107-99

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD
LYON I
FACULTE DES SCIENCES DE LA DOUA
43 Boulevard du 11 novembre 1918
69622 VILLEURBANNE Cedex

THESE DE DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Arnaud DUPERRIN

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université Claude Bernard de Lyon I

Mesure de la masse du boson W dans la désintégration à quatre quarks dans l'expérience DELPHI au LEP

soutenue le 20 Avril 1999

devant le jury composé de

M.	**J.-E.**	**AUGUSTIN**	
M.	**S.**	**KATSANEVAS**	**Président du jury**
M.	**A.**	**ROUGÉ**	
M.	**G.**	**SAUVAGE**	**Rapporteur**
M.	**G.**	**SMADJA**	**Directeur de thèse**
M.	**W.-J.**	**STIRLING**	
M.	**J.**	**TIMMERMANS**	**Rapporteur**

A mes parents

A Yvelise

Remerciements

Je remercie vivement Monsieur Jean-Eudes Augustin, qui dirige l'IPNL, de m'avoir accueilli au sein de cette institut où de nombreux chercheurs et enseignants ont, par leurs conseils avisés et leur soutien, beaucoup apporté à ma recherche. Je le remercie aussi d'avoir bien voulu participer à mon jury de thèse et, à ce titre, d'avoir enrichi mon travail par ses remarques et ses suggestions utiles.

Je suis également très sincèrement reconnaissant envers Monsieur le Professeur Gérard Smadja qui a encadré mon travail avec tant de rigueur et de patience. Je le remercie très vivement de m'avoir proposé un sujet de recherche aussi passionnant et aussi pour son apport essentiel tout au long de cette étude, pendant la rédaction de la thèse et pendant sa soutenance. Ce travail et son aboutissement doivent beaucoup à ses encouragements, à son dynamisme et à son aide irremplaçable.

Je tiens à exprimer ma très profonde gratitude envers Monsieur le Professeur Stavros Katsanevas, l'initiateur de cette recherche ; Il l'a suivie au quotidien avec une amicale attention, avant d'accepter d'être le président du jury.

Je remercie Messieurs les membres du jury : Monsieur Jan Timmermans et Monsieur Gilles Sauvage pour le temps qu'ils ont bien voulu m'accorder en acceptant d'être les rapporteurs de thèse ; Monsieur le Professeur James Stirling, pour sa chaleureuse attention et Monsieur André Rougé pour sa bienveillante participation.

Enfin, je remercie tous les membres de l'équipe DELPHI et les chercheurs rencontrés au CERN pour leur soutien, leur sympathie et leurs conseils, en particulier Ahmimed Ouraou, Marc Winter, Patrick Jarry, Yannick Arnoud et Jean-Loic Kneur. J'adresse aussi mes remerciements les plus vifs à ma famille, à mes amis Olivier, Jocelyn, Marion, Pierre, Patricia et à tous ceux qui, à l'IPNL, m'ont encouragé et ont, ainsi, contribué au plaisir de réaliser ce travail, je pense plus particulèrement à Rémi Barbier, Pierre Antilogus, Xavier Artru, Laurent Mirabito, Imad Laktineh, Borhan Tellili, Gérald Grenier, Nabil Ghodbane, Patrice Verdier et Per Jonsson.

Table des matières

Introduction

La physique des particules et l'astrophysique ont permis une progression remarquable dans la connaissance des interactions fondamentales de la nature et des premiers instants de l'univers. Ces avancées mêlent étroitement des efforts de compréhension théorique et des découvertes expérimentales. Les résultats expérimentaux obtenus par les expériences au collisionneur électron-positron LEP au CERN, près de Genève, depuis 1989 ont confirmé le cadre théorique du Modèle Standard. Un certain nombre d'indications laissent penser que ce modèle sera prochainement complété.

Un des succès majeurs de la première période de prise de données à 91 GeV dans le centre de masse, appelée LEP1, est la mesure de la masse du boson neutre Z avec une précision de 2.1 MeV/c^2 [1]. La phase actuelle, LEP2, a pour enjeu, entre autres, la poursuite de l'étude de l'interaction faible avec la mesure de la masse du boson chargé W. Cette mesure apporte une contrainte fondamentale au Modèle Standard.

L'objet de cette thèse est la mesure de la masse du boson W dans le canal de désintégration $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ qui représente 46 % des états finals $e^+e^- \to W^+W^-$ possibles. Une incertitude de l'ordre de 30-40 MeV/c^2 sur la masse du W est prévue à la fin du programme LEP2 [2]. Cette précision est à comparer aux 62 MeV/c^2 actuels qui combinent l'analyse de l'ensemble des données enregistrées dans les collisions hadroniques par l'expérience UA2 [3] au LEP, puis par CDF et D0 [4] au TEVATRON. Elle contribue, par l'intermédiaire des corrections de boucles, à restreindre le domaine autorisé pour la masse du boson de Higgs.

Il y a deux méthodes générales pour mesurer la masse du boson W à LEP2. La première utilise la sensibilité de la section efficace de production de paires W^+W^- à la masse du boson W au voisinage du seuil de production (161 GeV).

La deuxième méthode est une mesure directe de la distribution de masse du boson W reconstruite à partir de ses produits de désintégration. Cette dernière approche est décrite ici pour les énergies dans le centre de masse à 183 GeV et 189 GeV. Les données ont été recueillies au cours des années 1997 et 1998 de fonctionnement du détecteur DELPHI. Une originalité de ce travail est l'utilisation de réseaux de neurones à deux étapes de l'analyse : d'une part pour la sélection des événements et, d'autre part, pour la reconstruction de la masse des W. De plus, nous traitons l'état final dans un contexte multi-jets, c'est-à-dire que le nombre de jets reconstruits peut être supérieur à quatre. Ceci permet d'améliorer sensiblement la résolution sur la masse du W par rapport à une analyse classique où tous les événements sont forcés dans la configuration à quatre jets.

Le premier chapitre introduit les aspects théoriques utiles à notre étude. Dans le deuxième chapitre nous présentons, d'une part, le collisionneur électron-positron LEP qui permet la production de paires de W et, d'autre part, le détecteur DELPHI en insistant sur les parties spécifiquement reliées à notre analyse. La sélection des événements $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ est décrite dans le troisième chapitre. Le quatrième chapitre expose l'algorithme employé pour la reconstruction des événements. Le cinquième chapitre présente les résultats obtenus à l'aide de réseaux de neurones pour associer les jets aux W dont ils sont issus. La méthode utilisée pour déterminer la masse du boson W est exposée dans le sixième chapitre. L'étude des incertitudes systématiques de la mesure font l'objet du septième chapitre. Enfin, le dernier chapitre expose les résultats et les perspectives de l'analyse. Les résultats de cette étude sont repris dans la publication [5] comme confirmation par une méthode indépendante de la détermination de la masse du boson W dans l'expérience DELPHI.

Chapitre 1

Phénoménologie de la physique du boson W

1.1 Le Modèle Standard et le boson W

1.1.1 Introduction

La compréhension des interactions fondamentales est aujourd'hui fondée sur le Modèle Standard des interactions électrofaibles et fortes. C'est une théorie de jauge non abélienne construite à partir de groupes de symétrie. Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ décrit les interactions faibles et électromagnétiques sous une forme unifiée (appelée théorie électrofaible), le groupe $SU(3)_c$ représente la symétrie dite de couleur correspondant aux interactions fortes (appelée chromodynamique quantique ou QCD).

Les constituants élémentaires de la matière sont les quarks et les leptons (champs de matière), tandis que les médiateurs des interactions entre les particules de matière sont le photon, les $W^{\pm}$, le Z, et les gluons (champs de jauge). Les quarks et les leptons interagissent par l'intermédiaire des interactions électrofaibles, avec la particularité, pour les quarks, de participer également aux interactions fortes.

Le modèle proposé par S.-L. Glashow en 1961 [6] et traité comme symétrie de jauge par S. Weinberg en 1967 [7] et A. Salam en 1968 [8], explique de manière cohérente les couplages et la masse de ces particules médiatrices : les bosons de jauge.

Le boson W doit avoir une masse élevée par comparaison aux particules jusqu'alors connues afin d'expliquer la faible portée de l'interaction faible. En 1983, les bosons $W^{\pm}$ et Z sont découverts dans les collisions $p\bar{p}$ à 540 GeV dans le centre masse au CERN par les expériences UA1 [9] et UA2 [10]. Environ 10 événements sont identifiés comme bosons W et Z par chaque expérience conduisant à une estimation de leur masse de respectivement 80 GeV et 90 GeV, pour une incertitude sur la masse de l'ordre de 5 GeV et 3 GeV. L'étude de l'ensemble des données de l'expérience UA2 a permis de mesurer directement la masse du W avec une précision de 370 MeV [3] en utilisant la masse du Z déterminée à LEP. Les propriétés du boson W ont été par la suite étudiées par les expériences CDF [11] et D0 [12] au collisionneur $p\bar{p}$ TEVATRON du FNAL et, plus récemment, par ALEPH [13], DELPHI [5] [14], L3 [15], et OPAL [16] au collisionneur e^+e^- LEP du CERN.

Nous allons rappeler dans les paragraphes suivants le rôle du boson W dans le Modèle Standard, ainsi que le lien entre sa masse et les autres paramètres fondamentaux de la théorie. Nous supposons le lecteur familier avec le Modèle Standard de la physique des particules, c'est pourquoi nous ne développerons que les parties de ce modèle spécifiquement reliées à notre étude. Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur aux références [17] à [22].

Fermions			T_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$+1/2$ $-1/2$	-1	0 -1
e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$+1/2$ $-1/2$	$+1/3$	$+2/3$ $-1/3$
u_R	c_R	t_R	0	$+4/3$	$+2/3$
d_R	s_R	b_R	0	$-2/3$	$-1/3$

TAB. 1.1: *Les fermions du Modèle Standard.*

1.1.2 La théorie électrofaible à l'ordre le plus bas

Les fermions sont regroupés en trois familles différentes. Chaque famille (tableau 1.1) contient un lepton chargé (e,μ,τ) et un neutrino associé (ν_e,ν_μ,ν_τ) ou un quark "haut" (u,c,t) et un quark "bas" (d,s,b). Bien que le Modèle Standard ne prédise pas le nombre de familles, les données expérimentales au LEP et au SLC éliminent la possibilité d'une quatrième famille avec les mêmes nombres quantiques et un neutrino de masse $m_\nu < m_Z/2$.

Toutes[1] les particules de matière du Modèle Standard sont découvertes. Le quark *top* à été récemment observé par les collaborations CDF et D0 au TEVATRON. La valeur obtenue pour sa masse, $M_{top} = 173.8 \pm 5.0$ GeV/c^2 [23], est en très bon accord avec le domaine de masse obtenu indirectement par les mesures de précision de LEP/SLC. Le seul élément manquant à l'édifice de la théorie est le boson scalaire de Higgs, nécessaire pour donner une masse aux particules.

Le Lagrangien de la théorie électrofaible (TEF)

La théorie électrofaible est une théorie renormalisable, à symétrie de jauge locale non-abélienne, spontanément brisée. En 1971, t'Hooft [24] a montré qu'une théorie de Yang et Mills, c'est-à-dire une théorie de jauge non-abélienne avec invariance de jauge locale, était renormalisable. Ce type de symétrie permet d'obtenir une compensation des divergences ordre par ordre. La renormalisabilité contraint la forme des interactions du Lagrangien et implique des relations précises entre les différents paramètres physiques (masse des W, Z, Higgs, angle de mélange entre les bosons, couplages bosons-fermions, auto-couplages des W, Z, γ).

La densité lagrangienne invariante $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ de la théorie électrofaible s'écrit

$$\mathcal{L}_{\mathbf{TEF}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W_a^{\mu\nu} + i\bar{\Psi}_L\gamma_\mu\mathcal{D}^\mu\Psi_L + i\bar{\Psi}_R\gamma_\mu\mathcal{D}^\mu\Psi_R \tag{1.1}$$

$$+\mathcal{D}_\mu\Phi^\dagger\mathcal{D}^\mu\Phi - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$$

où Ψ_L et Ψ_R sont les fermions de chiralité gauche et droite, Φ est le doublet d'isospin faible de champs scalaires complexes (champs de Higgs), $B_{\mu\nu}$ est le champ d'hypercharge $U(1)_Y$:

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

[1] Le neutrino τ n'a pas été découvert directement.

et $W_a^{\mu\nu}$ est le champ d'isospin $SU(2)_L$ comprenant une partie non-abélienne :

$$W_a^{\mu\nu} = \partial^\mu W_a^\nu - \partial^\nu W_a^\mu + \underbrace{g f_{abc} W^{\mu b} W^{\nu c}}_{\substack{\text{terme caractéristique d'un} \\ \text{groupe non abélien,} \\ \text{donnant naissance à des couplages} \\ \text{boson-boson comme dans} \\ \mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z}(\gamma) \to \mathrm{W^+W^-}.}}$$

Les trois champs de jauge $\overrightarrow{W_\mu}$ pour le groupe non abélien $SU(2)_L$ et le champ de jauge B_μ pour le groupe abélien $U(1)_Y$ sont sans masse avant brisure spontanée des symétries. Les dérivées covariantes opèrent sur les différents champs de fermions et sur le champ scalaire Φ, doublet de $SU(2)_L$, comme

$$\begin{aligned}
\mathcal{D}_\mu \Psi_L &= \left(\partial_\mu + ig\overrightarrow{T}.\overrightarrow{W_\mu} + ig^{'}\frac{Y}{2}B_\mu\right)\Psi_L \\
\mathcal{D}_\mu \Psi_R &= \left(\partial_\mu + ig^{'}\frac{Y}{2}B_\mu\right)\Psi_R \\
\mathcal{D}_\mu \Phi &= \left(\partial_\mu + ig\overrightarrow{T}.\overrightarrow{W_\mu} + ig^{'}\frac{Y_\Phi}{2}B_\mu\right)\Phi
\end{aligned}$$

avec

$$\left[T^b, T^c\right] = i f_a^{bc} T^a \text{ qui décrit l'algèbre de Lie de } SU(2) \text{ avec } a=1,2,3$$

Les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ sont notées respectivement g et $g^{'}$. Les opérateurs $\overrightarrow{T}$ sont les générateurs de $SU(2)$ et sont reliés aux matrices de spin de Pauli par $T_a = \tau_a/2$. Le générateur de $U(1)_Y$ est représenté par l'hypercharge faible Y. La charge Q des particules est reliée aux générateurs T_3 et Y par

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.2}$$

avec $Y_\Phi = 1$ et $T_3 = -1/2$ pour le champ scalaire. Les valeurs de T_3 et Y des fermions sont données dans le tableau 1.1.

Le premier terme de l'équation (1.1) est le terme d'énergie cinétique du boson de jauge B_μ. L'invariance du Lagrangien sous la transformation de jauge du groupe $SU(2)_L$ introduit des termes supplémentaires à l'origine des couplages trilinéaires (TGC) entre bosons de jauge (deuxième terme de l'équation (1.1)).

