur la calibration des détecteurs ont été ajoutées. La procédure choisie est motivée par les observations effectuées sur les événements de type $Z\gamma \rightarrow q\bar{q}$ à cette énergie et permettant d'estimer l'erreur totale de la calibration du HCAL et du ECAL à $\pm 4\%$ et $\pm 1.5\%$ respectivement [126].
Ces corrections ont été appliquées sur les événements Monte Carlo, à la fois pour le signal et les bruits de fond. Ces corrections sont très certainement surestimées mais le manque de données n'a pas permis de préciser ces divergences à 172 GeV. Le tableau 5.12 montre les résultats obtenus en appliquant les différentes corrections. Les erreurs systématiques calculées à 172 GeV sont donc de 67 MeV dans le canal hadronique et de 37 et 119 MeV pour les canaux semi-leptoniques avec désintégration $WW \rightarrow q\bar{q}e/\mu\nu$ et $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ respectivement.

La technique adoptée pour calculer les erreurs systématiques de calibration des calorimètre, basée sur la pondération des objets calorimétriques mesurés, n'est pas adaptée à l'étude de fortes erreurs. Lorsque l'on simule de fortes variations des énergies des objets reconstruits dans

	Δcalibration ECAL		Δcalibration HCAL	
	-1.5 %	+1.5 %	-4.0 %	+4.0 %
Canal hadronique				
$\Delta M1$ (MeV)	-42	+2	+16	-59
$\Delta M2$ (MeV)	-31	+15	+65	-53
Canal leptonique				
ΔM $(e\mu)$ (MeV)	-31	-32	+11	+19
ΔM (τ) (MeV)	-80	-33	+88	+35

Tableau 5.12: Erreurs systématiques sur les calibrations relative et absolue des calorimètres à 172 GeV.

les calorimètres, l'algorithme "Energy Flow" ne réagit pas de la même manière qu'avec les dépôts effectivement mesurées, et peut conduire à la création ou à la destruction d'objets calorimétriques [137]. Ceci n'est qu'un artefact de la méthode. A 172 GeV, les erreurs systématiques sont encore faibles comparées aux erreurs statistiques, et aucune alternative à la méthode de pondération n'est possible. Au contraire à 183 GeV, de faibles erreurs de calibration ont été étudiées par pondération, mais les erreurs dues aux différences entre les données et les simulations sont chiffrées par l'étude des corrections apportées aux jets.

5.2.4 Corrections sur les jets

Les corrections appliquées aux jets durant les ajustements 4C et 5C sont basées sur les différences dans les simulations entre les jets reconstruits et les quarks initiaux. Ces écarts permettent de calculer des erreurs paramétrisées en fonction de l'angle par rapport au faisceau et de l'énergie du jet reconstruit. Un jet reconstruit près du faisceau perd plus facilement une partie de ses traces, donc de son énergie, dans le tube à vide. Ce déséquilibre a également tendance à modifier sa direction et à l'éloigner de la direction du faisceau.

Ces corrections calculées sur les Monte Carlo introduisent des erreurs systématiques, en raison des désaccords entre les données et les simulations.

A 183 GeV, il a été possible de déterminer une paramétrisation [126] des divergences données simulations en fonction de l'angle des jets par rapport au faisceau. Pour cela, des événements $Z\gamma \rightarrow q\bar{q}$ se désintégrant en deux jets d'énergie égale à $M_Z/2$ sont mesurés dans les données et une correction $\delta^{données}(\theta)$ sur ces jets est calculée en fonction de l'angle par rapport

au faisceau. On estime ensuite cette même correction dans les Monte Carlo, $\delta^{mc}(\theta)$ et on modifie les corrections effectuées dans les ajustements $\Delta(E_{jet},\theta)$ (voir le chapitre 4.4.3) par

$$E_{jet} \overset{Ajustement}{\rightarrow} E_{jet} \times \Delta(E_{jet},\theta) \overset{Paramétrisation}{\rightarrow} E_{jet} \times \Delta(E_{jet},\theta) \times \frac{\delta^{données}(\theta)}{\delta^{mc}(\theta)} \qquad (5.19)$$

afin de réduire les écarts de mesure entre les données et les simulations. On note néanmoins que la paramétrisation ne dépend que de θ et non de l'énergie des jets, la calibration se faisant à partir de jets d'énergie constante et bien connue. La figure 5.7 montre la paramétrisation utilisées et les erreurs relatives et absolues sur les corrections. Ces erreurs sont estimées par un ajustement gaussien des corrections calculées dans chaque intervalle angulaire.

Malgré ces nouvelles corrections, les désaccords sont toujours sensibles et conduisent à une

	$\Delta\sigma$	
	-1	$+1$
Canal hadronique		
$\Delta M1$ (MeV)	-23	-5
$\Delta M2$ (MeV)	-17	-45
Canal leptonique		
ΔM $(e\mu)$ (MeV)	-24	-13
ΔM (τ) (MeV)	-35	-21

Tableau 5.13: Les erreurs systématiques à 183 GeV dues aux différences observées entre les données et les simulations dans les deux canaux d'intérêt pour la mesure.

mesure des erreurs systématiques, évaluées à une déviation standard des corrections appliquées [126]. Le tableau 5.14 indique les conséquences de ces variations de $\pm\sigma$ et conduit à 183 GeV à une erreur de 25 MeV pour le canal hadronique et respectivement 24 et 35 MeV pour les événements $WW \rightarrow q\bar{q}e\mu\nu$ et $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$. L'erreur produite est utilisée à la fois pour estimer les différences dues à la calibration des détecteurs avec les simulations et dues à la correction des jets puisque la paramétrisation employée ne permet pas de décorréler les deux effets.

Les erreurs sur les corrections appliquées aux jets sont très corrélées avec les erreurs de calibration données/simulation. La statistique accumulée à 172 GeV n'a pas permis de mesurer précisément ces différences et de les corriger. On a simplement essayé de les estimer, en les surestimant certainement. Ceci n'a que peu de conséquences pour la mesure, puisqu'à cette énergie les erreurs statistiques sont bien plus grandes que les erreurs systématiques.
Pourtant les études effectuées sur les événements où un boson Z est produit au pic ont montré que les corrections appliquées sur les jets et qui ont été calculées à partir des Monte Carlo sont

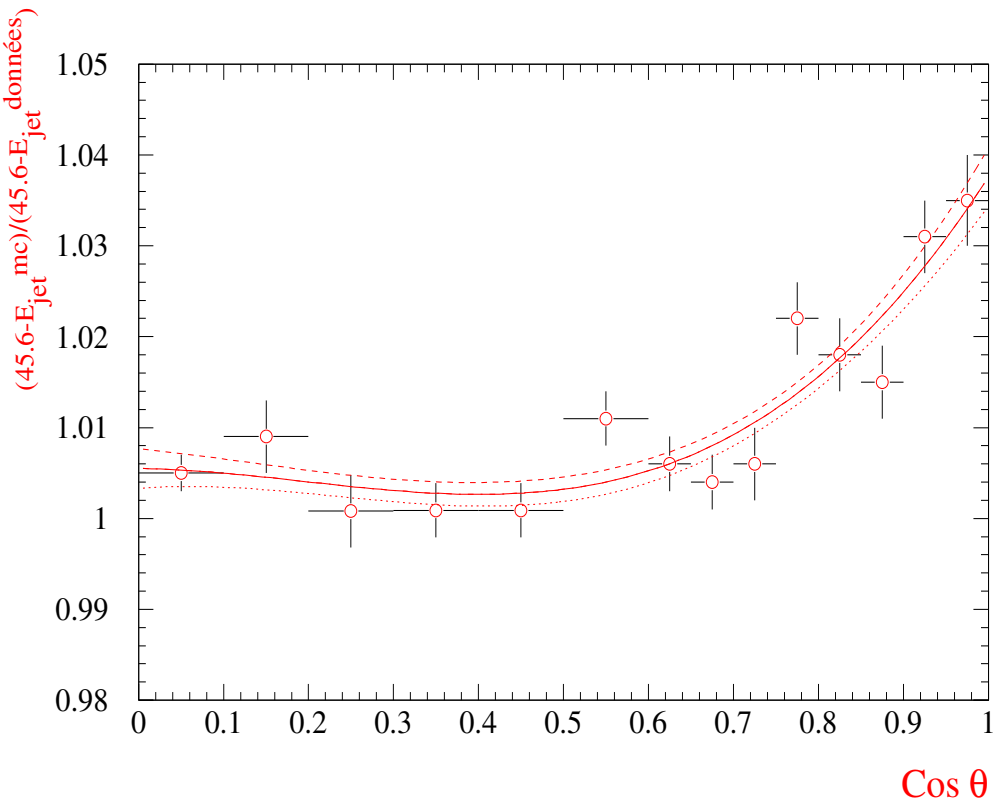

Figure 5.7: La paramétrisation permettant la calibration des données et des simulations à 183 GeV. Les erreurs sont calculées par un ajustement gaussien des distributions des corrections pour chaque intervalle angulaire.

en désaccord avec les données à un niveau inférieur à 30 % [126]. On a donc fait varier ces corrections en leur imposant un facteur de $\pm 30\%$, ce qui a conduit aux différences de masse données dans le tableau 5.14. A partir des plus grandes variations on a estimé les erreurs systématiques dues à la correction des jets dans les ajustements 4C et 5C utilisés à 172 GeV à 34 MeV dans le canal hadronique et 44/39 MeV pour le canal semi-leptonique $e\mu/\tau$.