La phénoménologie des interactions faibles chargées révèle que seuls les fermions gauches appartiennent à des doublets de $SU(2)$. Les fermions droits sont des singlets et ils ne se couplent pas aux W puisque le couplage du W sélectionne l'hélicité gauche. Les transformations de jauge sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ des composantes du champ de matière ψ d'hélicité gauche (L) et droite (R) sont

$$\begin{aligned}
\psi_L \to \psi_L^{'} &= e^{ig\overrightarrow{\epsilon}(x).\overrightarrow{T} + ig'\beta(x)Y}\psi_L \\
\psi_R \to \psi_R^{'} &= e^{ig'\beta(x)Y}\psi_R
\end{aligned}$$

où la chiralité gauche forme un doublet ψ_L d'isospin faible et la chiralité droite un singlet d'isospin ψ_R. Les paramètres de la transformation de jauge locale de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ sont respectivement notés $\overrightarrow{\epsilon}(x)$ et $\beta(x)$. Sous une transformation infinitésimale (i.e $\exp x \simeq 1 + x$), les champs de jauge se transforment comme

$$\begin{aligned}
\delta B_\mu &= -\partial_\mu \beta(x) \\
\delta\overrightarrow{W_\mu}.\overrightarrow{T} &= -\partial_\mu \overrightarrow{\epsilon}(x).\overrightarrow{T} - g\epsilon(x)_b W_{\mu c} f_a^{bc} T^a
\end{aligned}$$

En outre, à part des observations [25] [26] [27] récentes dont l'interprétation est controversée, il n'y a aucune indication expérimentale pour l'existence d'un neutrino droit ν_R. Les champs de fermions sont donc donnés par

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad , \quad e_R \quad ...$$
$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad , \quad u_R \quad , \quad d_R \quad ...$$

1.1.3 Mécanisme de brisure de symétrie de Higgs

C'est le mécanisme de Higgs qui donne une masse aux particules. Nous avons vu que les champs de jauge précédemment introduits sont tous de masse nulle, or seul le boson vecteur A^μ du champ électromagnétique remplit cette condition. Pour donner une masse aux trois bosons W^+, W^- et Z, on utilise le mécanisme de Higgs [28]. On introduit quatre champs scalaires réels ϕ_i qu'on associe à un doublet d'isospin faible de champs scalaires complexes (choix de Weinberg en 1967)

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \qquad \begin{array}{l} \phi_+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \\ \phi_0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{array} \qquad \text{avec } Y_\Phi = 1$$

à partir duquel on construit un Lagrangien scalaire invariant sous la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le potentiel de Higgs prend la forme (voir équation (1.1))

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \text{ avec } \lambda > 0$$

de sorte que le Lagrangien de Higgs s'écrit

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

Le signe de μ^2 conduit à deux cas :

- $\mu^2 > 0$: on reconnaît le cas d'un champ scalaire de masse μ. Le champ est en interaction avec lui même (à cause du terme Φ^4), ce qui introduit un vertex à quatre particules de constante de couplage proportionnelle à λ. L'état de plus basse énergie (définition du vide) correspond à $\Phi = 0$. Les particules restent de masse nulle.
- $\mu^2 < 0$: le champ de Higgs a une valeur moyenne non nulle dans l'état fondamental. Le minimum du potentiel est obtenu pour :

  $$\frac{\partial V}{\partial \phi_i} = 0$$

  ce qui conduit à une solution de la forme

  $$\Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2}\left(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2\right) = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$$

  L'ensemble des solutions respecte la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La brisure de cette symétrie conduit le système à la solution particulière parmi les états de plus basse énergie $|\langle 0|\,\Phi\,|0\rangle| = v$ avec $T = \frac{1}{2}$, $T_3 = -\frac{1}{2}$, et $Y_\Phi = 1$.

  $$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \text{ et } \phi_3 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v$$

Le calcul du spectre et des interactions s'effectue par développement perturbatif autour de l'état fondamental du vide. On développe autour de la solution stationnaire qui minimise le potentiel de Higgs

$$\Phi_0 = \langle 0|\,\Phi\,|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

La masse des bosons vecteurs

La valeur moyenne dans le vide Φ_0 est neutre et la symétrie $U(1)_{em}$ avec pour générateur $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$ n'est pas brisée car $Q\Phi_0 = 0$. Le vide est ainsi invariant sous les transformations $U(1)_{em}$ et le boson associé, noté par la suite A_μ, conserve une masse nulle. En ne prenant que la partie utile dans $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ pour engendrer les masses des bosons, on peut écrire

$$\left|\left(-g\frac{1}{2}\overrightarrow{\tau}.\overrightarrow{W_\mu} - \frac{g^{'}}{2}B_\mu\right)\Phi\right|^2 \tag{1.3}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{8}\left|\begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g^{'}B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g^{'}B_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right|^2 \\
&= \frac{v^2}{8}\left|\begin{pmatrix} g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -gW_\mu^3 + g^{'}B_\mu \end{pmatrix}\right|^2 \\
&= \frac{v^2g^2}{8}\left[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2\right] + \frac{v^2}{8}\left(g^{'}B_\mu - gW_\mu^3\right)\left(g^{'}B^\mu - gW^{3\mu}\right) \\
&= (\frac{vg}{2})^2 W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{v^2}{8}\left(g^2 + g'^2\right)Z_\mu Z^\mu
\end{aligned}$$

avec

$$\mathrm{W}_\mu^{\mp} = \frac{W_\mu^1 \pm i\ W_\mu^2}{\sqrt{2}} \tag{1.4}$$

$$\mathrm{Z}_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g^{'}B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \tag{1.5}$$

$$\tag{1.6}$$

on introduit le champ perpendiculaire A_μ

$$\mathrm{A}_\mu = \frac{g^{'}W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \tag{1.7}$$

ainsi, l'équation (1.3) s'écrit

$$M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2}\ 0 \times A_\mu A^\mu$$

et contient les termes de masse des bosons $\mathrm{W}^\pm$ et Z :

$$M_{\mathrm{W}} = \frac{1}{2}vg \tag{1.8}$$

$$M_{\mathrm{Z}} = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{1.9}$$

$$M_\gamma = 0 \tag{1.10}$$

$$M_{\text{Higgs}} = \sqrt{-2\mu^2} \tag{1.11}$$

Ce mécanisme confère bien une masse aux bosons physiques W^+, W^-, Z, et laisse le photon γ sans masse.

La définition des champs du photon et du boson Z est en outre équivalente à une rotation d'angle θ_W tel que :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W^3_\mu \end{pmatrix}$$

on obtient

$$g\sin\theta_W = g^{'}\cos\theta_W \tag{1.12}$$

A partir de cette relation et des expressions (1.8) et (1.9), on peut prédire

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \tag{1.13}$$

et définir le paramètre ρ, à l'ordre le plus bas pour un doublet de Higgs, par l'expression :

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2\cos^2\theta_W} = 1 \tag{1.14}$$

Avec les définitions (1.4), (1.5) et (1.7), la partie du lagrangien (1.1) associée à l'interaction entre les bosons de jauge et les leptons est :

$$\mathcal{L}_{\mathbf{inte}} = \frac{g}{\sqrt{2}}\left[\left(J^-_{\mathrm{CC}}\right)^\mu W^+_\mu + \left(J^+_{\mathrm{CC}}\right)^\mu W^-_\mu\right] + \frac{g}{\cos\theta_W}J^\mu_{\mathrm{NC}}Z_\mu + g\sin\theta_W J^\mu_{\mathrm{e.m.}}A_\mu \tag{1.15}$$

L'équation (1.15) est écrite en fonction du courant électromagnétique, des courants chargés et du courant neutre :

$$J^\mu_{\mathrm{e.m.}} = -\overline{e}_L\gamma^\mu e_L - \overline{e}_R\gamma^\mu e_R \tag{1.16}$$

$$\left(J^+_{\mathrm{CC}}\right)^\mu = \overline{e}_L\gamma_\mu\nu_L \tag{1.17}$$

$$\left(J^-_{\mathrm{CC}}\right)^\mu = \overline{\nu}_L\gamma^\mu e_L \tag{1.18}$$

$$J^\mu_{\mathrm{NC}} = \frac{1}{2}\overline{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L - \frac{1}{2}\overline{e}_L\gamma^\mu e_L - \sin^2\theta_W J^\mu_{\mathrm{e.m.}} \tag{1.19}$$

D'autre part, comme le couplage du photon aux fermions est donné par la charge électrique e, on en déduit :

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

La masse des fermions

A ce stade, seuls les trois bosons vecteurs ont acquis une masse. Des quatre degrés de liberté du doublet de Higgs, il en reste un pour former le champ de Higgs physique H qui, en se couplant aux fermions, va permettre de générer les termes quadratiques aux champs fermioniques.

On introduit le champ conjugué :

$$\Phi_c = -i\tau_2\Phi^* = \begin{pmatrix} -\phi_0^* \\ \phi_- \end{pmatrix} \underbrace{\longrightarrow}_{\text{brisé}} \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} v+H \\ 0 \end{pmatrix}$$

Par exemple pour la masse des électrons et des quarks, on introduit le Lagrangien de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{Yuk-lept} = -G_e(\overline{\nu_e},\overline{e})_L\begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} e_R - G_e\overline{e}_R\,(\phi_-,\phi_0^*)\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$$

$$\mathcal{L}_{Yuk-quark} = -G_d(\overline{u},\overline{d})_L \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} d_R - G_u(\overline{u},\overline{d})_L \begin{pmatrix} -\phi_0^* \\ \phi_- \end{pmatrix} u_R$$
$$+ \text{ conjugué hermitique}$$

où si l'on brise la symétrie en développant autour de la valeur moyenne dans le vide, on obtient le Lagrangien physique pour les quarks (par exemple) :

$$\mathcal{L}_{Yuk-quark} = -\frac{G_d v}{\sqrt{2}}\overline{d}d - \frac{G_u v}{\sqrt{2}}\overline{u}u - \frac{G_d}{\sqrt{2}}\overline{d}dH - \frac{G_u}{\sqrt{2}}\overline{u}uH \tag{1.21}$$

qui couple le boson de Higgs H aux quarks et engendre les termes quadratiques de masses requis. Les masses des fermions s'expriment en fonction de la constante de couplage de Yukawa G_{fermion} et de la valeur moyenne dans le vide v du champ de Higgs :

$$m_f = \frac{G_{\text{fermion}} v}{\sqrt{2}}$$

La valeur de G_{fermion} étant arbitraire, les masses des fermions ne sont pas prédites dans la théorie.

Dans les expressions précédentes, seul le doublet de quarks $(u,d)_L$ est considéré. En réalité, l'interaction électrofaible opère sur les doublets $(u,d')_L$, $(c,s')_L$, et $(t,b')_L$ par

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{\acute{e}lectrofaible} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \underbrace{\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{masse}}_{\text{état propre de masse}}$$

La matrice 3×3 ci-dessus de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) a été introduite en 1972 [29], elle est unitaire et contient quatre paramètres réels indépendants (trois angles de mélange et une phase). Les neufs éléments de matrices V_{ij} sont accessibles expérimentalement, grâce aux couplages $\mathrm{W}^{\pm}q^i q^j$, et ont actuellement pour valeurs absolues :

$$CKM = \begin{pmatrix} |V_{ud}| = 0.9740 \pm 0.0005 & |V_{us}| = 0.2205 \pm 0.0018 & |V_{ub}| = 0.0032 \pm 0.0008 \\ |V_{cd}| = 0.224 \pm 0.016 & |V_{cs}| = 1.01 \pm 0.18 & |V_{cb}| = 0.0395 \pm 0.0013 \\ 0.006 < |V_{td}| < 0.060 & \frac{|V_{ts}|}{|V_{td}|} > 3.7 \text{ à } 95\% \text{ CL} & |V_{tb}| = 0.99 \pm 0.15 \end{pmatrix} \tag{1.22}$$

Les termes diagonaux de la matrice sont les termes dominants. Le W se désintégre donc principalement en doublet d'isospin (u,d) et (c,s) comme les chiffres du tableau 1.2 le montrent. La masse du $\mathrm{W}^{\pm}$ ne permet pas de produire le quark top, il n'y a par conséquent pas (le taux d'embranchement de $\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{ub}$ est 10^{-4} %) de désintégration en quark "beau" (c'est-à-dire b) dans les événements que nous chercherons à sélectionner au chapitre suivant.

1.1.4 Couplages bosons-fermions

A partir du Lagrangien (1.1), on peut obtenir le couplage des bosons aux fermions, ainsi que le couplage entre bosons de jauge. Le couplage du W est de type Vecteur - Axial vecteur (V-A) dont la conséquence est de ne sélectionner que les états de chiralité gauche des fermions.

- Couplages bosons-fermions : les couplages entre les bosons et les fermions à l'ordre le plus bas sont représentés dans la figure 1.1.

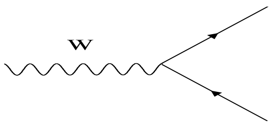
  Les constantes de couplage du courant neutre de l'équation (1.23) sont obtenues à partir de (1.19) et ont pour valeurs :

$$v_f = \frac{T_3 - 2Q\sin^2\theta_{\mathrm{W}}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}, \qquad a_f = \frac{T_3}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \tag{1.24}$$

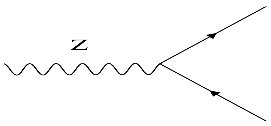
Processus	BR
W → eν_e	10.83 %
W → $\mu\nu_\mu$	10.83 %
W → $\tau\nu_\tau$	10.82 %
W → lep.	32.49 %

Processus	BR
W → ud	32.11 %
W → us	1.65 %
W → ub	10^{-4} %
W → cd	1.65 %
W → cs	32.05 %
W → cb	0.05 %
W → had.	67.51 %

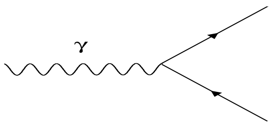
TAB. 1.2: *Taux d'embranchement (BR) des désintégrations possibles du W au LEP2 [30].*



$$= ie\gamma_\mu(1-\gamma_5)\frac{1}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} \qquad \text{avec } e^2 = 4\pi\alpha$$



$$= ie\gamma_\mu(v_f - a_f\gamma_5) \tag{1.23}$$



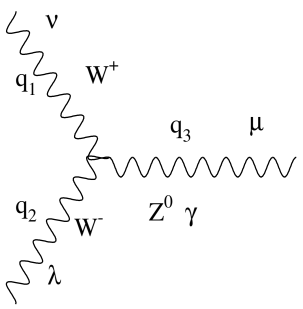
$$= -ieQ\gamma_\mu$$

FIG. 1.1: *Couplages élémentaires des bosons* W$^\pm$, Z, *et* γ *aux fermions.*

où T_3 and Q forment la troisième composante de l'isospin faible et la charge électrique des fermions selon les valeurs du tableau 1.1.

- Couplages bosons-bosons : la figure 1.2 donne les couplages à trois bosons de jauge (TGC), où les coefficients $g_{WW\gamma}$ et g_{WWZ} sont définis par

$$g_{WW\gamma} = e \qquad g_{WWZ} = -e\cot\theta_W$$



$$= ig_{WWV}[g^{\nu\lambda}(q_1-q_2)^\mu + g^{\lambda\mu}(q_2-q_3)^\nu + g^{\mu\nu}(q_3-q_1)^\lambda]$$

FIG. 1.2: *Couplages trilinéaires entre les bosons de jauge.*

- Des couplages à quatre bosons sont présents. Leurs section efficace est faible au LEP2.

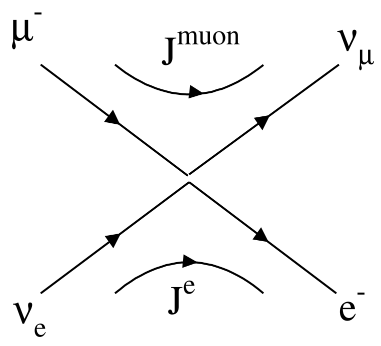


FIG. 1.3: *Diagramme de désintégration du muon $\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ vu comme interaction ponctuelle à 4 corps.*

1.2 Les corrections radiatives

1.2.1 Introduction

Les calculs au premier ordre sont cependant mis en défaut. Pour le comprendre, revenons sur le modèle proposé par Fermi en 1934 pour la désintégration du muon $\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ (figure 1.3). Fermi proposa d'écrire l'amplitude sous la forme

$$\mathcal{M}^{\mathrm{CC}} = \frac{4G}{\sqrt{2}} J^\mu J^\dagger_\mu \tag{1.25}$$

où G est la constante de Fermi du couplage faible qui reste à déterminer par l'expérience.