5.2.5 Contamination

Les erreurs systématiques imputables au bruit de fond sont de deux types :

	$\Delta correction$	
	-30 %	+30 %
Canal hadronique		
$\Delta M1$ (MeV)	-36	-16
$\Delta M2$ (MeV)	-28	-51
Canal leptonique		
ΔM $(e\mu)$ (MeV)	-44	-34
ΔM (τ) (MeV)	-39	-28

Tableau 5.14: Les erreurs systématiques calculées à 172 GeV dans les canaux hadroniques et semi-leptoniques.

- Une première contribution est due à la forme de la distribution de masse du bruit de fond.
- Enfin la normalisation totale du bruit de fond peut ne pas être correctement reproduite par les Monte Carlo.

Ces deux contributions sont très corrélées et ont été étudiées en utilisant des événements enregistrés en 1994 au pic du Z. Une sélection basée sur les mêmes critères que ceux utilisés pour la sélection hadronique à 172 GeV et 183 GeV a été mise au point en rééchelonnant quelques coupures, notamment sur l'énergie totale des événements. Le détail de la sélection est le suivant [138]:

- Energie visible totale supérieure à 63.6 GeV.
- Impulsion manquante totale inférieure à 30 GeV.
- Au moins 21 traces chargées et 43 objets "Energy Flow".
- Quatre jets ou plus sont créés par la méthode Jade avec une coupure sur la variable $Y = 0.005$. L'événement est ensuite reconstruit en quatre jets par l'algorithme Durham.
- Au moins quatre objets "Energy Flow" et une trace chargée par jet.
- $\log(Y_{34}) \geq -6$.
- La somme des cosinus des six angles entre jets doit être inférieure à -1.

Les distributions de masse du bruit de fond sélectionné dans les simulations ont été corrigées par les écarts entre les données et les simulations QCD au pic du Z. Ces nouvelles distributions ont

permis de reconstruire de nouvelles masses par la méthode de pondération. Plusieurs tests ont été effectués, en intégrant toutes les coupures d'abord, puis en en supprimant une; 4 tests ont été réalisés en supprimant la coupure sur le nombre d'objets "Energy Flow", le nombre de traces chargées, le paramètre Y_{34} et l'ouverture angulaire des jets (voir figure 5.8). Les écarts entre les mesures avant et après corrections sont tous inférieurs à 30 MeV. Cette valeur est utilisée à 172 et 183 GeV pour le canal hadronique. Aucune erreur n'est donnée pour le canal semi-leptonique, la proportion de bruit de fond étant très faible. En modifiant la normalisation totale du bruit de fond de $\pm 5\%$, aucune variation significative de la masse n'est décelée quels que soient les canaux et les énergies. Les distributions 5.2 et 5.3 montrent la forme plate des bruits de fond dont une conséquence est la très faible sensibilité de la mesure par rapport à leur normalisation.

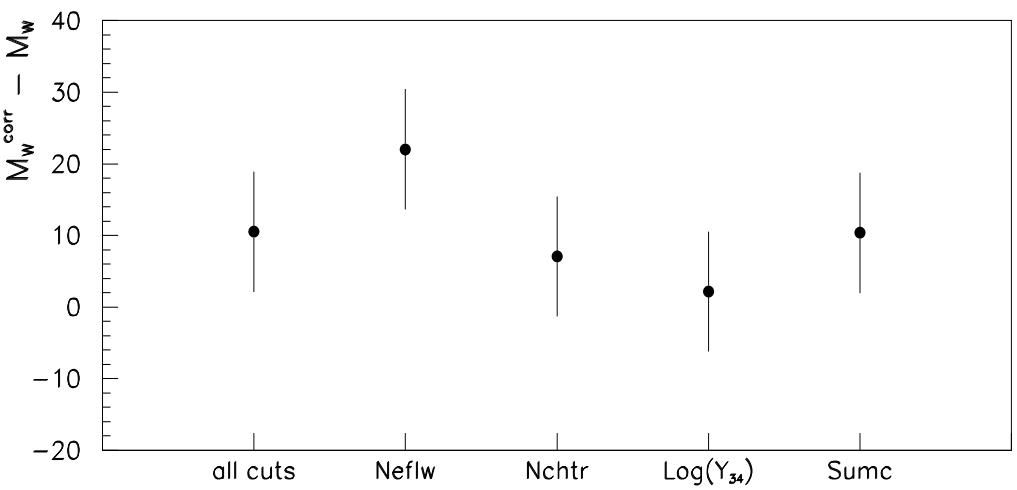

Figure 5.8: Les écarts (en MeV) entre la masse ajustée avant et après correction pour différents types de sélections des événements QCD des données 1994.

5.2.6 L'énergie du faisceau

Les erreurs sur l'énergie du faisceau ont été fournies par le "LEP Energy Working Group" (voir le chapitre 2 pour une description de la méthode de mesure de l'énergie du faisceau) et valent respectivement 30 MeV et 27 MeV pour les données des années 1996 (à 172 GeV) et 1997 (183 GeV) respectivement. Les ajustements contraignent la masse à varier linéairement avec l'énergie

du faisceau, on en déduit l'expression suivante de l'erreur :

$$\frac{\Delta M_W}{M_W} = \frac{\Delta E_b}{E_b} \tag{5.20}$$

où E_b est l'énergie du faisceau. On obtient une erreur systématique de 28 MeV à 172 GeV et 24 MeV à 183 GeV, quels que soient les canaux observés.

5.2.7 La statistique du Monte Carlo de référence

La taille de l'échantillon de référence utilisé pour déterminer la masse dans les différents canaux est de 100000 événements WW. Afin de mesurer la sensibilité de la mesure avec la taille de cet échantillon, différentes mesures de la masse ont été réalisées dans le canal hadronique avec 10, 20, 30 et 40 sous-lots provenant de la division de l'échantillon décrit dans le tableau 5.15.
Ces sous-échantillons ont permis d'effectuer 10, 20 30 et enfin 40 ajustements de M_W, à partir

type	taille
172 GeV	
WW	99995
QCD	278948
ZZ	29996
183 GeV	
WW	99998
QCD	227977
ZZ	2999

Tableau 5.15: Description de l'échantillon servant à déterminer les erreurs systématiques dues à la taille finie des simulations.

desquels les écarts types pour chacun des quatre tests ont été mesurés. Les valeurs obtenues sont approximatives puisque réalisées avec peu d'ajustements. On a néanmoins testé la variation de l'écart type en fonction du nombre d'échantillons, c'est-à-dire de leur taille (voir figure 5.9). Un ajustement avec la fonction

$$\Delta M_W \times \sqrt{N} \tag{5.21}$$

où N est le nombre d'échantillons, fournit un estimateur de l'erreur due à la taille du Monte Carlo. Les résultats à 183 et 172 GeV sont respectivement 36 et 33 MeV dans le canal hadronique. Les ajustements ne sont qu'approximatifs en raison du manque de points, et on utilisera dans la suite une erreur systématique arrondie à 40 MeV quelle que soit l'énergie, valeur en accord

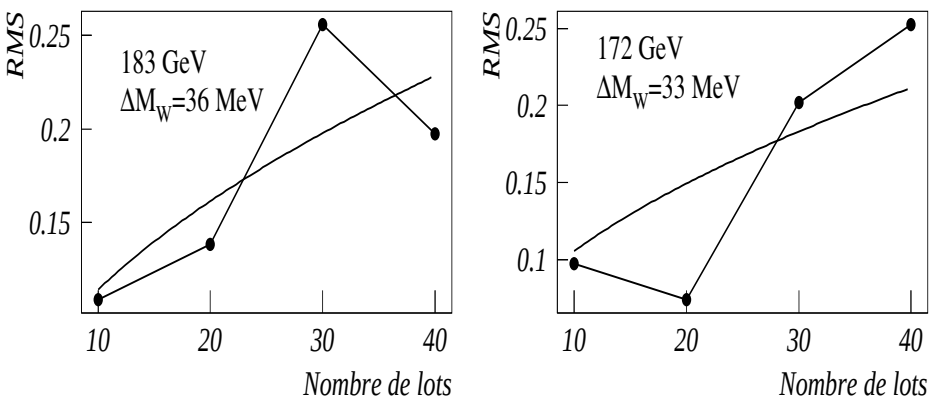

Figure 5.9: Ecarts types des ajustements hadroniques calculés en divisant un unique échantillon en 10, 20, 30 et 40 lots. La courbe montre le résultat de l'ajustement des points avec la fonction décrite dans le texte.

avec une autre étude [147]. Les résultats pour les autres canaux sont obtenus en multipliant par le rapport

$$\sqrt{\frac{\sigma^{hadron}\epsilon^{hadron}}{\sigma^{canal}\epsilon^{canal}}} \tag{5.22}$$

où σ est la section efficace et et ϵ est l'efficacité de sélection dans le canal considéré. Ainsi aux deux énergies de fonctionnement du LEP, les erreurs sont de 50 et 80 MeV pour les désintégrations semi-leptoniques $WW \to q\bar{q}e/\mu\nu$ et $WW \to q\bar{q}\tau\nu$ respectivement.