Dans le cadre du modèle électrofaible, figure 1.4, la force faible est due à l'échange du W. L'amplitude s'écrit alors

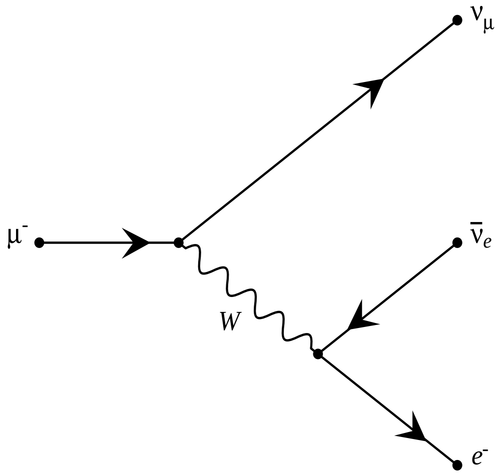


FIG. 1.4: *Diagramme pour la désintégration du muon $\mu^- \to \mathrm{e}^-\bar{\nu}_\mathrm{e}\nu_\mu$ par échange du boson W.*

$$\mathcal{M}^{\mathrm{CC}} = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} J^\mu\right)\left(\frac{1}{M_W^2}\right)\left(\frac{g}{\sqrt{2}} J^\dagger_\mu\right) \tag{1.26}$$

où $\frac{1}{M_W^2}$ est l'approximation du propagateur du W à petit transfert d'énergie (c'est le cas pour la désintégration du muon). Par comparaison de (1.25) et (1.26), on obtient

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

soit encore en utilisant l'équation (1.20) et la définition de la constante de structure fine $\alpha = \dfrac{e^2}{4\,\pi}$

$$G = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}} \frac{1}{M_W^2 \sin^2\theta_{\mathrm{W}}} \tag{1.27}$$

La durée de vie du muon permet de déterminer la constante de Fermi avec précision

$$G = 1.16639(1)\ 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2} \tag{1.28}$$

Si on évalue $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$ à l'aide de la valeur de la constante de Fermi et de la mesure de M_W par UA2 [3] $M_W = 80.35 \pm 0.33\ (stat) \pm 0.17\ (syst)$ GeV/c^2, on obtient

$$\sin^2\theta_{\mathrm{W}} = 0.215 \pm 0.002 \tag{1.29}$$

D'autre part, la diffusion des neutrinos [31] permet de mesurer la constante de couplage des quarks. En utilisant l'expression des couplages fermioniques des courants neutres (1.24), on déduit la valeur

$$\sin^2\theta_{\mathrm{W}} = 0.233 \pm 0.003\ (\mathrm{exp}) \pm 0.005\ (\mathrm{th}) \tag{1.30}$$

Les valeurs (1.29) et (1.30) sont incompatibles à 3σ, montrant l'insuffisance des calculs réalisés au premier ordre.

1.2.2 Schéma de renormalisation

Etendre les calculs au-delà de l'approximation à l'arbre, consiste à inclure les corrections provenant des diagrammes en boucles. Les prédictions pour toutes les observables sont alors modifiées ainsi que les relations obtenues à l'arbre entre les grandeurs physiques. La procédure de renormalisation permet d'absorber les divergences qui apparaissent dans les calculs en modifiant les paramètres du Lagrangien par une quantité infinie (contre terme) qui compense la valeur des paramètres "nus" du Lagrangien (1.1). On obtient ainsi des propagateurs et des vertex finis. Les champs du Lagrangien doivent aussi être redéfinis en terme de champs renormalisés.

La façon la plus simple de compenser les divergences est d'utiliser le schéma de soustraction minimale $\overline{\mathrm{MS}}$ où seule la partie singulière de chaque diagramme divergent est soustraite. Dans ce schéma, les paramètres sont définis à une échelle de renormalisation μ. Ce schéma est utilisé en QCD car l'absence d'état libre pour les quarks fait qu'il n'y a pas d'échelle de masse préférée. L'évolution des paramètres à différentes échelles d'énergie est donnée par les équations du groupe de renormalisation.

En revanche, pour QED et la théorie électrofaible, la constante de structure fine α, les masses de l'électron, du muon, etc., sont connues et définissent l'échelle de masse.

Les conditions de renormalisation sont fixées par le fait que les paramètres utilisés dans la théorie doivent avoir les valeurs connues par l'expérience. C'est le schéma de soustraction sur couche de masse noté ON. Dans ce schéma, les conditions de renormalisation peuvent être séparées en deux parties. La première est liée au contenu en particules de la théorie : c'est la renormalisation du propagateur des particules. La deuxième est liée au couplage des particules entre elles : c'est la renormalisation de la charge électromagnétique e. Dans la théorie électrofaible, trois paramètres d'entrée suffisent pour définir le secteur de jauge : la masse du W (M_W), la masse du Z (M_Z) et la charge électromagnétique

e. Les paramètres physiques (renormalisés) x s'écrivent en fonction des paramètres "nus" x_0 divergents et de leur contre terme δx [32] :

$$\begin{array}{lcl} M_W^2 & = & M_{W^0}^2 - \delta M_W^2 \\ M_Z^2 & = & M_{Z^0}^2 - \delta M_Z^2 \\ e & = & e^0 - \delta e \end{array}$$

La masse du Z et la constante de structure fine $\alpha = e^2/4\pi$ sont très bien mesurées expérimentalement :

$$\mathrm{M_Z} = 91186.7 \pm 2.1\mathrm{MeV/c^2}\ [1]$$

$$\frac{\Delta \mathrm{M_Z}}{\mathrm{M_Z}} = 2.3\ 10^{-5}$$

La valeur de la constante de structure fine $\alpha(0)$ est encore plus précise :

$$\frac{\Delta\alpha(0)}{\alpha(0)} = 4.\ 10^{-8}\ [33]$$

En définissant l'angle de mélange électrofaible, en fonction des variables renormalisées et en référence à l'expression (1.14), par :

$$\sin^2\theta_W \equiv s_W^2 \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \equiv 1 - c_W^2 \tag{1.31}$$

on peut ainsi remplacer la masse du W par la constante de Fermi G car la précision sur G est comparable à celle de la masse du Z :

$$\frac{\Delta G}{G} = 1.7\ 10^{-5}\ [33]$$

Le lien entre G et M_W est donné par l'équation 1.27. Pour tenir compte des termes d'ordres supérieurs, on corrige l'expression (1.27) par la quantité Δr

$$G = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}} \frac{1}{M_W^2 \sin^2\theta_\mathrm{W}} \left(\frac{1}{1-\Delta r}\right) \tag{1.32}$$

où on a resommé les contributions quantiques des boucles en écrivant

$$1 + \Delta r + (\Delta r)^2 + (\Delta r)^3 + ... = \frac{1}{1-\Delta r}$$

Les prédictions théoriques pour le calcul de Δr sont obtenues en calculant les corrections radiatives à la désintégration du muon. Nous allons brièvement présenter les idées générales qui conduisent au calcul de Δr.

1.2.3 Calcul de Δr à partir de la désintégration du muon

Pour évaluer l'impact des ordres supérieurs, nous allons esquisser le calcul de l'amplitude de désintégration du muon au-delà de l'ordre le plus bas en tenant compte des contributions dominantes issues de la renormalisation des propagateurs des bosons de jauge et qu'on représente schématiquement par la figure (1.5).

L'expression du propagateur du W renormalisée à bas transfert d'énergie ($q^2 \ll M_W$) est :

$$D_W(s) = \frac{1}{s - M_{W^0}^2 + \Sigma_{WW}(s)} \tag{1.33}$$

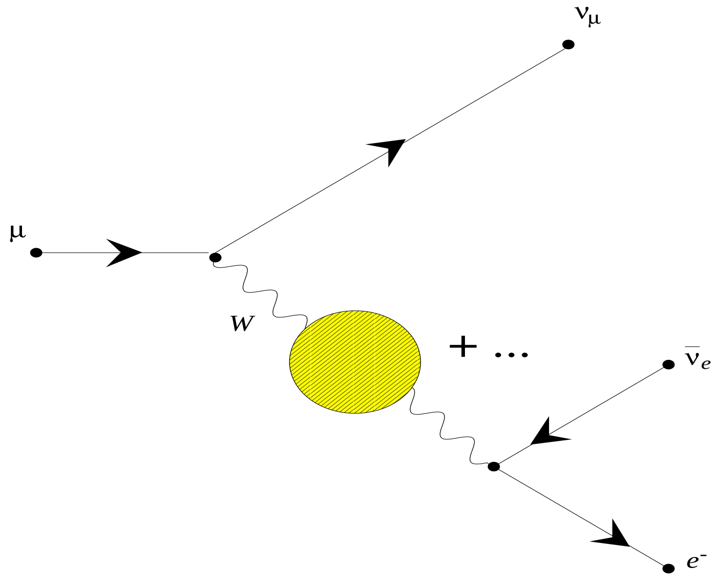


FIG. 1.5: *Diagramme de désintégration du muon. Les corrections d'ordre supérieur dues à la renormalisation du propagateur du W sont indiquées par le disque plein.*

où $\delta M_W^2 = Re\left(\Sigma_{WW}(M_W^2)\right)$ est fixé par la condition de renormalisation imposant que la partie réelle du dénominateur de (1.33) soit nulle à la masse physique $s = M_W^2$. Si on insère cette expression dans l'amplitude de désintégration du muon de l'équation (1.26), on peut écrire :

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}^{CC} &= \left(\frac{g_0}{\sqrt{2}}\right)^2 \left[\frac{J^{(\mu)}J^{(e)}}{q^2 - M_{W^0}^2 + \Sigma_{WW}(q^2)}\right]_{q^2=0} + ... \\
&= -\frac{2\pi\alpha_0}{M_{W^0}^2 s_{W_0}^2}\frac{J^{(\mu)}J^{(e)}}{\left(1 - \frac{\Sigma_{WW}(0)}{M_W^2} + ...\right)} \\
&= -\frac{2\pi}{M_W^2 s_W^2}\frac{\alpha}{\left(1-\frac{\delta\alpha}{\alpha}\right)}\frac{1}{\left(1+\frac{\delta s_W^2}{s_W^2}\right)}\frac{1}{\left(1+\frac{\delta M_W^2}{M_W^2}\right)}\frac{J^{(\mu)}J^{(e)}}{\left(1 - \frac{\Sigma_{WW}(0)}{M_W^2} + ...\right)} \\
&= -\frac{2\pi\alpha}{M_W^2 s_W^2}\frac{J^{(\mu)}J^{(e)}}{1 - \left(\frac{\Sigma_{WW}(0)}{M_W^2} + \frac{\delta\alpha}{\alpha} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} - \frac{\delta s_W^2}{s_W^2} + ...\right)} \\
&= -2\sqrt{2}GJ^{(\mu)}J^{(e)}
\end{aligned} \tag{1.34}$$

Distinguons deux types de contributions dans le calcul précédent : les corrections QED et les corrections faibles.

- corrections QED : la constante de structure fine $\alpha(\mu)$, c'est-à-dire la charge, évolue avec l'échelle d'énergie μ. On renormalise α à l'échelle de la masse du boson Z en resommant les contributions des ordres supérieurs et en écrivant

$$\alpha(M_Z) = \alpha_0(1 + \Delta\alpha + ...) = \frac{\alpha_0}{1 - \Delta\alpha} \tag{1.35}$$

  où $\delta\alpha$ est remplacé par $\Delta\alpha$.

- corrections faibles : le paramètre ρ défini par le rapport des amplitudes du courant neutre et chargé à moment de transfert nul

$$\rho = \frac{\mathcal{M}_{\rm NC}(0)}{\mathcal{M}_{\rm CC}(0)}$$

A l'arbre, le paramètre vaut $\rho = 1$ (voir expression (1.14)). Aux ordres supérieurs, ρ est corrigé de la quantité $\Delta\rho$. Après resommation de la série en puissance de $\Delta\rho$, on écrit

$$\rho = \frac{1}{1 - \Delta\rho}$$

avec

$$\Delta\rho = -\left(\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2}\right)$$

Partant de la définition de l'angle de mélange électrofaible (1.31), on peut écrire

$$\frac{\delta s_W^2}{s_W^2} = \frac{c_W^2}{s_W^2}\left(\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2}\right)$$

ce qui permet, après identification de (1.34) et (1.32), de décomposer les corrections radiatives sous la forme

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\Delta\rho + \Delta r_{\text{rem}} + \Delta r_{\text{Vertex}} + \Delta r_{\text{Boîtes}} \tag{1.36}$$

Les corrections non dominantes comprises dans Δr_{rem} sont très importantes d'un point de vue phénoménologique comme nous le verrons par la suite.
Les corrections à une boucle dues à la renormalisation des vertex et à la largeur de désintégration du muon sont isolées et respectivement notées Δr_{Vertex} et $\Delta r_{\text{Boîtes}}$.

A partir de l'expression (1.32), la masse du boson W s'écrit donc sous la forme

$$M_W^2 = \frac{M_Z^2}{2}\left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G}}{M_Z^2}\frac{1}{1 - \Delta r}}\right) \tag{1.37}$$

A la fin du programme LEP2, la précision sur la mesure directe de la masse du W sera d'environ 30 MeV, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que la mesure indirecte obtenue à LEP1 par l'intermédiaire des corrections radiatives.

1.3 Contribution à Δr des différents secteurs du Modèle Standard

1.3.1 Introduction

On a vu que le calcul des corrections radiatives à la désintégration du muon conduit à une expression (1.36) de Δr qui fait intervenir divers secteurs du Modèle Standard. Le premier terme $\Delta\alpha$ incorpore l'évolution de la constante de structure fine de l'échelle de Thomson jusqu'à l'échelle électrofaible en tenant compte des boucles dans le propagateur du photon. Le deuxième terme de (1.36) est donné par la contribution des boucles dans la renormalisation des propagateurs du W et du Z. Ce terme, qui a une dépendance quadratique vis-à-vis de la masse des fermions, est donc dominé par le quark top. Le terme Δr_{rem} regroupe les corrections non dominantes ; il est fondamental d'un point de vue phénoménologique car sensible au logarithme de la masse du boson de Higgs. Cette dépendance, fonction de la masse du Higgs, est très importante car elle relie la masse du boson W et la recherche indirecte du boson de Higgs. Les deux dernières contributions constituent les corrections aux vertex Δr_{Vertex} et en boîte $\Delta r_{\text{Boîtes}}$. Elles sont 10 fois plus faibles que les précédentes comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

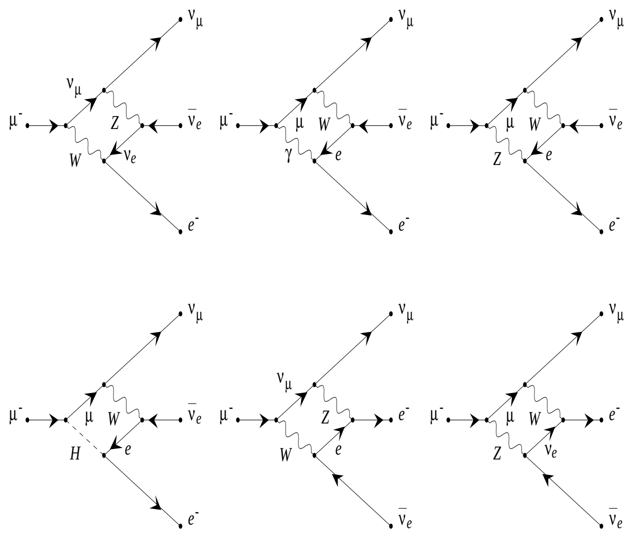


FIG. 1.6: *Diagrammes en boîtes contribuant à la renormalisation de la désintégration du muon dans la jauge unitaire et intervenant dans la correction radiative* Δr.

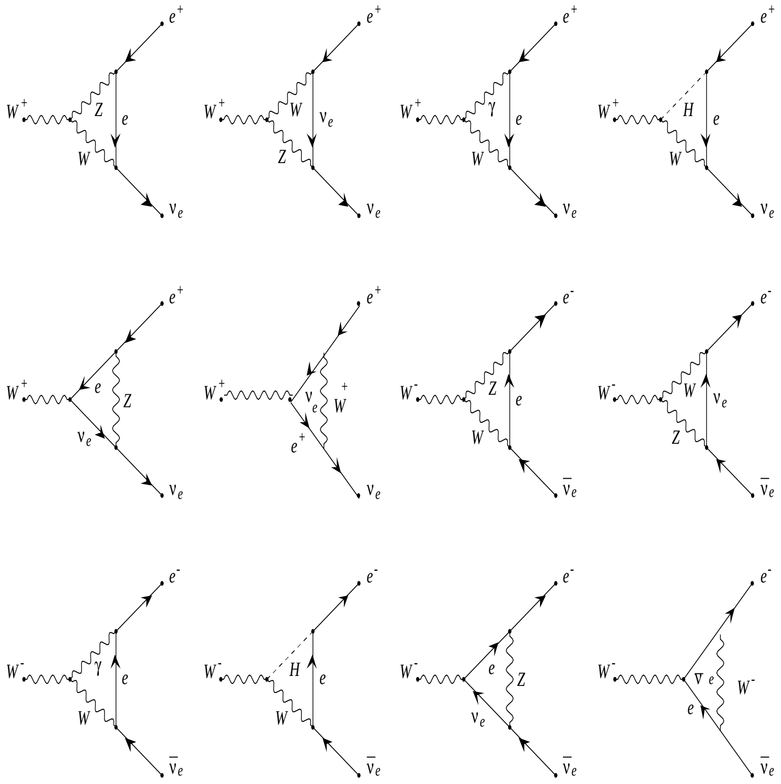


FIG. 1.7: *Diagrammes de renormalisation des vertex impliquant les bosons de jauge dans la désintégration du muon.*

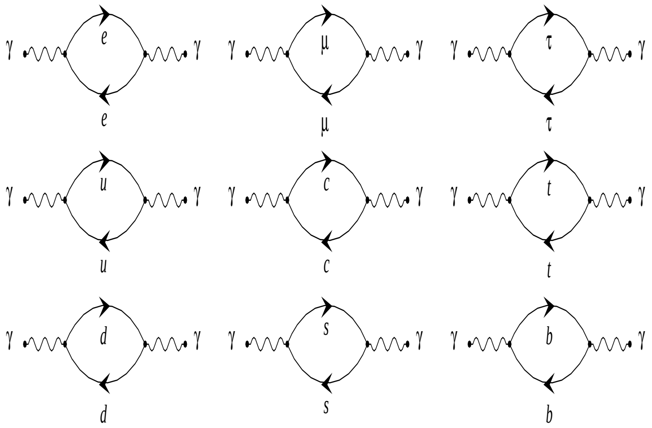


FIG. 1.8: *Diagramme de Feynman pour l'énergie propre du photon à une boucle.*

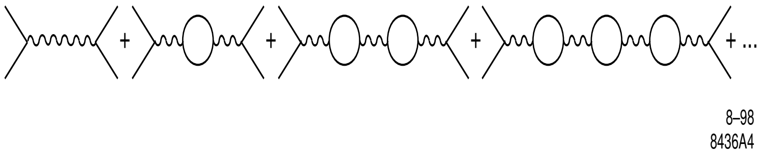


FIG. 1.9: *Contribution des ordres supérieurs à l'énergie propre du photon.*

1.3.2 Corrections des diagrammes en boîte et des vertex

Les diagrammes en boîte à une boucle qui interviennent dans la renormalisation de la désintégration du muon sont représentés par la figure (1.6). La contribution à Δr vaut [34] [35] :

$$(\Delta r_{\text{Boîtes}}) = -\frac{\alpha}{4\pi}\left(1 - \frac{5}{s_W^2} + \frac{5}{2s_W^4}\right)\log c_W^2 = 0.004$$

Les corrections aux vertex sont calculées par [35] et représentées par la figure (1.7). La somme de ces deux contributions vaut [36] :

$$\Delta r_{\text{Vertex}} + \Delta r_{\text{Boîtes}} = \frac{\alpha}{4\pi s_W^2}\left(6 + \frac{7 - 4s_W^2}{2s_W^2}\log c_W^2\right) = 0.0066 \pm 0.0001$$

1.3.3 Contribution photonique à la polarisation du vide

Les corrections radiatives au propagateur du photon (1.8) sont importantes à cause de la différence d'échelle qui existe entre la limite de Thomson ($s = 0$) et la valeur de la constante de structure fine à la masse du Z ($s = M_Z^2$). Partant de (1.35), on peut séparer les contributions des leptons, des 5 quarks les plus légers, et du quark top sous la forme[2]

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{leptons}} + \Delta\alpha_{5\text{ quarks}} + \Delta\alpha_{\text{top}}$$

Les contributions des leptons et du quark top sont bien évaluées à partir des calculs perturbatifs. En effet, après resommation des boucles de la série représentée par la figure (1.9), des termes dominants de la forme $(\alpha \ln q^2)^n$ apparaissent dans $\Delta\alpha(M_Z^2)$. C'est l'approximation des logarithmes dominants (LLA). En tenant compte des corrections à deux boucles (et ordre supérieur), des termes complémentaires du type $\alpha(\alpha \ln q^2)^n$ apparaissent, constituant l'approximation logarithmique au deuxième ordre (NLL).

– La contribution des leptons a récemment été évaluée [38] à l'ordre de deux boucles ($\Delta\alpha_{\text{leptons,2l}}$)

[2]Pour les expressions détaillées des énergies propres des bosons vecteurs en fonction des paramètres sur couche de masse et en régularisation dimensionnelle, se référer à l'annexe de la référence [37].

$$
\begin{aligned}
\Delta\alpha_{\text{leptons}}(M_Z^2) &= \frac{\alpha}{\pi}\sum_{i\in\{e,\mu,\tau\}}\left(-\frac{5}{9}+\frac{1}{3}\ln\frac{M_Z^2}{m_i^2}-2\frac{m_i^2}{M_Z^2}+\mathcal{O}\left(\frac{m_i^4}{M_Z^4}\right)\right)\\
&\quad+\Delta\alpha_{\text{leptons,2l}}(M_Z^2)+\mathcal{O}\left(\alpha^3\right)\\
&\approx 314.19\times10^{-4}+\Delta\alpha_{\text{leptons,2l}}(M_Z^2)+\mathcal{O}\left(\alpha^3\right) \qquad (1.38)
\end{aligned}
$$

avec

$$
\begin{aligned}
\Delta\alpha_{\text{leptons,2l}}(M_Z^2) &= \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2\sum_{i\in\{e,\mu,\tau\}}\left(-\frac{5}{24}+\zeta(3)+\frac{1}{4}\ln\frac{M_Z^2}{m_i^2}+3\frac{m_i^2}{M_Z^2}\ln\frac{M_Z^2}{m_i^2}+\mathcal{O}\left(\frac{m_i^4}{M_Z^4}\right)\right)\\
&\approx 0.78\times10^{-4} \qquad (1.39)
\end{aligned}
$$

ce qui pourrait, en principe, devenir non négligeable pour les futures études de précision.

– L'approximation des fermions légers ($m_f \ll M_Z$) est inapplicable au quark top. En utilisant les calculs de correction QCD à trois boucles [39], la contribution du quark top s'écrit :

$$
\begin{aligned}
\Delta\alpha_{\text{top}}(\mu^2) &= -\frac{4}{45}\frac{\alpha}{\pi}\frac{s}{M_t^2}\left\{1+5.062\frac{\alpha_s^{(5)}(\mu^2)}{\pi}+\left(28.220+9.702\ln\frac{\mu^2}{M_t^2}\right)\left(\frac{\alpha_s^{(5)}(\mu^2)}{\pi}\right)^2\right. \qquad (1.40)\\
&\left.+\frac{s}{M_t^2}\left[0.1071+0.8315\frac{\alpha_s^{(5)}(\mu^2)}{\pi}+\left(6.924+1.594\ln\frac{\mu^2}{M_t^2}\right)\left(\frac{\alpha_s^{(5)}(\mu^2)}{\pi}\right)^2\right]\right\} \qquad (1.41)
\end{aligned}
$$

Elle représente la plus faible contribution à $\Delta\alpha$

$$
\Delta\alpha_{\text{top}}(M_Z^2) = (-0.70\pm0.05)\times10^{-4} \qquad (1.42)
$$

avec les valeurs $M_t = 175.6 \pm 5.5$ GeV et $\alpha_s^{(5)}(M_Z^2) = 0.118$ (constante de couplage QCD) dans l'équation (1.41).

– On ne peut pas appliquer aux quarks légers ($m_q \leq 500$ MeV/c^2) les méthodes perturbatives à cause du couplage α_s QCD qui devient grand. Les masses effectives des quarks sont mal définies dans cette zone. Pour calculer $\Delta\alpha_{5\ \text{quarks}}$, on utilise les mesures expérimentales de sections efficaces d'annihilation e^+e^- en hadrons, normalisées à la section efficace de production de paires de muons venant de l'échange d'un photon (rapport noté $R(s)$). On relie $\Delta\alpha_{5\ \text{quarks}}$ et $R(s)$ par l'intermédiaire de la relation de dispersion [40]

$$
\Delta\alpha_{\text{had}}(M_Z^2) = -\frac{\alpha(0)M_Z^2}{3\pi}\,\text{Re}\int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds\,\frac{R(s)}{s((s-M_Z^2)-i\epsilon)} \qquad (1.43)
$$

Des calculs récents [38] et [41] ont réduit l'incertitude sur le calcul de $\Delta\alpha_{5\ \text{quarks}}$ d'un facteur 4.5 en étendant le régime d'application du domaine perturbatif de QCD (pQCD) aux énergies $\sqrt{s} \sim$ 1 à 7 GeV. Un résumé des résultats provenant des différentes analyses est présenté dans la figure 1.10 [42].

Lorsqu'on combine les différentes contributions, on obtient

$$
\alpha^{-1}(M_Z) = \begin{cases} 128.933\pm0.015_{\text{exp}}\pm0.015_{\text{théo}} \quad [42]\,, \\ 128.928\pm0.023 \quad [38]\,. \end{cases} \qquad (1.44)
$$

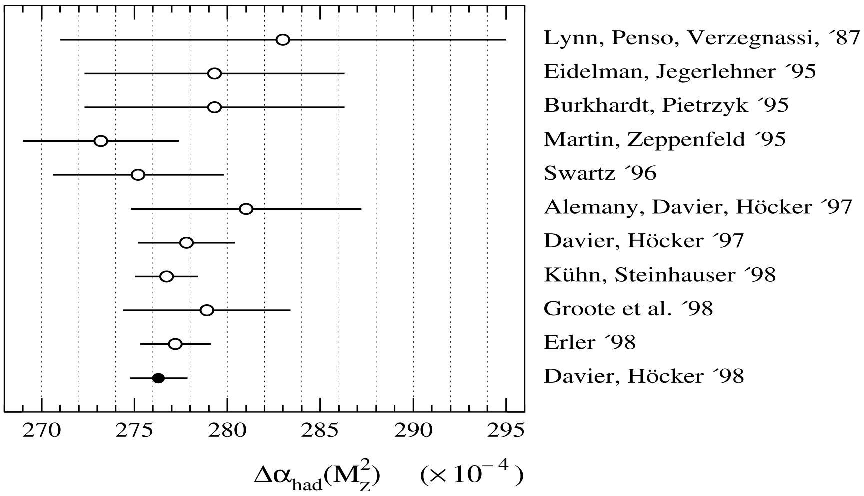


FIG. 1.10: *Résumé des analyses récentes pour le calcul de* $\Delta\alpha_{5\ \mathrm{quarks}}$ *extrait de [42].*

1.3.4 Corrections radiatives au paramètre ρ

Comme précisé précédemment, le paramètre ρ est défini par le rapport des amplitudes du courant neutre sur courant chargé à moment de transfert nul

$$\rho = \frac{\mathcal{M}_{\mathrm{NC}}(0)}{\mathcal{M}_{\mathrm{CC}}(0)} = \frac{1}{1-\Delta\rho},$$

Si on se restreint aux contributions dominantes, on peut distinguer deux termes de corrections à $\Delta\rho$ [43] :

- corrections venant des fermions : les boucles de fermions, figure 1.11, dans l'énergie propre des propagateurs du W et du Z donnent un terme proportionnel à la différence des masses au carré des deux fermions d'un même doublet et seul le doublet du quark top a un effet significatif. Cette correction vaut à l'ordre d'une boucle :

$$\Delta^{(1)}\rho_f = 3\frac{\sqrt{2}G}{16\pi^2}m_t^2 = 3x_t \tag{1.45}$$

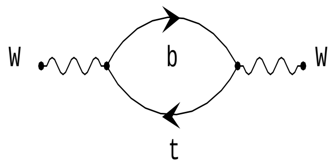


FIG. 1.11: *Diagramme de Feynman d'énergie propre du propagateur du W provenant de la boucle du doublet* (t,b). *Des diagrammes similaires interviennent pour le* Z *avec des boucles* $\bar{f}_a f_a$.

- corrections venant du boson de Higgs : la figure 1.12 montre la correction radiative aux propagateurs du W et du Z due à l'échange d'un boson de Higgs. Il n'y a pas de dépendance quadratique à la masse du Higgs pour les corrections à une boucle à cause de l'écrantage de Veltman [44] ; le premier terme dominant est logarithmique et s'exprime pour un Higgs lourd ($M_H \gg M_W$) sous la forme [43] :

$$\Delta r_H \simeq \frac{\sqrt{2}GM_W^2}{16\pi^2}\frac{11}{3}\left(\ln\frac{m_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6}\right)$$

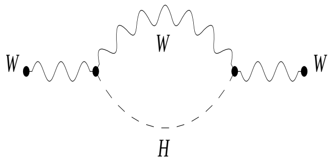


FIG. 1.12: *Diagramme de Feynman d'énergie propre du propagateur du* $\mathrm{W}^{\pm}$ *provenant des boucles de Higgs. Le mêmes graphes existent pour le* Z.

Le niveau de précision des mesures électrofaibles nécessite d'aller au delà des premiers ordres. Beaucoup d'efforts ont été déployés ces dernières années pour calculer les corrections à plusieurs boucles. Pour montrer l'influence des corrections d'ordres supérieurs, on peut décomposer $\Delta\rho$ de la manière suivante

$$\Delta\rho = 3x_t\left[1 + x_t\rho^{(2)} + \delta\rho_{\mathrm{QCD}}\right]$$

avec x_t qui est défini par l'équation (1.45).

- Le terme $\rho^{(2)}$ représente les corrections à deux boucles électrofaibles dues à l'échange de Higgs virtuels (figure 1.13). Cette correction est évaluée dans la référence [45]. Cette contribution est

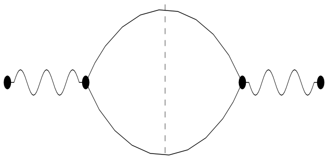
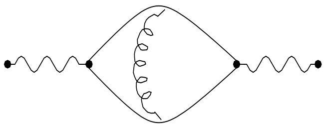


FIG. 1.13: *Correction à deux boucles électrofaibles avec échange de Higgs.*

  d'ordre $\mathcal{O}(G^2m_t^4)$, et vaut $\rho^{(2)}|_{m_H=0} = -0.74$ pour $m_H \simeq 0$, mais atteint un maximum de -11.57 à $m_H \simeq 5.7m_t$.

- Le terme $\delta\rho_{\mathrm{QCD}}$ représente les corrections à deux et trois boucles représentées dans la figure 1.14. Cette correction QCD est calculée dans la référence [46]. Elle comprend des contributions d'ordre



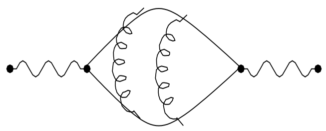


FIG. 1.14: *Correction QCD à deux et trois boucles.*

  $\mathcal{O}(G\alpha_s m_t^2)$ (2 boucles) et $\mathcal{O}(G\alpha_s^2 m_t^2)$ (3 boucles). Selon que l'on exprime cette correction dans le schéma de soustraction minimale ($\overline{\mathrm{MS}}$) ou dans le schéma sur couche de masse (ON), on obtient les expressions suivantes

$$\delta\rho_{\overline{\mathrm{MS}}} = 3x_t\left(-0.19325\frac{\alpha_s}{\pi} - 3.9696\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2\right)$$

$$\delta\rho_{\mathrm{ON}} = 3x_t\left(-2.8599\frac{\alpha_s}{\pi} - 14.594\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2\right)$$

L'impact des ordres supérieurs et du schéma de renormalisation sur la masse du W est donné dans le tableau 1.3.