5.2.8 Indéterminations théoriques

Les paramètres de fragmentation

La radiation dure de gluons par les quarks initiaux et la simulation de la cascade partonique peuvent être générées par différentes méthodes. Les Monte Carlo utilisés dans le cadre de cette thèse pour produire la cascade partonique des événements du signal et des bruits de fond font

appel a JETSET. Cet algorithme utilise des paramètres qui ont été adaptés aux données accumulées pendant les 5 années de fonctionnement du LEP au pic du Z, et représentent relativement bien la désintégration hadronique d'un boson Z [131].

Différents lots de simulations ont été produits, utilisant des valeurs différentes des paramètres du modèle de cascade partonique (Σ_{LLA},M_{min},σ,B) jusqu'à un sigma de leur valeur nominale obtenue avec les événements au Z. La génération de ces lots, et principalement la simulation du détecteur, réclamant un temps de calcul important, une méthode rapide de simulation du détecteur (FASTSIM) a été utilisée [132].

Les résultats obtenus à 172 GeV sont de 10 MeV. Cette valeur est indépendante du canal et est utilisé également à 183 GeV, les caractéristiques de fragmentation des jets produits ne variant pas de 172 à 183 GeV

L'effet Bose-Einstein

L'effet Bose-Einstein décrit au chapitre 1 affecte la détermination de la masse dans le canal hadronique. Aucune méthode de calcul d'interférence entre les particules identiques, à la base du phénomène, n'est incluse dans les simulations.

En l'absence d'une telle méthode, la technique utilisée et décrite dans les articles [142], [143] permet de pondérer les événements en fonction de caractéristiques auxquelles est sensible l'effet Bose-Einstein. La technique est similaire, dans un premier temps, aux méthode de reconstruction des jets et conduit à la formation d'agrégats définis par un ensemble de pions de même charge et possédant tous un voisin appartenant à l'agrégat. La relation de voisinage entre i et j est donnée par le paramètre Q_{ij}[5]

$$Q_{ij} = \sqrt{-(p_i - p_j)^2} \leq 0.2 \tag{5.24}$$

A chaque agrégat est associé un poids dépendant de sa multiplicié n, de la somme des termes Q_{ij}^2 de chaque paire de traces, et de deux variables du modèle, p et R. Plus les agrégats sont

[5]La métrique utilisée par la définition est

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{5.23}$$

d'où la nécessité du signe "-" sous la racine.

compacts plus les poids sont différents de l'unité ce qui traduit de manière phénoménologique les interférences à courte distance. Le poids d'un événement est le produit des poids des groupes de traces normalisé par un terme λ^n. Les auteurs de cette méthode assurent par comparaisons avec les résultats obtenus par UA1 ([144]) et LEP1 ([145]) une précision sur la simulation du phénomène de l'ordre de 50%. Leurs résultats concernant la masse du boson W conduisent à une erreur de l'ordre de 40 MeV pour des énergies dans le centre de masse comprises entre 172 et 200 GeV [133].

Les erreurs sur la masse, obtenues après pondération par la méthode décrite des simulations générées par la collaboration ALEPH, indiquent des différences du même ordre [146]

Le phénomène est étudié directement par la collaboration ALEPH en comparant les résultats obtenus sur les événements hadroniques avec la somme de deux événements semi-leptoniques desquels les leptons ont été soustraits. Aucun effet n'a pu être discerné de manière précise avec les désintégrations de paires de W accumulées au cours des années 1996 et 1997. La figure 5.10 montre les résultats préliminaires ALEPH. L'effet est mis en évidence en comparant les données avec les simulations (sans effet Bose-Einstein) et en comparant un Monte Carlo (incluant l'effet Bose-Einstein avec la méthode décrite ci-dessus) et les mêmes simulations (sans effet Bose-Eintein). Le paramètre évalué pour tester le phénomène *entre les deux W* est,

$$R^{**}(Q) = \frac{\left(\frac{\pi^{++,--}_{q\bar{q}q\bar{q}} - 2\pi^{++,--}_{q\bar{q}l\nu}}{\pi^{+-,+-}_{q\bar{q}q\bar{q}} - 2\pi^{+-,+-}_{q\bar{q}l\nu}}\right)_{Données}}{\left(\frac{\pi^{++,--}_{q\bar{q}q\bar{q}} - 2\pi^{++,--}_{q\bar{q}l\nu}}{\pi^{+-,+-}_{q\bar{q}q\bar{q}} - 2\pi^{+-,+-}_{q\bar{q}l\nu}}\right)_{mc}} \tag{5.25}$$

où π désigne le nombre de paires de pions identifiées. On chiffre la différence du nombre de paires de pions identiques (symbolisés par $++, --$) avec le nombre de paires opposées $(+-, +-$, et donc ne participant pas à l'effet) en fonction de Q_{ij} et pour les deux canaux hadronique et semi-leptonique. On compare ensuite les données et les simulations. On modélise plus simplement cet effet par

$$R^{**}(Q) = 1 + \lambda e^{-\sigma^2 Q^2} \tag{5.26}$$

Les paramètres ajustés sont donnés sur la figure 5.10. Cette figure illustre les indéterminations présentes concernant l'effet Bose-Einstein. Les mesures sont tout à fait compatibles avec un rapport $R^{**} \sim 1$, signe d'un effet négligeable. Les erreurs sont encore très importantes. On a pris une erreur systématique de 40 MeV compatible à la fois avec les résultats des études sur les simulations et avec les premiers résultats enregistrés sur les données.

Précisons enfin qu'une seconde méthode de simulation de l'effet consiste à modifier légèrement l'ouverture angulaire (et donc les impulsions) de toutes les paires de pions de même charge. En fin de procédure la conservation de l'énergie-impulsion est rétablie par pondération de l'événement dans son ensemble. Cette méthode rude d'intégration semble (bien qu'engendrant

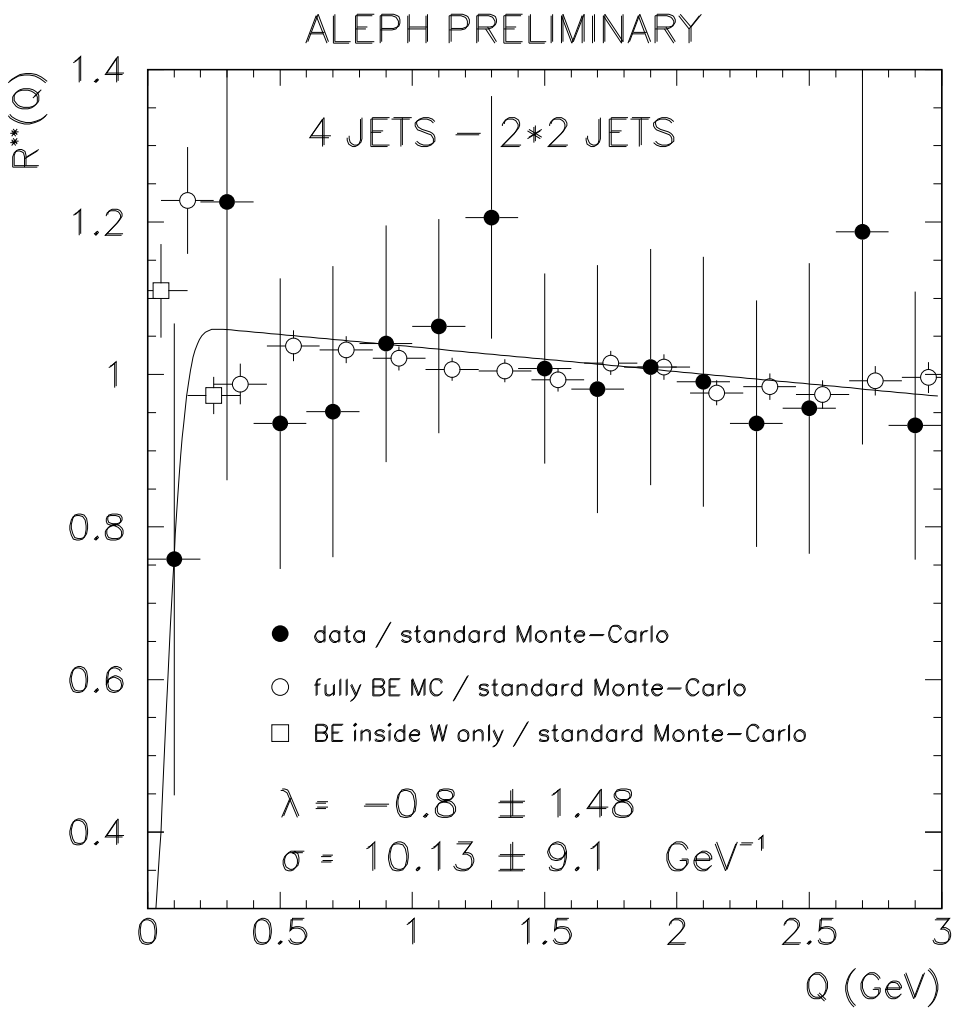

Figure 5.10: Résultats préliminaires ALEPH concernant l'effet Bose-Einstein.

des effets de corrélation à longue distance) être en bon accord avec les résultats expérimentaux ([133],[139],[140]). Nous ne disposons pas de ce type de simulations pour les événements WW sur ALEPH, aussi utilisons-nous la méthode de pondération des événements hadroniques intégrée dans les codes ALEPH par S. Jadach.

La recombinaison des couleurs

Une seconde indétermination théorique spécifique au canal hadronique est due à la recombinaison des couleurs, faisant interagir des quarks provenant de bosons W différents (voir chapitre 1). Pour étudier l'effet, deux échantillons de simulations EXCALIBUR [135], l'un comportant un modèle de recombinaison des couleurs et l'autre dépourvu de tout phénomène de ce type ont subi l'analyse de reconstruction de la masse du boson W à 172 GeV.
Les deux échantillons sont très corrélés puisque les quatre quarks initiaux produits au cours de la simulation sont identiques dans les deux lots. La différence provient du modèle utilisé pour définir l'évolution de ces quarks; dans le premier Monte Carlo qui servira de Monte Carlo de référence, l'évolution se fait sans implémentation de recombinaison de couleur. Au contraire, le second échantillon pour lequel la masse reconstruite est ajustée intègre le modèle décrit dans [134]. On trouve un écart de 25 MeV entre la masse reconstruite et la masse générée, l'erreur due à la statistique du Monte Carlo s'élevant à 40 MeV. Ces résultats sont donc relativement imprécis en raison de la taille des échantillons de simulations utilisés ici, et aussi parce qu'ils sont basés sur un modèle particulier: il existe d'autres modèles d'hadronisation prévoyant des résultats plus divergents; ces modèles ne rendent pas correctement compte d'autres caractéristiques de l'hadronisation [141](les auteurs de cette référence précisent en particulier une divergence entre leur prédiction de la multiplicité et les observations actuelles de l'ordre de 20 %). En raison des erreurs sur le test précédent, nous prenons une erreur de 50 MeV pour les deux énergies, cette erreur n'intervenant que dans le canal hadronique.

Radiation dans l'état initial

Les radiations dans l'état initial sont simulées dans KORALW jusqu'à l'ordre 2 dans l'approximation du logarithme dominant $\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$. S. Jadach et K. Zalewski [133] ont estimé l'erreur due au troisième ordre à 15 MeV. C'est l'erreur que l'on prendra pour les trois canaux et aux deux énergies du LEP.

Pondération CC03

Une dernière erreur systématique provient de l'utilisation des éléments de matrice calculés à partir des diagrammes CC03 pour pondérer l'échantillon Monte Carlo de référence. Les éléments de matrice, dits "4F" et intégrant l'ensemble des diagrammes conduisant à la production de quatre fermions peuvent permettre de déterminer les poids de la pondération au prix de calculs près de 100 fois plus longs. Les différences restent suffisamment négligeable pour se passer de ce type de complication. L'erreur systématique utilisée dans le cadre de cette mesure est de 3 MeV [147], ce qui reste marginal comparé aux autres erreurs.

5.2.9 Résumé

On donne dans le tableau 5.16 la liste des erreurs déterminées dans cette partie.

Systématiques	172 GeV			183 GeV		
(MeV)	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}e/\mu\nu$	$q\bar{q}\tau\nu$	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}e/\mu\nu$	$q\bar{q}\tau\nu$
Présélection	17	22	21	10	19	18
Sélection	19	25	51	14	29	37
Calibration du détecteur	67	37	119	29	50	63
Correction des jets	34	44	39	25	24	35
ISR	15	15	15	15	15	15
Fragmentation	10	10	10	10	10	10
Energie faisceau	28	28	28	27	27	27
Diagrammes CC03	3	3	3	3	3	3
Contamination	30	0	0	30	0	0
Statistique Monte Carlo	40	50	80	40	50	80
Recombinaison de couleur	50	0	0	50	0	0
Effet Bose-Einstein	40	0	0	40	0	0
Total (MeV)	118	90	162	97	89	120

Tableau 5.16: Les erreurs systématiques dans tous les modes de désintégration utiles à la mesure de la masse du boson W par reconstruction directe et aux deux énergie du LEP au cours des années 1996 et 1997.

Elles sont combinées dans la section suivante avec les corrélations entre énergies et entre canaux correspondantes.

5.3 Résultat de la mesure de M_W

La combinaison des erreurs dans les trois modes de désintégration d'une paire de bosons W et les valeurs mesurées pour les deux énergies du LEP sont :

E_{LEP} = 170, 172 GeV :

$M_W^{q\bar{q}q\bar{q}} = 80.80 \pm 0.48$ (stat) ± 0.12 (syst) GeV/c^2

$M_W^{q\bar{q}e/\mu\nu} = 80.29 \pm 0.51$ (stat) ± 0.09 (syst) GeV/c^2

$M_W^{q\bar{q}\tau\nu} = 80.88 \pm 1.04$ (stat) ± 0.16 (syst) GeV/c^2

E_{LEP} = 181, 182, 183, 184 GeV :

$M_W^{q\bar{q}q\bar{q}} = 80.59 \pm 0.21$ (stat) ± 0.10 (syst) GeV/c^2

$M_W^{q\bar{q}e/\mu\nu} = 80.35 \pm 0.18$ (stat) ± 0.09 (syst) GeV/c^2

$M_W^{q\bar{q}\tau\nu} = 79.74 \pm 0.42$ (stat) ± 0.12 (syst) GeV/c^2

Les résultats rendus publics par la collaboration ALEPH [154], $M_W = 80.38 \pm 0.15$ (172 et 183 GeV), ont été déterminés grâce à certaines des méthodes exposées dans cette thèse. L'échantillon des données est le même pour les deux analyses, mais les sélections et une partie de la reconstruction sont différentes. Afin de tester la cohérence des résultats, les listes d'événements sélectionnés ont été comparées et on a calculé l'erreur statistique correspondant à la différence entre les listes. La comparaison est donnée par le tableau 5.17 pour les trois canaux à 183 GeV. Les divergences indiquées ne tiennent compte que des différences de sélection des méthodes et sont donc surestimées. La prise en compte d'autres facteurs dans cette estimation (notamment la méthode d'appariement dans le cas du canal hadronique) conduirait à une réduction notable de ces divergences déjà acceptables et de l'ordre de 1σ au total.

Canal	Evénements communs	Corrélation	divergence
hadronique	396	87%	1.4 σ
$e/\mu\nu q\bar{q}$	201	78%	0.8 σ
$\tau\nu q\bar{q}$	42	57%	-0.5 σ

Tableau 5.17: Evaluation de l'écart entre les deux méthodes de mesure de la masse du boson W avec le détecteur ALEPH à 183 GeV. Cette estimation intègre uniquement les différences dues à la sélection.

Ces mesures sont toutes en accord entre-elles et avec celles déjà effectuées au LEP au seuil de production d'une paire de bosons W et par les détecteurs installés sur les collisionneurs $p\bar{p}$.