		+1 boucle	+2 boucles	+3 boucles
ON	$\delta\rho$	0.00949	0.00854	0.00838
	$\delta M_W/M_W$	0.00682	0.00614	0.00601
$\overline{\mathrm{MS}}$	$\delta\rho$	0.00843	0.00837	0.00833
	$\delta M_W/M_W$	0.00605	0.00601	0.00598

TAB. 1.3: *Ordre de grandeur des corrections radiatives au paramètre ρ et de leurs impacts sur la masse du boson W lorsqu'on inclut les contributions à 1,2, et 3 boucles dans le schéma de renormalisation sur couche de masse* ON *et de soustraction minimale* $\overline{\mathrm{MS}}$. *Les nombres sont obtenus avec les paramètres suivants : $\alpha_s(M_t^2) = 0.1092$, la masse du top $m_t(M_t^2) = 164$ GeV/c^2 avec $\overline{\mathrm{MS}}$, $M_t = 174$ GeV/c^2, $M_Z = 91.188$ GeV/c^2 et $G = 1.16639\ 10^{-5}$ GeV^{-2} [46].*

1.3.5 Conséquence des ordres supérieurs sur Δr

L'évaluation des incertitudes théoriques dues aux effets des ordres supérieurs a énormément progressé depuis deux ans. L'une des avancées les plus importantes, est le calcul, en 1996-97 [47], des corrections radiatives d'ordre $\mathcal{O}(G^2 m_t^2)$ contribuant aux diagrammes électrofaibles à deux boucles. Les calculs sont exprimés en fonction de la masse du top (calculs dits en "expansion") et donnent des corrections du même ordre de grandeur que les termes dominants $\mathcal{O}(G^2 m_t^4)$. Les corrections à deux boucles d'ordre $\mathcal{O}(G^2 m_H^2 M_W^2)$ ont été calculées en 1984 [48] et sont négligeables (de l'ordre de un pour mille pour un Higgs de plusieurs TeV).

Dans un ajustement global des paramètres du Modèle Standard avec l'ensemble des données disponibles [49], où les termes $\mathcal{O}(G^2 m_t^2)$ obtenus dans la référence [47] ne sont pas encore inclus, l'erreur due à l'absence des corrections d'ordres supérieurs a un impact important sur la prédiction de la valeur de la masse du boson de Higgs en déplaçant la borne supérieure à 95 % de niveau de confiance pour $\mathrm{m_H}$ de près de 100 GeV [50]. Le calcul exact[3] en fonction de la masse du boson de Higgs a été effectué pour les contributions venant des corrections à deux boucles faisant intervenir des fermions pour la désintégration du muon [50].

Pour évaluer l'impact sur Δr de l'inclusion des ordres supérieurs, les différentes contributions sont comparées séparément dans la référence [52]. La figure 1.15 montre la dépendance à la masse du Higgs de Δr correspondant aux corrections à deux boucles pour les fermions. La quantité montrée en ordonnée correspond à Δ r $(\mathrm{M_H}) - \Delta$ r $(\mathrm{M_H} = 100$ GeV).

Les contributions correspondant au doublet top/beauté (trait plein, $\Delta\mathrm{r_{tb,sub}}$), $\Delta\alpha$ (tirets fins, $\Delta\mathrm{r}_{\Delta\alpha,\mathrm{sub}}$) et aux fermions légers (tirets larges, $\Delta\mathrm{r_{lf,sub}}$)[4] sont indiquées séparément. La ligne en pointillés ($\Delta\mathrm{r_{sub}}(\mathrm{G^2 m_t^4})$) indique la dépendance à la masse du boson de Higgs pour les termes dominants d'ordre $\mathcal{O}(G^2 m_t^4)$. On constate que l'approximation à l'ordre $\mathcal{O}(G^2 m_t^4)$ n'est pas suffisante et que la correction provenant du doublet top/beauté à deux boucles donne lieu à des corrections très importantes. L'inclusion de cette dernière contribution introduit un décalage de la masse du boson W de l'ordre de 16 MeV/c^2 pour un Higgs de 1 TeV/c^2, ce qui représente environ 10 % de la contribution à une boucle. Ces deux contributions restent cependant faibles puisqu'elles se compensent globalement. La contribution des fermions légers conduit à un déplacement de M_W inférieur à 4 MeV.

Au total, les contributions à deux boucles conduisent à une légère amélioration de la sensibilité de Δr comparée aux contributions à une boucle.

[3]Certaines restrictions sont apportées dans la référence [51].
[4]A l'exception des corrections déjà présentes dans $\Delta\alpha$.

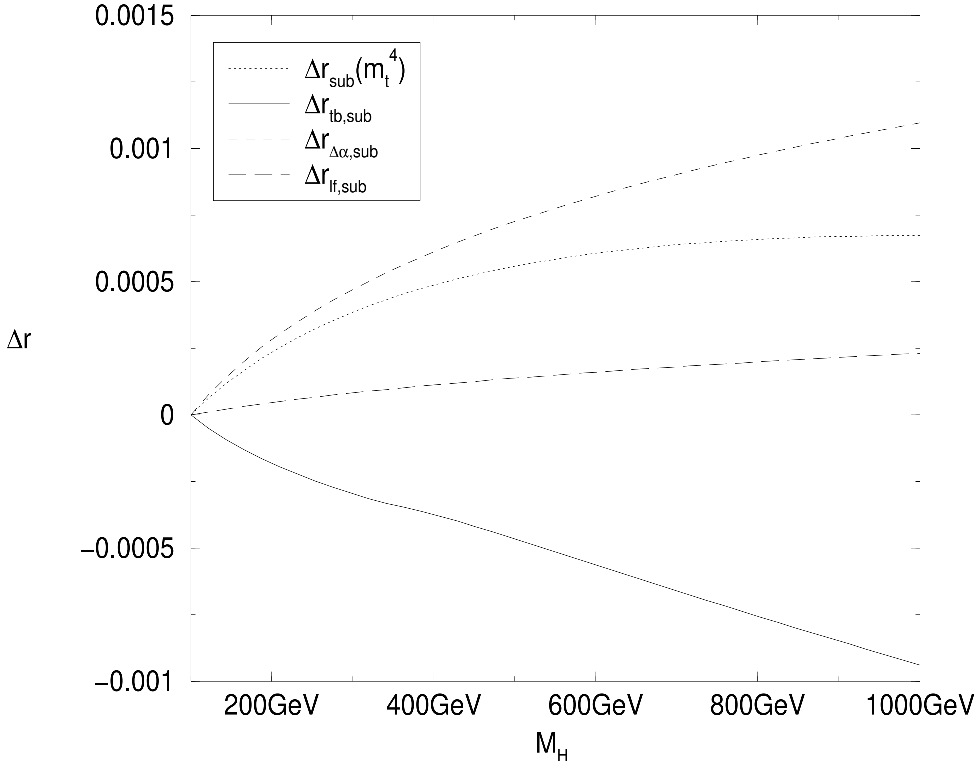


FIG. 1.15: *Contribution fermionique à Δr à l'ordre de deux boucles en fonction de la masse du boson de Higgs [52]. Les différentes contributions sont décrites dans le texte.*

Des résultats jusqu'à quatre boucles sont désormais disponibles pour la partie purement fermionique de Δr [52]. Ceci permet de tester la validité de la resommation des termes d'ordres supérieurs dans Δr. A partir des développements en puissance de Δr introduits dans le paragraphe 1.2.3, il peut être montré [53] que la resommation

$$1 + \Delta r \rightarrow \frac{1}{(1-\Delta\alpha)(1+\frac{c_w^2}{s_w^2}\Delta\rho) - \Delta r_{\rm rem}}$$

tient compte des termes $(\Delta\alpha)^2$, $(\Delta\rho)^2$, $(\Delta\alpha\Delta\alpha)$, $(\Delta\alpha\Delta r_{\rm rem})$ à l'ordre de deux boucles. En conclusion de l'étude [52], cette approximation conduit à une excellente évaluation du résultat complet incluant les boucles de fermions, l'incertitude sur la masse du W étant de l'ordre de 2 MeV.

Lorsqu'on utilise la mesure directe de la masse du W obtenue à LEP2 et au TEVATRON, on peut en déduire Δr par l'intermédiaire de la relation

$$\mathrm{M_W^2}\left(1 - \frac{\mathrm{M_W^2}}{\mathrm{M_Z^2}}\right) = \frac{\pi\alpha}{G_\mu\sqrt{2}}\,(1+\Delta r) \tag{1.46}$$

La mesure directe de Δr est [54] :

$$\Delta r = 0.036 \pm 0.004$$

Nous verrons dans le dernier chapitre le rôle de la mesure de la masse du W et de la masse du top pour imposer des limites sur la masse du Higgs par l'intermédiaire des corrections radiatives exposées précédemment.

1.4 Le processus $e^+e^- \to W^+W^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$

Les trois états finals possibles pour la mesure de la masse du boson W sont $l\nu l\nu$ (10.4 %), $l\nu q_1\bar{q}_2$ (43.7 %) et $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ (45.9 %) [55]. On peut distinguer quatre degrés de perfectionnement dans l'étude théorique du processus $e^+e^- \to W^+W^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$:

1) Les W sont considérés sur couche de masse et on se restreint aux quatre diagrammes de l'approximation de Born représentée dans la figure 1.16. Comme le couplage du boson de Higgs aux fermions est proportionnel à la masse du fermions, ce que montre le Lagrangien de Yukawa (1.21), le diagramme avec échange d'un Higgs dans la voie s est très largement suprimé à cause du vertex électrons-Higgs. On se limitera donc au calcul des deux diagrammes dans la voie s par échange d'un photon et d'un Z, et du diagramme dans la voie t par échange d'un neutrino. Ce processus est appelé CC03.
2) Les W ne sont pas des particules stables, on doit inclure une largeur non nulle ($\Gamma_W \neq 0$). C'est-à-dire qu'aux trois diagrammes CC03 de production de paires de W, on ajoute le processus de désintégration des W en fermions.
3) Le processus réel complet est $e^+e^- \to W^+W^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ auquel on doit ajouter tous les autres processus dont l'état final est du type quatre fermions.
4) Une mesure précise de la section efficace et de la masse du W doit inclure les corrections radiatives comme, par exemple, le rayonnement de photons dans l'état initial (ISR) et la singularité de Coulomb due à l'échange d'un photon entre les deux W.

Nous allons brièvement évoquer chacune de ces étapes pour expliquer un certain nombre de propriétés caractéristiques de la physique du W. Certaines de ces modifications entraînent une correction faible, mais il est nécessaire d'en tenir compte pour atteindre le niveau de précision de 0.5-1 % attendu pour la mesure de la section efficace de production de paires de W.

1.4.1 Production à l'arbre de bosons W stables

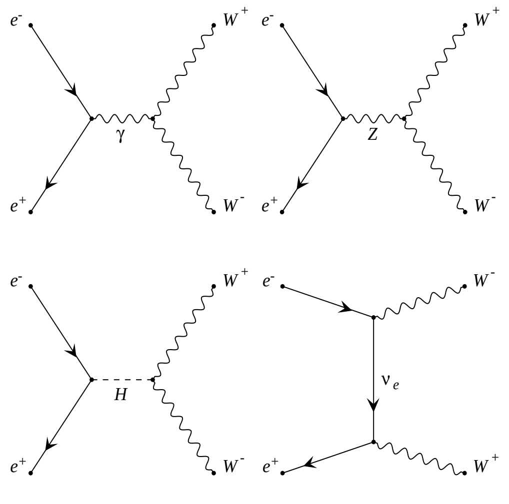


FIG. 1.16: *Diagrammes de production de paires de W à l'ordre le plus bas.*

La production de paires de W au LEP2 est représentée à l'approximation de Born par les trois diagrammes dominants de la figure 1.16 correspondant à l'échange d'un γ, d'un Z, ou d'un ν_e. La simplicité de cette modélisation permet d'écrire les éléments de matrices associés à $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$ et de mettre en évidence les conséquences importantes pour l'analyse à LEP2. On néglige la masse des fermions puisque l'énergie dans le centre de masse est très largement supérieure ($\mathrm{m_f} \ll \mathrm{E_{cms}}$). On considère en première approximation les W stables.

Soit σ, $\bar{\sigma}$, λ, et $\bar{\lambda}$ les hélicités respectives de e^+, e^-, W^+, W^- du processus

$$e^+(p_1, \sigma) + e^-(p_2, \bar{\sigma}) \rightarrow W^+(p_3, \lambda) + W^-(p_4, \bar{\lambda}) \tag{1.47}$$

A partir du Lagrangien de la théorie électrofaible (1.1) et des expressions des couplages des bosons vecteurs γ, Z, et W aux fermions de la partie (1.1.4), on peut déduire les deux résultats suivants pour le processus (1.47) :

- $\sigma = -\bar{\sigma} = \pm\frac{1}{2}$
  Il n'y a donc que deux états d'hélicité à considérer pour l'état initial au lieu de quatre si on ne néglige pas la masse des fermions.
- $e^-_R(\sigma = +\frac{1}{2})$ ne contribue pas au canal t avec échange d'un neutrino. Le couplage pour ce diagramme est du type $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$ et la contribution $\bar{\Psi}(\nu)\gamma^\mu(1-\gamma^5)\Psi_R(e^-)$ est automatiquement nulle.

On désigne par $\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda})$ l'amplitude d'hélicité du processus $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$, avec $\lambda, \bar{\lambda} = +1, -1, 0$ les deux états d'hélicité transverse et l'état d'hélicité longitudinale. L'invariance du processus sous la symétrie CP (conjugaison de charge et parité) implique [56]

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) = \mathcal{M}(\sigma, -\bar{\lambda}, -\lambda)$$

Il y a donc 12 éléments indépendants pour la matrice d'hélicité avec invariance par CP et en négligeant la masse des fermions [17].

On définit la cinématique du processus en choisissant par convention l'angle de diffusion θ du $\mathrm{W^-}$ par rapport à la direction initiale de l'électron $\mathrm{e^-}$. A partir des notations de l'équation (1.47), on a

$$p_1^\mu = E(1, 0, 0, -1)\ ,\ p_2^\mu = E(1, 0, 0, 1)$$

$$p_3^\mu = E(1, -\beta\sin\theta, 0, -\beta\cos\theta)\ ,\ p_4^\mu = E(1, \beta\sin\theta, 0, \beta\cos\theta)$$

avec $E = \frac{\sqrt{s}}{2}$ l'énergie du faisceau et $\beta = \sqrt{1 - \frac{M_W^2}{E^2}}$ la vélocité des W. Si on choisit pour vecteur de polarisation des $\mathrm{W^+W^-}$

$$\epsilon_\pm^\mu(+1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \mp\cos\theta, -i, \pm\sin\theta)$$

$$\epsilon_\pm^\mu(-1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \mp\cos\theta, +i, \pm\sin\theta)$$

$$\epsilon_\pm^\mu(0) = \frac{E}{\sqrt{M_W}}(\beta, \mp\sin\theta, 0, \mp\cos\theta)$$

on calcule la section efficace $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$ différentielle non polarisée

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\beta}{64\pi^2 s}\sum_{\sigma,\lambda,\bar{\lambda}}\frac{1}{4}|\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda})|^2$$

Les amplitudes d'hélicité correspondant aux graphes de la figure 1.16 peuvent être séparées :

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\nu$$

En factorisant la dépendance angulaire dominant dans $\mathcal{M}$, à l'aide des fonctions $d^{\mathrm{J}_0}_{\sigma,\lambda,\bar{\lambda}}$ [33] avec pour moment angulaire minimal $J_0 = \max(|\Delta\sigma| = |\sigma - \bar{\sigma}|, |\Delta\lambda| = |\lambda - \bar{\lambda}|)$, on détermine une amplitude d'hélicité réduite $\tilde{\mathcal{M}}$

$$\mathcal{M}(\sigma,\lambda,\bar{\lambda}) = \sqrt{2}\sigma e^2 \tilde{\mathcal{M}}_{\sigma,\lambda,\bar{\lambda}}(\theta) d^{\mathrm{J}_0}_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}(\theta)$$

Les amplitudes réduites associées aux amplitudes d'échange du γ, du Z et du ν s'écrivent

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{M}}_\gamma &= -\beta A^{\gamma}_{\lambda,\bar{\lambda}} \\
\tilde{\mathcal{M}}_Z &= +\beta A^{Z}_{\lambda,\bar{\lambda}} \left[1 - \delta_{\sigma,-1}\frac{1}{2\sin^2\theta_W}\right]\frac{s}{s - M_Z^2} \\
\tilde{\mathcal{M}}_\nu &= +\delta_{\sigma,-1}\frac{1}{2\beta\sin^2\theta_W}\left[B_{\lambda,\bar{\lambda}} - \frac{1}{1+\beta^2-2\beta\cos\theta}C_{\lambda,\bar{\lambda}}\right]
\end{aligned}$$

où les termes A, B, C, et d sont donnés dans la table (1.4).