Pour combiner les six mesures il est nécessaire de prendre en compte les corrélations entre les erreurs systématiques, à la fois entre les modes de reconstruction, mais aussi entre les deux énergies. Pour l'essentiel ces mesures sont soit indépendantes soit complètement corrélées et on a fixé les coefficients de corrélation entre les mesures à 0 ou 1 à partir d'arguments concernant la méthode utilisée pour chacune d'elles :

- La présélection et la sélection dans les deux canaux hadronique et semi-leptonique sont très largement indépendantes; dans le premier canal, les variables utilisées sont des critères globaux et de topologie des jets, et dans le second il s'agit principalement d'identification de leptons isolés. Néanmoins pour ce second canal, on estime les sélections des modes électrons/muons et taus corrélées à 100% : les méthodes employées sont très similaires pour les deux énergies, et les corrélations entre les mesures effectuées au cours des deux années sont importantes.
- Les simulations, à 172 GeV comme à 183 GeV, ont été effectuées en utilisant les programmes KORALW, KORALZ et PYTHIA. Les erreurs inhérentes au Monte Carlo sont corrélées quel que soit le canal et l'énergie de la mesure. Ceci concerne les erreurs sur la radiation dans l'état initial, les paramètres de fragmentation qui n'ont pas été modifiés entre 1996 et 1997, la pondération CC03 et les corrections sur les jets qui ont été calculées par rapport au Monte Carlo.
- La calibration du détecteur est réalisée indépendamment à 172 GeV et 183 GeV et la corrélation est nulle entre les deux années. Cette calibration est identique quel que soit le canal et la corrélation est de 100% entre les différents modes de mesure.
- L'erreur sur l'énergie du faisceau est indépendante d'une année à l'autre, mais pas entre les différents types d'événements.
- La contamination étant estimée en fonction des mêmes types de simulations (PYTHIA) en 1996 et 1997, les erreurs estimées pour les deux années sont très corrélées.
- Les erreurs théoriques agissant sur le canal hadronique (recombinaison de couleur et effet de Bose-Einstein) ont un effet pour les deux énergies de la mesure, les erreurs citées ici ne sont donc pas indépendantes.
- Seule l'erreur due à la statistique du Monte Carlo est totalement décorrélée entre les énergies et les modes de désintégration. Les échantillons utilisés pour 172 GeV et 183 GeV sont bien sûr différents. De plus, les sélections sont suffisamment sévères pour garantir une séparation du lot de simulations entre les méthodes de mesure.

Systématique	172-183 GeV	$q\bar{q}q\bar{q} - e/\mu$	$q\bar{q}q\bar{q} - \tau$	$e/\mu - \tau$
Présélection	X			X
Sélection	X			X
Calibration du détecteur		X	X	X
Correction des jets	X	X	X	X
ISR	X	X	X	X
Fragmentation	X	X	X	X
Energie Faisceau		X	X	X
Diagrammes CC03	X	X	X	X
Contamination	X			
Statistique Monte Carlo				
Recombinaison de couleur	X			
Effet Bose-Einstein	X			

Tableau 5.18: les corrélations entre énergies et modes de désintégration utilisées pour combiner les erreurs systématiques. Une croix signifie une corrélation de 100%, dans le cas contraire la corrélation est nulle.

Le tableau 5.18 illustre ces différents points et les liens établis et utilisés pour combiner les erreurs.

Afin d'évaluer la masse du boson W par les six mesures combinées, la matrice d'erreur V(6×6) est construite à partir de la somme de 13 matrices du même type. La première est diagonale et paramétrise les erreurs statistiques des six mesures. Les erreurs systématiques sont intégrées dans 12 matrices (qui correspondent aux différentes systématiques) par des termes diagonaux et non diagonaux dus aux corrélations citées plus haut. La minimisation de la fonction

$$\chi^2 = (M_W - M_W^0)^T V^{-1} (M_W - M_W^0) \tag{5.27}$$

permet de déterminer la valeur centrale de la mesure. Au minimum, la valeur du χ^2 par degré de liberté est $\chi^2/ndf = 0.8$.
Les erreurs sont obtenues par variation de cette fonction d'une unité autour du minimum: les différences entre la valeur centrale et les valeurs obtenues après variation définissent l'erreur totale, évaluée à 0.14 GeV.
En supprimant certaines des matrices d'erreurs constituant V, on exprime les contributions dues à la statistique, à l'énergie du LEP, aux méthodes expérimentales et aux indéterminations théoriques composées de

- l'effet de recombinaison de couleur,

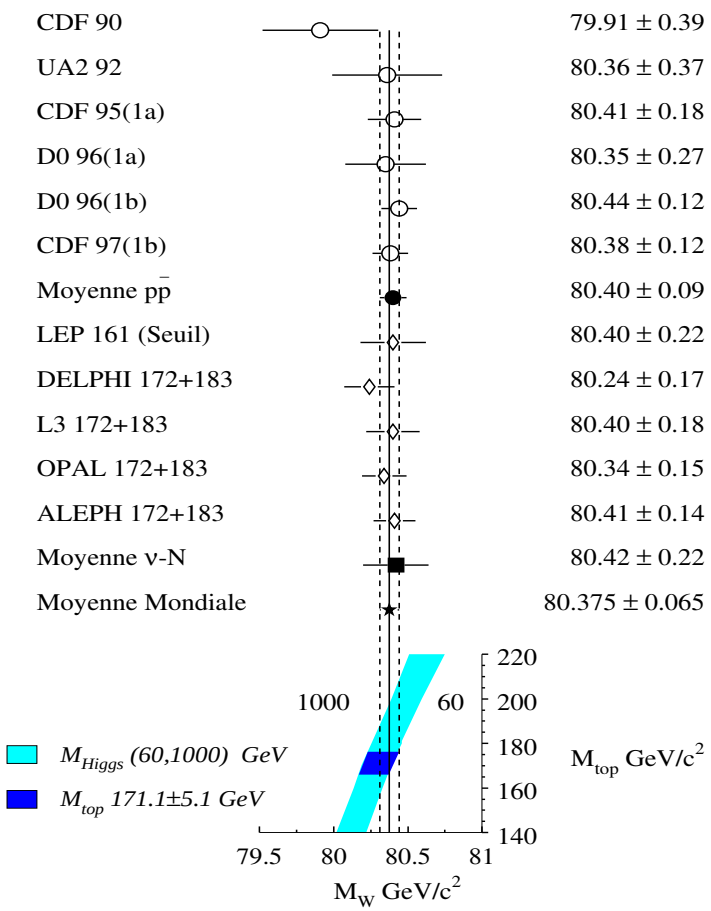

Figure 5.11: Les principales mesures de la masse du boson W avec leur erreur [154]. La mesure effectuée dans cette thèse est désignée par ALEPH 172+183. On montre en bas de la figure la relation entre la masse du boson W et celles du quark top et du boson de Higgs.

- l'effet de Bose-Einstein,
- les indéterminations sur la radiation dans l'état initial.

Le résultat final est :

$$M_W = 80.412 \pm 0.121\ (\text{stat.}) \pm 0.061\ (\text{Exp.}) \pm 0.030\ (\text{Th.}) \pm 0.024\ (\text{LEP})\ GeV/c^2$$

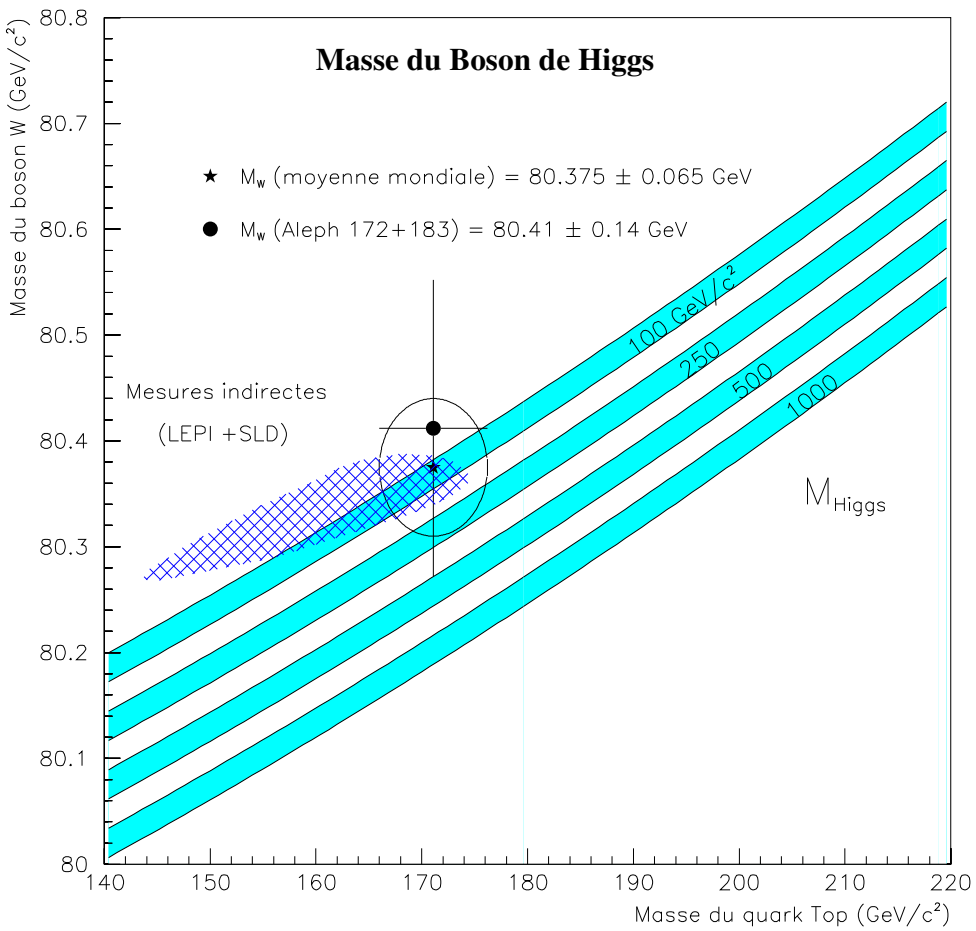

Figure 5.12: La masse du Higgs dans le plan (M_{top}, M_W). L'étoile indique la moyenne mondiale de la mesure directe de la masse du boson W et du quark top. L'erreur sur ces deux mesures est représentée par l'ellipse. Les mesures indirectes sont représentées par la zone hachurée.