$\Delta\lambda$	$(\lambda\bar{\lambda})$	$A^{\gamma,Z}_{\lambda,\bar{\lambda}}$	$B_{\lambda,\bar{\lambda}}$	$C_{\lambda,\bar{\lambda}}$	$d^{\mathrm{J}_0}_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}$
±2	(+-),(-+)	0	0	$2\sqrt{2}\beta$	$-\lambda\sin\theta\frac{(1-\lambda\cos\theta)}{2\sqrt{2}}$
+1	(+0),(0-)	2γ	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$\frac{(1+\sigma\cos\theta)}{2}$
-1	(0+),(-0)	2γ	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$\frac{(1-\sigma\cos\theta)}{2}$
0	(++),(–)	1	1	$1/\gamma^2$	$\frac{-\sigma\sin\theta}{2}$
0	(00)	$2\gamma^2+1$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$\frac{-\sigma\sin\theta}{2}$

TAB. 1.4: *Coefficients des éléments de matrice du processus* $e^+e^- \to W^+W^-$. *Le* γ *utilisé dans les coefficients est* $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, *tandis que celui en exposant représente le photon.*

Les contributions partielles à la section efficace totale du processus $e^+e^- \to W^+W^-$ sont indiquées dans la figure 1.17. On peut distinguer deux cas : lorsque les W sont produits près du seuil et lorsqu'ils sont produits loin du seuil.

- Près du seuil de production, les W^+W^- sont produits au repos et n'ont pas de moment angulaire. Le spin total J du système doit être 0, 1, ou 2. Le cas 0 correspond à celui où les deux hélicités entrantes sont opposées, or on a vu précedemment que ces termes n'existaient pas à cause de la forme des courants du type $\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$ ou $\bar{\Psi}\gamma^\mu\gamma^5\Psi$. D'autre part, l'invariance sous CP élimine le cas J=1. Seule l'amplitude d'hélicité donnée par les coefficients de Clebsch-Gordan correspondant à J=2 subsistent. Par conséquent, seul le diagramme avec échange d'un neutrino contribue au seuil ($\beta\to0$) ; la section efficace ayant une dépendance proportionnelle à β (venant du terme additionnel d'espace de phase). Proche du seuil, la section efficace associée aux échanges du γ et du Z dans la voie s est en β^3. Les couplages à trois bosons de jauge ne peuvent pas être étudiés avec suffisamment de sensibilité au seuil puisque les diagrammes concernés n'interviennent pratiquement pas. En revanche, si on polarisait le faisceau avec un électron droit e^-_R, on isolerait les couplages à trois bosons. Malheureusement, la section efficace pour la polarisation droite est négligeable devant la section efficace pour la polarisation gauche [57].
- A haute énergie ($\sqrt{s} \gg M_W$), on a γ qui tend vers "l'infini" et β vers 1. Plusieurs termes du tableau 1.4 sont infinis, mais la section efficace reste bornée car il y a compensation entre les divergences. En effet, le premier terme de $\tilde{\mathcal{M}}_Z$ est compensé par $\tilde{\mathcal{M}}_\gamma$. De même, il y a compensation entre le deuxième terme de $\tilde{\mathcal{M}}_Z$ et le premier de $\tilde{\mathcal{M}}_\nu$ puisqu'à haute énergie $A^Z_{\lambda,\bar{\lambda}} = B_{\lambda,\bar{\lambda}}$. Les divergences dans le terme $C_{\lambda,\bar{\lambda}}$ sont supprimées par un facteur γ au dénominateur.

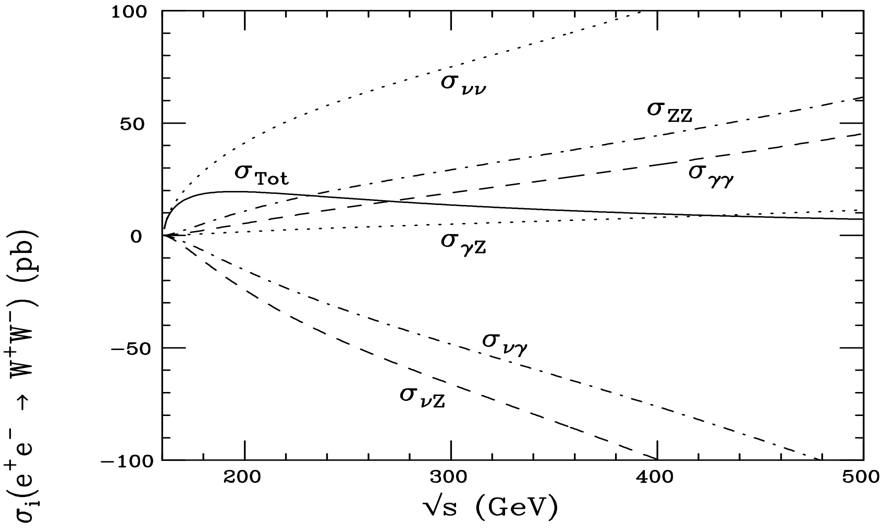


FIG. 1.17: *Contribution des sections efficaces partielles et de la section efficace totale pour la production de paires de W en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions* e^+e^-.

1.4.2 Largeur du boson W et processus 4 fermions

Pour l'instant nous avons considéré l'approximation de largeur nulle $\Gamma_W = 0$, c'est-à-dire qu'on néglige la désintégration des W. Pour tenir compte du processus réel, il faut intégrer la largeur du W dans le propagateur, ce qui introduit une correction importante pour la valeur de la section efficace $e^+e^- \to W^+W^-$ comme le montre la figure 1.21. Outre la prise en compte du processus de désintégration des W, il est nécessaire de développer une stratégie plus complète tenant compte du processus réel à 4 fermions $e^+e^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$: les diagrammes ayant les mêmes 4 fermions dans l'état final vont interférer entre eux, modifiant légèrement la section efficace comme nous allons l'observer.

La largeur du boson W

Pour tenir compte de l'effet de la désintégration du W de largeur Γ_W, on peut ajouter au propagateur du W un terme imaginaire

$$\frac{1}{q^2 - M_W^2} \quad \to \quad \frac{1}{q^2 - M_W^2 + iM_W\Gamma_W} \tag{1.48}$$

A l'ordre le plus bas, la largeur du W pour une désintégration en 2 fermions de masses m_i et m_j ($q_i, \bar{q}_j$ ou l, ν) est donnée par

$$\Gamma^{\rm Born}_{m_i,m_j} = N_C^f \frac{\alpha}{6} \frac{M_W}{2\sin^2\theta_W} |V_{ij}|^2 \left[1 - \frac{m_i^2 + m_j^2}{2M_W^2} - \frac{(m_i^2 - m_j^2)^2}{2M_W^4}\right] \times \frac{\sqrt{\left(M_W^2 - (m_i^2 + m_j^2)^2\right)\left(M_W^2 - (m_i^2 - m_j^2)^2\right)}}{M_W^2}$$

Pour une désintégration des W en leptons, les éléments de matrices CKM (voir la matrice (1.22) pour les quarks) valent $V_{ij} = \delta_{ij}$ et le facteur de couleur $N_C^f = 1$. La largeur totale est définie par la somme de ces largeurs partielles sur tous les fermions vérifiant $m_i^2 + m_j^2 < M_W$.

$\sqrt{s}$/GeV	200	500	1000	2000
Largeur constante	712.8	237.3	60.34	13.97
Largeur variable	712.7	238.7	65.74	34.40

TAB. 1.5: *Impact sur la section efficace en fb du processus* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{u\bar{d}}\mu^-\bar{\nu}_\mu$ *de la prise en compte de la largeur du W par les schémas* $\Gamma_W = \text{constante}$ *et* $\Gamma_W = \Gamma_W(q^2)$ *[58].*

Le processus 4 fermions $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4}$

La procédure employée dans l'équation (1.48) viole l'invariance de jauge pour deux raisons différentes :

- Le processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ à l'arbre, associé aux trois diagrammes doublement résonnants de la figure 1.16, ne prend pas en compte tous les diagrammes du processus réel 4 fermions. Un exemple de processus 4 fermions est montré par la figure 1.18. L'absence de ces graphes (dits simplement résonnants ou non-résonnants) introduit d'une manière évidente des non-compensations de jauge. Cependant, l'omission de ces graphes n'est pas si grave, car ils sont supprimés par un facteur $\mathcal{O}(\Gamma_W/M_W) \simeq 3\%$ [59]. Ils correspondent à une correction de l'ordre de 0.15 % à la section efficace totale pour le domaine d'énergie 175 GeV $< \sqrt{s} <$ 205 GeV.
- La même technique que celle appliquée dans l'équation (1.48) à la fois pour les diagrammes doublement, simplement, ou non-résonnants, ne permet pas aux graphes de se compenser entre eux.

Il n'est pas dans notre intention de détailler la façon dont on tient compte de la largeur du W dans les calculs. Une présentation des différentes méthodes possibles se trouve dans [58], [59], [60] et [61]. On peut évoquer parmi les différentes possibilités deux méthodes :

- l'approximation à largeur fixe (*fixed-width scheme*) : c'est la méthode décrite par l'équation 1.48, qui n'est qu'une approximation.
- la paramétrisation à largeur variable (*running-width scheme*) : c'est la même mais avec une largeur qui dépend de q^2 ($\Gamma_W(q^2)$).

Une comparaison de ces méthodes est donnée par le tableau 1.5 pour la section efficace du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{u\bar{d}}\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Pour la précision requise à LEP2, la prescription de largeur constante est une bonne approximation [62]. C'est la procédure adoptée par le générateur 4 fermions EXCALIBUR [63] utilisé au cours de notre analyse expérimentale. La valeur théorique [64] de la largeur du W est :

$$\Gamma_W = 2.077 \pm 0.014$$

La valeur expérimentale mesurée dans DELPHI vaut [5] :

$$\Gamma_W = 2.48 \pm 0.41 \quad \text{(172-183 GeV)}$$

Elle est en accord avec la valeur précédente.

1.4.3 Section efficace $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4}$

Nous considérons la réaction $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ à l'ordre le plus bas, suivie du processus $\mathrm{W} \to \mathrm{f_i\bar{f}_j}$ où $\mathrm{f_i}$ et $\mathrm{f_j}$ sont des leptons ou des quarks. On note $\sigma^0(s, s_1, s_2)$ la section efficace à l'arbre lorsque la largeur des W tend vers zéro ($\Gamma\to 0$) et pour des W de masses $\sqrt{s_1}$ et $\sqrt{s_2}$. La section efficace du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ peut alors s'écrire, en tenant compte de la largeur $\Gamma(s)$ du W et de l'énergie dans le centre de masse s du système initial $\mathrm{e^+e^-}$, sous la forme [65] :

$$\sigma(s) = B_{f_1\overline{f}_2} B_{f_3\overline{f}_4} \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_2) \sigma^0(s, s_1, s_2) \tag{1.49}$$

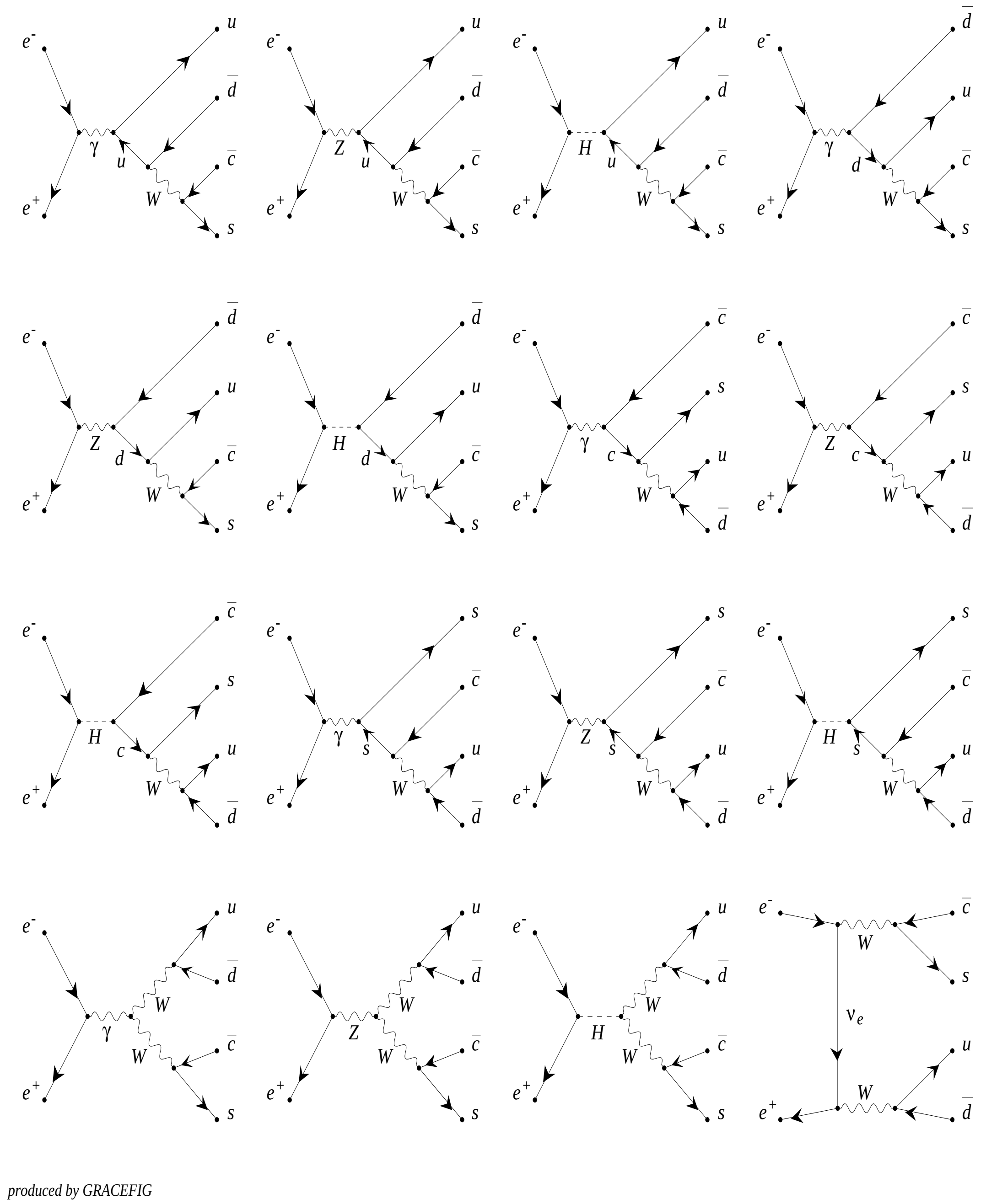


FIG. 1.18: *Diagrammes 4 fermions du processus* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{u\bar{d}c\bar{s}}$. *On peut distinguer les graphes doublement résonnants (2 W) et simplement résonnants (1 W). D'autres états finals à fermions comportent des diagrammes non-résonnants (pas de W).*

où $B_{f_i\bar{f}_j}$ est le taux d'embranchement en fermions (voir tableaux 1.2). Les masses invariantes des deux bosons virtuels sont notées s_1 et s_2, et la densité de masse en Breit-Wigner ρ :

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi}\frac{\sqrt{s}\Gamma(s)}{(s-M_W^2)^2 + M_W^2\Gamma^2(s)}$$

La largeur totale du W est approximée par :

$$\Gamma(s) = \frac{g^2}{4\pi}\sqrt{s}$$

La section efficace $\sigma^0(s, s_1, s_2)$ peut se décomposer en fonction des amplitudes au carré des trois graphes à l'arbre et des termes d'interférence. On écrit :

$$\sigma^0(s, s_1, s_2) = \sigma_{\gamma\gamma} + \sigma_{ZZ} + \sigma_{\gamma Z} + \sigma_{\nu\nu} + \sigma_{\nu Z} + \sigma_{\nu\gamma}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{\gamma\gamma} &= \frac{1}{64\pi s^2}\frac{e^4}{s^2}\left(-\frac{2}{s_1 s_2}\right)G_1(s,s_1,s_2) \\
\sigma_{ZZ} &= \frac{1}{64\pi s^2}\frac{g^4}{16}\frac{a^2+b^2}{(s-M_Z^2)^2}\left(-\frac{2}{s_1 s_2}\right)G_1(s,s_1,s_2) \\
\sigma_{\gamma Z} &= \frac{1}{64\pi s^2}\frac{e^2g^2}{2}\frac{a}{s(s-M_Z^2)}\left(-\frac{2}{s_1 s_2}\right)G_1(s,s_1,s_2) \\
\sigma_{\nu\nu} &= \frac{1}{64\pi s^2}\frac{g^4}{8}\left(-\frac{2}{s_1 s_2}\right)G_2(s,s_1,s_2) \\
\sigma_{\nu Z} &= \frac{1}{64\pi s^2}\frac{g^4}{8}\frac{a-b}{(s-M_Z^2)}\frac{2}{s_1 s_2}G_3(s,s_1,s_2) \\
\sigma_{\nu\gamma} &= \frac{1}{64\pi s^2}\frac{e^2g^2}{2}\frac{1}{s}\frac{2}{s_1 s_2}G_3(s,s_1,s_2)
\end{aligned}$$

avec

$$a = 1 - 4\sin^2\theta_W, \quad et \quad b = -1$$

où

$$\begin{aligned}
G_1(s,s_1,s_2) = &- \lambda^{3/2}(s,s_1,s_2)[\lambda(s,s_1,s_2)/6 + 2\{s(s_1+s_2)+s_1s_2\}] \\
G_2(s,s_1,s_2) = &- \lambda^{1/2}(s,s_1,s_2)[\lambda(s,s_1,s_2)/6 + 2\{s(s_1+s_2)-4s_1s_2\}] \\
&+ 4s_1s_2(s-s_1-s_2)\ln(f(s,s_1,s_2)) \\
G_3(s,s_1,s_2) = &- \lambda^{1/2}(s,s_1,s_2)[(s+11s_1+11s_2)\lambda(s,s_1,s_2)/6 \\
&+ 2(s_1^2+3s_1s_2+s_2^2)s - 2(s_1^3+s_2^3)] \\
&- 4s_1s_2\{(s_1+s_2)s+s_1s_2\}\ln(f(s,s_1,s_2))
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda(s,s_1,s_2) &= s^2+s_1^2+s_2^2-2(s_1s+s_2s+s_1s_2) \\
f(s,s_1,s_2) &= \frac{s-s_1-s_2-\lambda^{1/2}(s,s_1,s_2)}{s-s_1-s_2+\lambda^{1/2}(s,s_1,s_2)}
\end{aligned}$$

Considérer la largeur du W diminue la section efficace totale d'un facteur supérieur à 5 %, ce qui correspond à une correction aussi importante que l'effet dû aux radiations de photons dans l'état initial, ce que nous allons observer dans les paragraphes suivants.

1.4.4 Les corrections d'ordres supérieurs

Nous allons introduire les corrections d'ordres supérieurs dues à la largeur du W ainsi que la radiation de photons. La radiation de photons peut avoir lieu dans l'état initial (ISR) ou final (FSR), ou entre les deux W (correction de Coulomb). L'importance des corrections dues aux ISR et à la correction de Coulomb sur la section efficace est montrée dans la figure 1.21. Nous reviendrons, dans le chapitre consacré à l'étude des incertitudes systématiques, aux effets hadroniques de corrélation de Bose-Einstein et de recombinaison de couleur. Ces effets sont prédits par des modèles phénoménologiques, et peuvent introduire des corrélations entre les deux W dans l'état final.

Les premiers calculs des corrections radiatives électrofaibles et QCD au processus de désintégration du W se trouvent dans les références [66] et [67]. Le calcul complet à une boucle électrofaible et QCD associé au calcul complet de radiation de photons et de gluons ("bremsstrahlung") a été évalué [68] en tenant compte de la masse des fermions. Une première étape de l'inclusion des corrections électrofaibles dans un générateur d'événements fut réalisée par Jadach et al. [69]. Les corrections complètes d'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ des photons virtuels [70] et réels [71] pour la production de paires de W sur couche de masse étaient prises en compte, mais les corrections associées à la désintégration étaient alors négligées. Nous allons voir que des progrès ont été réalisés depuis.

Corrections d'ordre supérieur à la largeur du W

La largeur totale du W peut être décomposée en fonction des corrections électrofaibles et QCD :

$$\Gamma_W = \Gamma^{\text{Born}}(1 + \delta_{\text{ew}} + \delta_{\text{QCD}})$$

- Les corrections électrofaibles δ_{ew} correspondent principalement à la prise en compte de l'évolution de la constante de couplage électromagnétique en fonction de l'énergie $\alpha(q^2)$ (voir le paragraphe 1.3.3), des corrections dominantes qui interviennent par l'intermédiaire du paramètre ρ (voir le paragraphe 1.3.4), des effets de radiation de photons dans l'état initial avec des termes $\alpha \ln(m_e^2/q^2)$ où q^2 est l'échelle d'énergie du processus et, enfin, la correction de Coulomb que nous allons présenter dans les paragraphes suivants.
- Les corrections QCD correspondent aux désintégrations des W en quarks. La correction principale provient de l'échange d'un gluon entre les deux quarks, processus représenté par la figure 1.19.

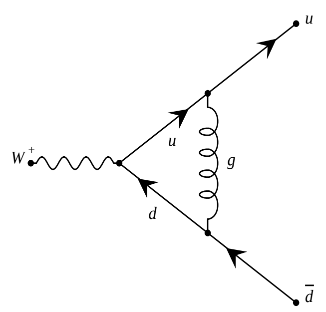


FIG. 1.19: *Diagramme contribuant aux corrections QCD de la largeur Γ_{W} du W.*

θ range	$\sqrt{s}$/GeV	161	175	200	500	1000	2000
0°<θ<180°	$(\delta_{\rm IBA}-\delta)/\%$	1.5	1.3	1.5	3.7	6.0	9.3
10°<θ<170°		1.5	1.3	1.5	4.7	11	22

TAB. 1.6: *Ordre de grandeur de l'effet des corrections radiatives non-dominantes ("non-leading") à la production de W sur couche de masse ($\delta_{\rm IBA}$ et δ comprenant seulement les photons mous) [58].*

En tenant compte des corrections dominantes, on peut écrire une expression améliorée pour la largeur du W (IBA ou "improved Born approximation") [30] :

$$\Gamma_{\rm Wl_i\nu_i} \simeq \frac{GM_W^3}{6\sqrt{2}\pi}$$

$$\Gamma_{\rm Wq_i\bar{q}_j} \simeq \frac{GM_W^3}{2\sqrt{2}\pi}|V_{ij}|^2\left(1+\frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi}\right)$$

$$\Gamma_{\rm W} \simeq \frac{3GM_W^3}{2\sqrt{2}\pi}\left(1+\frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi}\right)$$

Les corrections $\delta_{\rm QCD}$ modifient la largeur totale du W de l'ordre de 1 %. Le tableau 1.6 montre l'effet des ordres supérieurs δ par rapport à l'approximation de Born améliorée ($\delta_{\rm IBA}$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse et de l'angle de production θ des W. La quantité $\delta_{\rm IBA}-\delta$ correspond aux termes non-dominants négligés et représente environ 1-2 % pour l'énergie à LEP2 [58].

Une évaluation des corrections électrofaibles pour le processus $\rm e^+e^- \to W^+W^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ dans la voie leptonique à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ pour des W hors couche de masse se trouve dans la référence [61]. Les amplitudes d'hélicité de certaines de ces corrections sont disponibles en annexe de la référence précédente.

Radiation de photons

Des photons peuvent être émis dans l'état initial (ISR), dans l'état final (FSR), ou encore par les W. La prise en compte de ces effets participe aux corrections QED dont nous avons déjà partiellement évoqué l'importance. Le cas où les deux W échangent un photon est traité dans la partie suivante et correspond à la singularité de Coulomb. Nous allons insister sur l'émission de photons dans l'état initial car c'est l'effet le plus important. Il conduit à des corrections pouvant atteindre environ 7 % [72] [73]. Concernant la radiation de photons dans l'état final, nous renvoyons aux études récentes des références [74] et [69].

L'énergie disponible (dite énergie effective s') lors de la collision $\rm e^+e^-$ est diminuée par l'émission de photons dans l'état initial. Il est très important de simuler correctement les ISR afin d'éviter un biais par rapport aux données réelles.

Il faut distinguer l'émission de photons mous et durs. Le calcul de l'émission de photons mous ou colinéaires, se fait par exponentiation pour resommer les termes lentement convergents $\left(\alpha\ln(s/m_e^2)\right)^n$, ou de manière équivalente par la méthode des fonctions de structures.

Dans la méthode des fonctions de structure [75], à l'ordre des logarithmes dominants, la section efficace de Born $\sigma_{\rm B}$(s) est convoluée avec une fonction de flux Φ qui représente la radiation de photons. On peut écrire [76] :

$$\delta\sigma_{\rm ISR,dominants}(s) = \int_{4M_W^2/s}^{1} dx\,\Phi(x,Q^2)\sigma_{\rm B}(xs),$$

A l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ la fonction de flux s'écrit

$$\begin{aligned}\Phi(x,Q^2) &= \frac{\alpha}{\pi}\log\Big(\frac{Q^2}{m_e^2}\Big)\Big[\delta(1-x)\Big(\frac{3}{2}+2\log\frac{\Delta E}{E}\Big) \\ &\quad + \theta\Big(1-\log\frac{\Delta E}{E}-x\Big)\frac{1+x^2}{1-x}\Big] + \mathcal{O}(\alpha^2)\end{aligned}$$

avec le terme de coupure ΔE qui sépare les contributions des photons mous et durs. Le rayonnement des photons durs doit être calculé séparément.

La technique d'exponentiation de Yennie-Frautschi-Suura (YFS) [77] consiste à sommer les divergences infrarouges. Elle n'est pas limitée dans ses principes aux approximations des logarithmes dominants. Elle peut s'appliquer pour toutes particules stables dans l'état initial ou final, et pour des masses et des spins arbitraires. Cette technique est employée par le générateur Monte-Carlo KORALW 1.42 [78]. La radiation multiple de photons à l'approximation des logarithmes dominants à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$ est désormais disponible pour tous les graphes 4 fermions. Une production d'événements Monte-Carlo 4 fermions devrait débuter dans DELPHI en 1999 et permettre de mieux prendre en compte l'effet des ISR pour la mesure de la masse du W. Pour les énergies à 183 et 189 GeV étudiées dans cette thèse, une version adaptée du générateur EXCALIBUR [63] a été utilisée. Les ISR sont générés à partir de la technique des fonctions de structures où le rayonnement de photons de moment transverse non nul est incorporé. L'incertitude théorique sur la connaissance de l'énergie moyenne rayonnée $< E_\gamma >$ a été estimée à, environ, 10-20 MeV [73].

Singularité Coulombienne

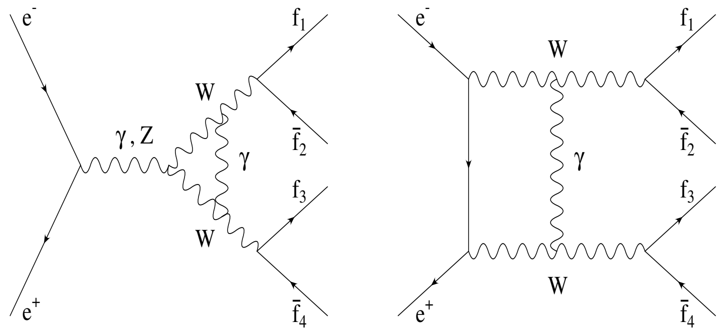


FIG. 1.20: *Les diagrammes de Feynman pour la correction de Coulomb.*

Une autre contribution aux corrections QED est la correction de Coulomb. Nous l'étudions séparément en raison de son importance sur la masse du W. Cet effet fut évalué en mécanique quantique par Sommerfeld [79] qui montra que deux particules stables de charges opposées (ici les W), ayant une vitesse relative v, subissent une influence réciproque proportionnelle à α/v. Les deux bosons W, de vélocité $\beta = \sqrt{1 - M_W^2/E^2}$, échangent un photon comme le montrent les diagrammes de la figure 1.20. La correction de Coulomb s'ecrit :

$$\delta\sigma_{\mathrm{Coul}} = \sigma_{\mathrm{Born}}^{\mathrm{CC03}}\frac{\alpha\pi}{2\bar\beta}\left[1-\frac{2}{\pi}\arctan\left(\frac{|\beta_M-\bar\beta|}{2\bar\beta\,\mathrm{Im}\beta_M}\right)\right],$$

avec

$$\bar\beta = \frac{1}{s}\sqrt{s^2-2s(k_+^2+k_-^2)+(k_+^2-k_-^2)^2}$$

$$\beta_M = \sqrt{1-\frac{4M^2}{s}}, \quad M^2 = M_W^2 - iM_W\Gamma_W - i\varepsilon.$$

où k_+, k_- sont les quadri-impulsions des W^+ et W^- respectivement. La correction atteint 6 % au seuil et décroît sensiblement avec l'énergie dans le centre de masse jusqu'à, par exemple, 2 % à $\sqrt{s} = 190$ GeV. Un effet de l'ordre de 10 MeV/c^2 sur la masse du W est introduit par la correction de Coulomb pour la méthode de la mesure de la masse au seuil.