La principale indétermination est due aux erreurs statistiques bien supérieures aux erreurs systématiques. Une luminosité intégrée 4 fois plus importante et dépassant 200 pb^{-1} est néces-

saire pour inverser les contributions. Ce sera très certainement le cas fin 1999.

Les résultats des trois expériences du LEP, Delphi, L3 et Opal ont été rendus publics mais sont encore préliminaires pour l'année 1997 [154]. Ils sont néanmoins indiqués sur la figure 5.11. La masse du boson W obtenue dans cette thèse est compatible avec les résultats obtenus par ces trois expériences à 172 GeV et 183 GeV et avec les mesures des collisionneurs $p\bar{p}$ (voir figure 5.11).

En combinant l'ensemble des résultats actuels sur M_W, c'est-à-dire les mesures des périodes de fonctionnement dites 1a et 1b sur D0 et CDF au Tevatron, les valeurs obtenues au seuil de production du boson W à 161 GeV [148], [149] et les mesures directes à 172 et 183 GeV GeV par les quatre expériences du LEP, Delphi [150], L3 [151] et Opal [152] et ALEPH, on obtient la moyenne mondiale de M_W :

$$M_W = 80.375 \pm 0.065\ GeV/c^2$$

Cette valeur privilégie une masse du boson de Higgs faible, comme l'illustre la figure 5.12 sur laquelle des bandes correspondant à plusieurs valeurs de la masse du Higgs ont été dessinées. Les estimations actuelles de la masse du top situent celle-ci à 171.1 GeV/c^2, avec une erreur égale à 5.1 GeV/c^2 [153]. La sensibilité de M_{higgs} avec M_W rend encore aléatoire toute estimation de M_{Higgs} avec cette seule mesure. Toutefois, une masse du Higgs supérieure à 250 GeV semble de plus en plus improbable, indépendamment des arguments théoriques. Les derniers ajustements électrofaibles qui utilisent l'ensemble des résultats actuels prédisent une valeur de M_{Higgs} égale à $74^{+84}_{-45}\ GeV/c^2$ [153]. Une partie de cet intervalle est exclue par les recherches du Higgs au LEP qui imposent une limite inférieure égale à $M_{Higgs} > 89.3 GeV/c^2$ (à 95% de niveau de confiance), et repousseront très certainement cette limite à $107 GeV/c^2$ à la fin de la période LEP II [155] si le Higgs n'est pas découvert. La diminution des erreurs de mesure de la masse du boson W permettra alors de contraindre encore davantage M_{Higgs}.

Conclusion

A partir de 1996 l'énergie du faisceau du collisionneur LEP a permis la production de paires de bosons W par interactions e^+e^-. Les données du détecteur ALEPH enregistrées en 1996 et en 1997 ont été utilisées pour déterminer la masse du boson W dans les deux canaux qui permettent cette mesure :

- le canal hadronique où les deux bosons W se désintègrent en un quark et un anti-quark,
- le canal semi-leptonique, l'un des bosons W produisant une paire de leptons et l'autre une paire quark anti-quark. Le mode $WW \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ très spécifique est découplé des deux autres modes semi-leptoniques à production d'électron ou de muon.

L'étude de ces deux canaux a nécessité la mise au point de sélections basées sur des distributions multi-dimensionnelles attendues pour le signal et les bruits de fond dans le cas hadronique et sur l'identification précise des leptons pour le canal semi-leptonique. A l'exception du mode de désintégration d'un des W en tau, plus délicat à séparer du bruit de fond, les autres canaux sont sélectionnés avec une efficacité et une pureté égales ou supérieures à 80% aux deux énergies de fonctionnement du LEP, 172 et 183 GeV. Les méthodes de reconstruction des jets ont été étudiées en détail et ont conduit au développement d'un nouveau schéma de reconstruction dit "PE" basé sur l'algorithme DURHAM et combinant les avantages du schéma "P" et de l'invariance par boost relativiste du schéma "E". Les erreurs statistiques pour les ajustements à 1, 2, 4, 5 contraintes et par rééchelonnement ont été calculées et ont conduit à l'utilisation de la méthode à 2 contraintes avec égalité stricte des deux masses dans le canal semi-leptonique et à l'utilisation de la méthode de rééchelonnement dans le mode hadronique. Enfin la masse du boson W est obtenue par un ajustement des distributions des masses reconstruites utilisant la pondération d'un échantillon de simulations par les éléments de matrice des processus dits "CC03".

Par l'analyse des données de 1996 à 170.3 et 172.3 GeV qui correspondent à une luminosité intégrée $\int \mathcal{L}dt = 10.65 pb^{-1}$, on obtient les valeurs de la masse du boson W

$$\begin{aligned} M_W^{q\bar{q}q\bar{q}} &= 80.80 \pm 0.48(stat.) \pm 0.12(syst.) GeV/c^2 \\ M_W^{q\bar{q}e/\mu\nu} &= 80.29 \pm 0.51(stat.) \pm 0.09(syst.) GeV/c^2 \\ M_W^{q\bar{q}\tau\nu} &= 80.88 \pm 1.04(stat.) \pm 0.16(syst.) GeV/c^2 \end{aligned}$$

les données de 1997, enregistrées à 180.9, 181.7, 182.7 et 183.8 GeV et totalisant une luminosité intégrée $\int \mathcal{L}dt = 57.01 pb^{-1}$ ont permis de préciser davantage la mesure dans les trois modes

$$\begin{aligned} M_W^{q\bar{q}q\bar{q}} &= 80.59 \pm 0.21(stat.) \pm 0.10(syst.) GeV/c^2 \\ M_W^{q\bar{q}e/\mu\nu} &= 80.35 \pm 0.18(stat.) \pm 0.09(syst.) GeV/c^2 \\ M_W^{q\bar{q}\tau\nu} &= 79.74 \pm 0.42(stat.) \pm 0.12(syst.) GeV/c^2 \end{aligned}$$

Ces résultats ont été combinés en intégrant les corrélations des erreurs pour les différents canaux et entre les différentes périodes de fonctionnement du LEP. La mesure de la masse du boson W pour les données ALEPH des années 1996 et 1997 est

$$M_W = 80.412 \pm 0.121 \text{ (stat.)} \pm 0.061 \text{ (Exp.)} \pm 0.030 \text{ (Th.)} \pm 0.024 \text{ (LEP) } GeV/c^2$$

où les erreurs théoriques sont associées aux effets de corrélation de Bose-Einstein, de recombinaison de couleur et de radiation dans l'état initial.

Ce résultat est compatible avec les précédentes mesures directes et indirectes réalisées avec les collisionneurs $p\bar{p}$ et au seuil de production (à LEP II) et par ajustement des données électrofaibles de la phase LEP I. La mesure directe au LEP, à 172 et 183 GeV, améliore les résultats en réduisant de 120 MeV les erreurs sur la mesure par rapport à la méthode au seuil.

La moyenne mondiale (Moriond 1998) intégrant les valeurs des mesures directes $M_W = 80.375 \pm 0.065\ GeV/c^2$ privilégie fortement une masse du boson de Higgs inférieure à 250 GeV, en accord avec des arguments théoriques indépendants et avec les ajustements électrofaibles sur l'ensemble des paramètres du modèle standard.

Bibliographie

[1] F. Mandl et G. Shaw, Quantum field theory, Wiley, New York, 1984

[2] L. H. Ryder, Quantum field theory, Cambridge university press

[3] M. Peskin et D. Schroeder, An introduction to quantum field theory, Addison-Wesley Publishing Company

[4] Glashow , Nucl. Phys 22 (1961) 579

[5] S. Weinberg, Phys. Rev Lett 19 (1967) 1264, Phys. Rev. D5 (1972) 1412

[6] A. Salam,proceedings 8th Nobel Symposium, Almqvist and Wiksell, Stockholm 1968, 367

[7] S. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285

[8] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett 10 (1963) 531

[9] M. Kobayashi et K. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49(1973) 652

[10] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 494

[11] G. Gross et F. Wilczek, Phys. Rev 8 (1973) 3633

[12] M. Gell-Mann, Acta Physica Austriaca, Suppl. IX (1972)733

[13] P. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132

[14] P. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156

[15] T. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554

[16] ECFA workshop on LEP 200, Aachen, RFA, CERN 87-08, Vol. 2, juin 1987

[17] Physics at LEP, ed. J. Ellis, CERN 86-02, février 86

[18] Reports of the working group on precision calculations for the Z resonance, eds D. Bardin et al., CERN 95-03, 31 Mars 1995

[19] Physics at LEP2, eds G. Altarelli et al., CERN 96-01, Vol 1.

[20] M. Visotsky, Electroweak radiative corrections in Z boson decays, SLAC-HEP Spires

[21] G. Altarelli, Toward a model-independent analysis of electroweak data, Nucl. Phys. B 369(1992) 3-32

[22] G. Altarelli, Non standard analysis of electroweak precision data, Nucl. Phys. B405(1993) 3-32

[23] G. Altarelli, The epsilon variables for electroweak precision tests : a reappraisal

[24] P. Renton, Review of experimental results on precision tests of electroweak theories, CERN-PPE 96-63

[25] M. Altarelli, Electroweak Experimental results at LEP, SIS-Pubblicazioni, LNF-96/061(P)

[26] A combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, LEP and SLD electroweak working groups, LEPEWWG 96-02

[27] Physics at LEP2, eds G. Altarelli et al., CERN 96-01, Vol 2.

[28] R. Miquel et M. Schmitt, Four-fermion production through resonating boson pairs at LEP2, CERN-PPE 95/109

[29] K. Hagiwara et al., Probing the weak boson sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, Nucl. Phys. B282(1987) 253-307

[30] Physical Review D, Particles and fields, Part I, the American Physical Society, 1996

[31] F. Berends et al., All electroweak four-fermion processes in electron-positron collisions, Nucl. Phys. B424(1994) 308-342

[32] F. Berends et al., The standard Z peak, Phys. Lett. B203 (1988) 177

[33] R Philippe, W-pair production in electron-positron annihilation, Phys. Rev. D26 (1982) 26

[34] Z. Was, Radiative corrections, CERN-TH 7154/94

[35] D. Bardin et al., Off-shell W-pair production in e^+e^--annihilation, DESY 93-035; Phys. Letters B308(1993) 403

[36] M. Skrzypek et al., Initial state QED corrections to W-pair Production at LEP2/NLC - Monte Carlo versus Semianalytic Approach, CERN-th/95-246

[37] F. Fleischer et al., Radiative corrections to helicity amplitudes for W-pair production in e^+e^- annihilation, Z. Phys. C 42(1989) 409-423

[38] D. Yennie, S. Frautschi et H. Suura, Ann. Phys. 13 (1961) 379

[39] Gauge-invariant YFS exponentiation of (un)stable W^+W^- production at and beyond CERN LEP2 energies, Phys. Rev. D54 (1996), 54

[40] V. Fadin et al., Coulomb effect in W^+W^- production, DTP/94/116, December 1994

[41] V. Fadin et al., Higher-order Coulomb corrections to the threshold $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ cross section, Durham Univ. DTP 95-64

[42] G. Gustafson et al. Phys. Lett. B209(1988) 90

[43] T. Sjöstrand, e^+e^- collisions at 500 GeV : the physics potential, eds P. Zerwas, DESY 92-123A, p.453

[44] G. Gustafson et J. Häkkinen, Colour interference and confinement effects in W-pair production Z. Phys. C64(1994) 659-664

[45] S. Haywood, Where are we going with Bose-Einstein effect - a mini-review, report RAL-94-074

[46] L. Lönnblad et T. Sjöstrand, Modelling Bose-Einstein correlations at LEP2, LU TP 97-30, NORDITA-97/75P

[47] S. Jadach et K. Zalewski, W-mass reconstruction from hadronic events in LEP2 : Bose-Einstein effect, CERN-TH 97-029, février 1997

[48] J. Ellis et K. Geiger, Space, time and color in hadron production via $e^+e^- \rightarrow Z$, and $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, CERN-TH 95-283

[49] J. Ellis et K. Geiger, Signatures of parton exogamy in $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow$ hadrons, Phys. Lett. B404(1997) 230-237

[50] J. Häkkinen et Markus Ringnér, Bose-Einstein and colour interference in W-pair decays, LU-TP 97-32

[51] DELPHI Coll., Measurement of correlations between pions from different W's in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ events.

[52] http://alephwww.cern.ch/~sical/Wlumi/

[53] D. Decamp et al., ALEPH : a detector for electron-positron annihilation at LEP, Nucl. Instr. Meth. A294 (1990) 121

[54] ALEPH collaboration, Handbook 1995, Vol 1, CERN

[55] D. Buskulic et al., Performance of the ALEPH detector at LEP, Nucl. Instr. Meth A 360 (1995) 481

[56] LEP Energy Working Group 98/01, Preliminary LEP energy calibration for 1997 data, Draft Version 01

[57] ECAL Group, LEP Energy Calibration in 1996, LEP Energy Group /97-01

[58] L. Arnaudon et al., Accurate determination of the LEP beam energy by resonant depolarization, Z. Phys C 66 (1995) 45

[59] http://alephwww.cern.ch/ALEPHSOFT/reference/doc/galeph.html#2

[60] D. Casper, Julia 301 User's guide, ALEPH 96-075

[61] I. Ishikawa et al. Four quark final state in W pair production : case of signal and background

[62] Minami-Tateya collaboration, Grace manual version 1.0, KEK Report 92-19 (1993)

[63] F. Berends et al., A Monte Carlo program to evaluate all four fermion process at LEP 200 and beyond INLO-PUB-12/94 (1994)

[64] S. Jadach et al., Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 503

[65] T. Sjöstrand, Pythia 5.7 and Jetset 7.4, Physics and Manual, CERN-TH 7112/93

[66] S. Jadach et al., Comp. Phys. Comm. 76 (1993) 361

[67] D. Decamp et al., Phys. Lett. B 373 (1996) 191

[68] H. Anlauf et al., Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 466

[69] G. Marchesini et al., HERWIG Version 5.9, Preprint hep-ph/9607393 (1996)

[70] R. Edgecock, http://alephwww.cern.ch/~edgecock/leptonics/tools/vdbugc.f

[71] G. Faif, http://alephwww.cern.ch/~faifg/minutes/97-11-04-min

[72] G. Arnison et al., Phys. Lett. B122 (1983) 103

[73] M. Banner et al., Phys. Lett. B122 (1983) 476

[74] M. Demarteau, Electroweak Physics Results from the Tevatron. Invited Talk at the Workshop on New directions for High Energy Physics (Snowmass 96)

[75] LEPEWWG, A combination of Preliminary LEP and SLD Electroweak Measurements and constraints on the Standard Model, ALEPH 96-107, PHYSICS 96-98

[76] M. Altarelli, Electroweak Experimental Results at LEP, LNF-96/061 (P)

[77] CDF collaboration, http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/ewk.html

[78] Measurement of the W mass in e^+e^- collisions at production threshold, Phys. Lett. B 401 (1997) 347

[79] A. Valassi, Thèse de l'université Paris VI, Avril 1997

[80] Measurement of the W pair cross-section in e^+e^- collisions at 172 GeV, Phys. Lett. B 415 (1997) 435

[81] Physical Review D, Particle Data Group, Vol. 54, Third Series, 1 July 1996, Part I

[82] D. Danckaert, P. DeCausmaecker, R. Gastmans, W. Troost and T.T. Wu, Four-jet production in e^+e^- annihilation, Phys. Lett. 114B 203 (1982)

[83] J.F.Gunion, Z.Kunszt, Phys. Rev. D33 665 (1986)

[84] INLO-PUB-1/94, NIKHEF-H/94-08

[85] F. Machefert, ALEPH 97-090 - PHYSICS 97-080

[86] A. S. Thompson et al., ALEPH 96-118

[87] I. Riu, ALEPH 97-060 - PHYSICS -97-043

[88] F. Podlyski, Measurement of WW hadronic cross-section at 183 GeV, WW meeting, Paris (décembre 1997).

[89] W.T. Eadie et al., Statistical methods in experimental physics, North-Holland (1971), page 224

[90] B. Fabbro et al., ALEPH 97-036 - PHYSICS 97-031

[91] A. Trabelsi, ALEPH 97-025 - PHYSICS 97-020

[92] S. Goodsir , T.R. Edgecock, ALEPH 97-049 - PHYSICS 97-043

[93] J. Allison, Multiquadric Radial Basis Functions for representing Multidimensional High Energy Physics Data, Comp. Phys. Comm. 77:377-395,1993

[94] HBOOK reference manual, CERN program Library Long Writeups Y250, page 129-133

[95] PAW, an introductory tutorial, CERN Program Library Long Writeups Q121

[96] R.J. Barlow, Extended maximum likelihood, Nucl. Instrum. Methods A 297 (1990) 496

[97] L. Mir, ALEPH 96-114

[98] L. Garrido et al. ALEPH 94-144 - PHYSICS 96-132

[99] C. Guicheney et al., ALEPH 97-053 - PHYSICS 97-046

[100] F. Machefert, Contribution to the ALEPH meeting (Mars 1996)

[101] ALEPH Handbook 1995, Volume 1, Chris Bowdery, page 10

[102] J.C. Brient et al., A method for Photon Reconstruction in ALEPH, ALEPH 93-107 - PHYSICS 93-088

[103] A. Rougé, On the reconstruction of Photon Energy (GAMPEX calibration), ALEPH 94-057 - PHYSICS 94-051

[104] H. Videau, Harbor, a pattern recognition for the Aleph HCAL, private communication

[105] J-C Brient et al., Measurement of the tau polarisation with 1993 to 1995 data, ALEPH 96-126, PHYSICS 96-115

[106] Improved Tau polarisation measurement, ALEPH Collaboration, Zeitschrift für Physik C69 (1996) 183

[107] J-C Brient et al., Polarisation of the tau lepton measured in the 1992 data, ALEPH 94-27, PHYSICS 94-23

[108] routine xbrmge.F, fournie par A. Rougé

[109] W.Bartel et al., Jade Coll., Z. Phys. C - Particles and fields 33, 23-31 (1986)

[110] Z. Kunst et P. Nason, QCD, Yellow book CERN 89-08, Vol.1, 373

[111] G.Kramer et B.Lampe, Z. Phys. C34 (1987) 497

[112] G.Kramer et B.Lampe, Fortschritt. Phys. 37 (1989) 161

[113] Yu. L. Dokshitzer, contribution to Workshop on Jets at LEP and HERA, Durham, December 1990

[114] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. 82 (1994) 74

[115] G.Marchesini et B.R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461

[116] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. 28 (1983) 227; 39 (1986) 347; 43 (1987) 367

[117] M. Bengtsson et T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B289 (1987) 810

[118] G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, Physics at LEP2, Yellow book CERN 96-01, vol 1

[119] J. Ward, http://ppewww.ph.gla.ac.uk/~jward/chitrue/chitrue.html, contribution aux réunions ALEPH, 22 avril 1997

[120] Minuit, F. James, Version 94.1, CERN Program Library Long Writeup D506

[121] A. Tilquin, Constrained fit and initial state radiation in four jet events at LEPII, ALEPH 95-129, PHYSICS 95-111

[122] A. Tilquin, http://alephwww.cern.ch/LEP2ANALYSIS/WTF/code/mathkine.doc

[123] E. Lançon et al., W mass measurement in the semi-leptonic channel using a Monte Carlo reweighting technique, ALEPH 97-073, PHYSICS 97-064

[124] ALEPH Collaboration, Measurement of the W Mass by direct Reconstruction in e+e- Collisions at 172GeV, CERN PPE/97-164 (Soumis à Physics Letters B)

[125] D. Bardin et al., GENTLE/4fan v. 2.0, A program for the Semi-analytical Calculation of predictions for the process $e^+e^- \rightarrow 4f$

[126] Marie-Noëlle Minard, réunion WW au CERN, Avril 97

[127] Franco Ligabue, http://alephwww.cern.ch/ ligabue/syst/syst.html

[128] Franco Ligabue, http://alephwww.cern.ch/ ligabue/syst/hcal.txt

[129] Franco Ligabue, routine QFILL_SYST.F, http://alephwww.cern.ch/ ligabue/syst/qfill_syst.F

[130] A. Sciabà et al., The HCAL calibration at LEP II

[131] The ALEPH collaboration, Studies of quantum Chromodynamics with the ALEPH Detector, CERN/PPE 96-186, page 26.

[132] Stan Thomson, contribution à la semaine ALEPH à Oxford, Septembre 1997

[133] S. Jadach et K. Zalewski, W-Mass Reconstruction from Hadronic Events in LEP2 : Bose-Einstein effect, CERN-TH/97-029

[134] T. Sjöstrand. V. A. Khoze, On colour rearrangement in hadronic W^+W^- events, Z. Phys C 62, 281-309 (1994)

[135] G. Altarelli, T. Sjöstrand et F. Zwirner, Physics at LEP2 Vol2, Yellow book CERN 96-01

[136] P.J. Negus et al., W mass measurement in the Semi-leptonic channel using a Monte Carlo reweighting technique, ALEPH 97-073, PHYSICS 97-064

[137] Roberto Tenchini, http://ppewww.ph.gla.ac.uk/ jward/emu/syst.html

[138] I. Riu, W mass background systematic Study using Z peak data.

[139] T. Sjöstrand, Computer Physics communication 82, 74 (1994)

[140] L. Lönnblad and T. Sjöstrand, Phys. Letters B351, 293 (1995)

[141] J. Ellis and K. Geiger, Phys. Rev D54, 1967 (1996), hep-ph/9511321

[142] M. Biyajima et al., Progr. Theor. Phys. 84, 931 (1990)

[143] M. Biyajima, Phys. Letters 92B, 193 (1980)

[144] N. Neumister et al., Phys. Letters B275, 186 (1992)

[145] P. Acton et al. Phys. Letters B267, 143 (1991)

[146] A. Juste et al., Bose-Einstein correlations systematic in the W mass determination through direct reconstruction, ALEPH 97-0097, PHYSICS 97-087

[147] G.Boix et al. W mass measurement in the four jet channel using a MC reweighting technique, ALEPH 97

[148] Aleph coll., Measurement of the W mass in e^+e^- collisions at production threshold, Phys. Letters B401 (1997) 347

[149] Aleph coll., Measurement of the W pair cross-section in e^+e^- collisions at 172 GeV, Phys. Letters B 415 (1997) 435-444

[150] Delphi Coll., Measurement of the W-pair cross-section and of the W mass in e^+e^- interactions at 172 GeV, CERN-PPE/97-160

[151] L3 coll., Measurements of the W Mass, Widths and Gauge couplings of the W boson at LEP, CERN, CERN-PPE/97-098

[152] OPAL coll., Measurement of the W boson Mass and W^+W^- Production and Decay Properties in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 172GeV$

[153] D. Reid, LEP-I Electroweak review, Moriond 1998 - Les Arcs, le 15 mars 1998

[154] N. J. Kjær, Measurement of the W boson mass at LEP, Moriond 1998 - Les Arcs, le 15 mars 1998

[155] S. de Jong, Higgs search at LEP, Moriond 1998 - Les Arcs, le 16 mars 1998

Résumé

La masse du boson W est un paramètre fondamental du Modèle Standard qui décrit la matière et ses interactions. Sa mesure précise permet de tester le modèle et d'imposer de nouvelles contraintes sur certains de ses paramètres comme la masse du boson de Higgs. Depuis 1996, l'énergie dans le centre de masse du collisionneur LEP au CERN a été progressivement augmentée pour permettre la production par interactions e^+e^- de paires de bosons W et de mesurer sa masse, d'abord par la méthode de mesure au seuil puis par la méthode de reconstruction directe des produits de désintégration des paires W^+W^-. Les données accumulées par le détecteur ALEPH durant les années 1996 et 1997, qui correspondent à des luminosités intégrées de 10.65 et 57.01 pb^{-1} à des énergies moyennes dans le centre de masse de 172.1 et 182.7 GeV respectivement, sont utilisées pour déterminer la masse par la méthode de reconstruction directe dans les deux canaux de désintégration des bosons W : les canaux hadronique et semi-leptonique. Elles conduisent à la mesure :

$M_W = 80.412 \pm 0.121$ (Stat.) ± 0.061 (Exp.) ± 0.030 (Th.) ± 0.024 (LEP)

Cette mesure est en accord avec les résultats des autres collaborations du LEP et réduit l'erreur de mesure avec le détecteur ALEPH de plus de 200 MeV par rapport à la méthode au seuil. La mesure de la masse du boson W semble privilégier l'hypothèse d'un boson de Higgs de masse faible.

Measurement of the mass of the W boson by the direct reconstruction method at LEP with the ALEPH detector

Abstract

The mass of the W boson is a fundamental parameter of the Standard Model which describes matter and its interactions. The precise measurement of the W boson mass allows one to test the model and to impose new constraints on some of its parameters like the mass of the Higgs boson. Since 1996, the center of mass energy of the LEP collider at CERN has been gradually increased and is high enough to produce W boson pairs in e^+e^- collisions and to measure its mass, first by the threshold method, then by direct reconstruction of the decay products of the W^+W^- pairs. The data recorded with the ALEPH detector in 1996 and 1997, corresponding to an integrated luminosity of 10.65 and 57.01 pb^{-1}, at a mean energy of 172.1 and of 182.7 GeV, respectively, are used to determine the W mass by direct reconstruction in the two relevant channels of decay of the pair : the hadronic and the semi-leptonic channels. The data accumulated lead to the following measurement :

$M_W = 80.412 \pm 0.121$ (Stat.) ± 0.061 (Exp.) ± 0.030 (Th.) ± 0.024 (LEP)

in accordance with previous measurements and reducing the errors with respect to the threshold method by more than 200 MeV. The W boson mass obtained seems to indicate a low mass for the Higgs boson.