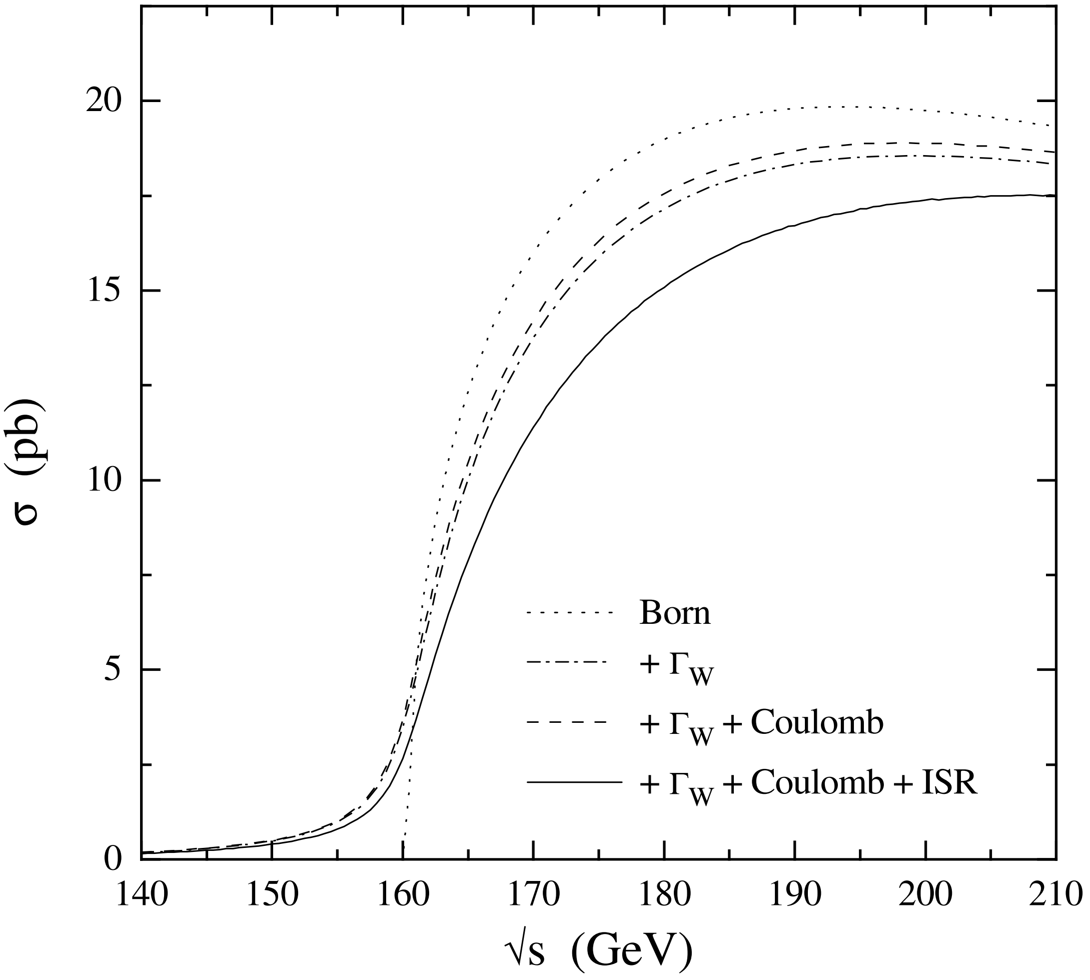


FIG. 1.21: *Section efficace du processus* $e^+e^- \to W^+W^-$ *à différents niveaux d'approximation : (i) Born (W sur couche de masse), (ii) Born + désintégration des W, (iii) prise en compte de la correction de Coulomb, (iv) ajout de l'effet dû à la radiation de photons dans l'état initial (ISR) [2].*

1.4.5 Méthodes de mesure de la masse du W à LEP2

Il y a deux méthodes principales pour déterminer la masse du boson W à LEP2. L'une utilise la sensibilité de la section efficace de production de paires W^+W^- à la masse du W au voisinage du seuil, l'autre la reconstruction directe du pic de masse.

Méthode de la section efficace

La section efficace de production W^+W^- augmente très rapidement près du seuil de production $\sqrt{s} = 2M_W$, bien que la largeur finie du W et la radiation de photons dans l'état initial étalent l'augmentation brutale de la section efficace de Born sur couche de masse comme le montre la figure 1.21. La sensibilité de la section efficace, à une énergie dans le centre de masse fixée près du seuil, est représentée dans la figure 1.22. La mesure de la section efficace dans cette région conduit à la mesure de la masse.

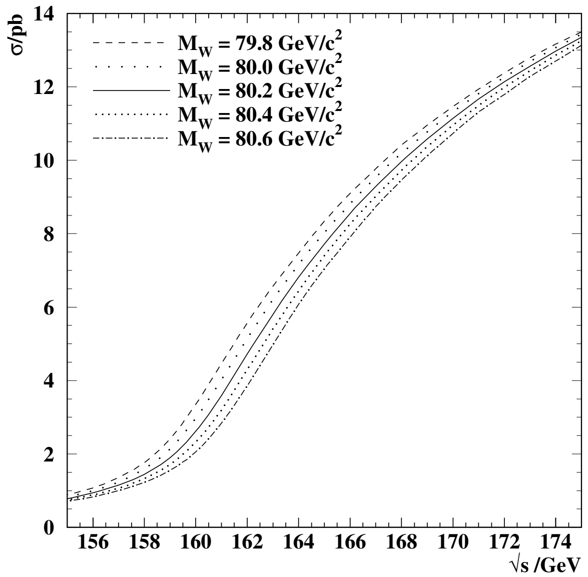


FIG. 1.22: *Section efficace de production* W^+W^- *en fonction de l'énergie dans le centre de masse* $\sqrt{s}$ *dans la région du seuil, pour différentes valeurs de* M_W. *Les effets de largeur finie, de la correction de Coulomb et de la radiation de photons dans l'état initial sont inclus [2].*

A partir des données accumulées à 161, 172 et 183 GeV, la masse obtenue par la mesure de la section efficace totale W^+W^- dans DELPHI est [55] :

$$M_W = 80.49 \pm 0.43(\text{stat}) \pm 0.09(\text{syst}) \pm 0.03(\text{LEP})\ \text{GeV/c}^2$$

où (stat) dénote l'erreur statistique, (syst) est l'erreur systématique et (LEP) l'incertitude sur la valeur de l'énergie du faisceau. Environ 97 % de la sensibilité provient des données à 161 GeV.

Méthode de la reconstruction directe

C'est la méthode utilisée dans la thèse pour mesurer la masse aux énergies dans le centre de masse $\sqrt{s} = 183$ et 189 GeV. Après avoir reconstruit les deux bosons W^+ et W^- à partir des produits de désintégration, on ajuste la distribution de masse pour obtenir la masse du boson W. Cette méthode est efficace lorsqu'on produit des W sur couche de masse en grande quantité, c'est-à-dire à une énergie dans le centre de masse supérieure à 170 GeV où la section efficace totale de production est de l'ordre de 11 pb^{-1}.

Cette méthode implique une sélection efficace des événements W^+W^- et un rejet des événements de bruit de fond qui sont très abondants dans le canal de désintégration $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$. On doit compenser par ajustement cinématique les effets de résolution du détecteur qui augmentent la largeur du pic de masse reconstruit.

Méthode	Section efficace	Reconstruction directe
ΔM_W (stat.)	$\mathcal{O}(50\ \mathrm{MeV/c^2})$	$\mathcal{O}(25\ \mathrm{MeV/c^2})$
ΔM_W (syst.)	$\mathcal{O}(50\ \mathrm{MeV/c^2})$	$\mathcal{O}(25\ \mathrm{MeV/c^2})$

TAB. 1.7: *Estimation des incertitudes statistiques (stat.) et systématiques (syst.) en* MeV/c^2 *des différentes méthodes pour la mesure de la masse du W pour une luminosité d'environ* $\mathcal{L} \simeq 500$ pb^{-1} *pour quatre expériences LEP [2].*

Conclusion

Seule la mesure par section efficace au seuil et par reconstruction directe de la masse permet d'atteindre la précision requise pour la détermination de la masse du boson W. La première méthode n'est efficace qu'au seuil de production de paires de W, c'est-à-dire à 161 GeV. La deuxième atteint son optimum loin du seuil, c'est-à-dire à partir de 170 GeV. Une estimation de la précision de la mesure de la masse du W pour chacune des deux méthodes est indiquée dans le tableau 1.7.

Le choix de l'une de ces méthodes se fait au détriment de l'autre. La méthode de reconstruction directe apparait cependant plus prometteuse et a, en outre, l'avantage de ne pas défavoriser la montée en énergie nécesaire à l'étude des couplages à trois bosons de jauge, la recherche du boson de Higgs ou de particules supersymétriques.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Le LEP, *Large Electron-Positron collider*

John Adams (1920-1984) est le "père" des géants accélérateurs de particules qui ont fait du CERN le pôle centrale de la physique des hautes énergies [80]. Les premiers développements du projet *Large Electron Positron storage ring (LEP)* sont décris par John Adams dans ses rapports annuels pour le conseil du CERN en 1979 et 1980.

Le collisionneur e^+e^- LEP a été construit après la découverte des bosons de jauge $W^\pm$ et Z au CERN en 1983. La première phase de fonctionnement du LEP (1989-1995) fut consacrée à l'étude de la théorie électrofaible, avec des énergies dans le centre de masse voisines de la masse du Z. Le nombre d'événements accumulés a permis des tests de précision du Modèle Standard et, plus particulièrement, la mesure précise des paramètres qui décrivent la résonance du Z. Depuis novembre 1995, l'énergie du LEP a été augmentée et une nouvelle phase de fonctionnement du collisionneur a commencé : la phase de haute énergie. Pendant la première période, dite LEP 1.5, le LEP a fonctionné avec des énergies dans le centre de masse autour de 133 GeV pour préparer la montée à haute énergie de la phase LEP 2 à des énergies de collisions de faisceaux autour de 200 GeV. A LEP 2, les priorités sont la recherche des signaux d'une nouvelle physique et l'étude des propriétés des bosons W^+W^-. Au LEP, des paquets d'électrons et de positrons d'énergies identiques (E) et d'impulsions opposées entrent en collision en quatre points d'interaction entourés par des systèmes de détection. Dans ce genre de collisions, toute l'énergie est disponible dans le centre de masse ($\sqrt{s}$ = 2E). Le LEP est situé à 100 mètres sous terre et a une circonférence de 26.7 kilomètres. Il est divisé en huit sections rectilignes de 500 mètres de longueur chacune. Les quatre expériences du LEP sont ALEPH, DELPHI, OPAL et L3. La valeur nominale de la luminosité à LEP 2 est de l'ordre de 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ (10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$ à LEP 1).

2.1.1 Le système d'injection du LEP

L'obtention des faisceaux e^+e^-, avec des énergies élevées, exige l'utilisation d'une chaîne complexe d'injection (voir figure 2.1) qui tire parti des différents accélérateurs existants au CERN : le Super Proton Synchrotron (SPS), le Proton Synchrotron (PS) et un accélérateur linéaire, le LEP Injector LINAC (LIL).

Le faisceau d'électrons, obtenu par un filament chauffé, est envoyé dans l'accélérateur linéaire (LINAC) où l'énergie atteinte est de 200 MeV. Les électrons sont envoyés sur une cible de tungstène où des paires électron-positron sont créées. Les électrons et les positrons sont ensuite guidés vers le LINAC, où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 600 MeV. Ces paquets de particules sont accumulés dans l'Electron Positron Accumulator (EPA) avant d'être injectés dans les machines suivantes. Dès que le nombre de particules dans l'EPA est suffisant, les paquets sont envoyés dans le PS où ils subissent une accélération jusqu'à 3.5 GeV. La phase suivante consiste à introduire les faisceaux e^+e^- dans le

SPS où ils atteignent l'énergie de 20 GeV avant d'être injectés dans le LEP. Ce dernier accélère les électrons et les positrons jusqu'à obtenir l'énergie dans le centre de masse souhaitée. L'accélération est effectuée dans les sections rectilignes du LEP, grâce à des cavités de radiofréquence. Quand l'énergie des faisceaux est atteinte, ils sont focalisés par les quadrupôles supraconducteurs qui se trouvent de part et d'autre des points d'interactions.

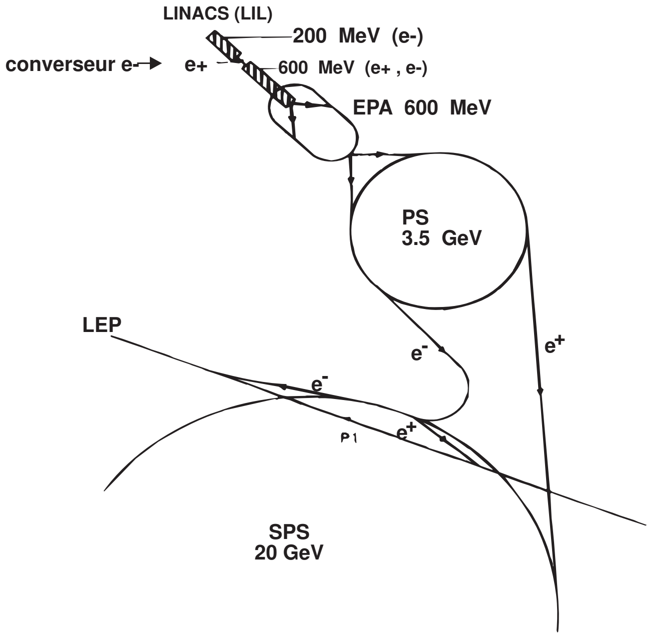


FIG. 2.1: *Le système d'injection du LEP.*

2.1.2 La luminosité au LEP

La luminosité est définie comme le nombre de particules qui traversent la région de collision par unité de surface et par seconde. En notant σ la section efficace de la réaction, on a :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma$$

Dans le cas d'un collisionneur, la luminosité est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\mathrm{e}^+} N_{\mathrm{e}^-} n_{\mathrm{paq}} f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

où N_{e^+} et N_{e^-} sont les nombres de positrons et d'électrons par paquet, n_{paq} le nombre de paquets par faisceau, f est la fréquence de révolution et $\sigma_{x,y}$ sont les dimensions transverses des faisceaux. A LEP 2, le nombre de particules par paquet est de l'ordre de 10^{11} et le nombre de paquets par faisceau est de quatre ou huit. Les électrons et positrons circulent en sens inverse à une vitesse proche de celle de la lumière. Les paquets ont environ 1.8 cm de long, avec $\sigma_x \simeq 200\ \mu$m et $\sigma_y \simeq 8\ \mu$m dans les zones de collisions et ils se croisent tous les 22 μs (avec quatre paquets).

La mesure de la luminosité dans le LEP est faite en utilisant la diffusion Bhabha à petit angle $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ (Bh). Ce processus est caractérisé par une section efficace bien connue et un grand nombre d'événements disponibles expérimentalement. La luminosité intégrée pendant une certaine période est donnée par :

$$L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} = \frac{N^{\rm Bh}}{\sigma^{\rm Bh}_{\rm eff}}$$

où $N^{\rm Bh}$ est le nombre d'événements après soustraction du bruit de fond et la section efficace effective ($\sigma^{\rm Bh}_{\rm eff} = \sigma^{\rm Bh}\epsilon_{\rm a}\epsilon$) est obtenue en faisant le produit de la section efficace théorique ($\sigma^{\rm Bh}$) par l'acceptance géométrique ($\epsilon_{\rm a}$) et par l'efficacité d'identification d'événements Bhabha (ϵ). Le tableau 2.1 indique les luminosités intégrées collectées par DELPHI pendant la phase de haute énergie ainsi que les valeurs respectives d'énergie dans le centre de masse.

Année	1995	1996		1997	1998
L (pb^{-1})	5.9	10.07 ± 0.12	10.12 ± 0.08	53.54 ± 0.55	157.69 (prél.)
$\sqrt{s}$ (GeV)	130-136	161.31	172.14	183.65	188.6

TAB. 2.1: *Luminosités intégrées dans DELPHI par année et valeurs respectives de l'énergie de collision.*

2.2 Le détecteur DELPHI

Le détecteur DELPHI [81], **D**etector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification, est un des quatre détecteurs en fonctionnement au LEP. Les détecteurs du LEP ont une couverture en angle solide autour de 4π stéradians et une symétrie cylindrique par rapport au point d'interaction.

DELPHI est composé par un *baril* central de forme cylindrique et par deux bouchons couvrant les côtés du baril. Le système de coordonnées standard dans DELPHI est présenté par la figure 2.2. L'axe z suit la direction des électrons, l'axe x pointe vers le centre du LEP et l'axe y est dirigé vers le haut. L'angle polaire, entre l'axe z et l'axe radial, est appelé θ et l'angle azimuthal autour de l'axe z, ϕ. La coordonnée radiale est $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. La région angulaire couverte par le baril de DELPHI est approximativement $\theta \in [40, 140]^\circ$.

La figure 2.3 montre une vue du baril et d'un bouchon de DELPHI ainsi que tous les sous-détecteurs.

DELPHI a comme objectif principal la caractérisation la plus complète possible des particules présentes dans les différents états finals de collisions envisageables au LEP. Dans ce but, DELPHI doit remplir les fonctions suivantes :

- reconstruire les trajectoires des particules chargées,
- mesurer l'énergie des particules,
- identifier les particules détectées,
- être hermétique,
- avoir un système de déclenchement efficace,
- disposer d'un système d'acquisition suffisamment rapide,
- effectuer la mesure de la luminosité avec précision.

Ces tâches sont effectuées par différents sous-détecteurs de DELPHI dont les principales caractéristiques sont décrites dans les sections suivantes.

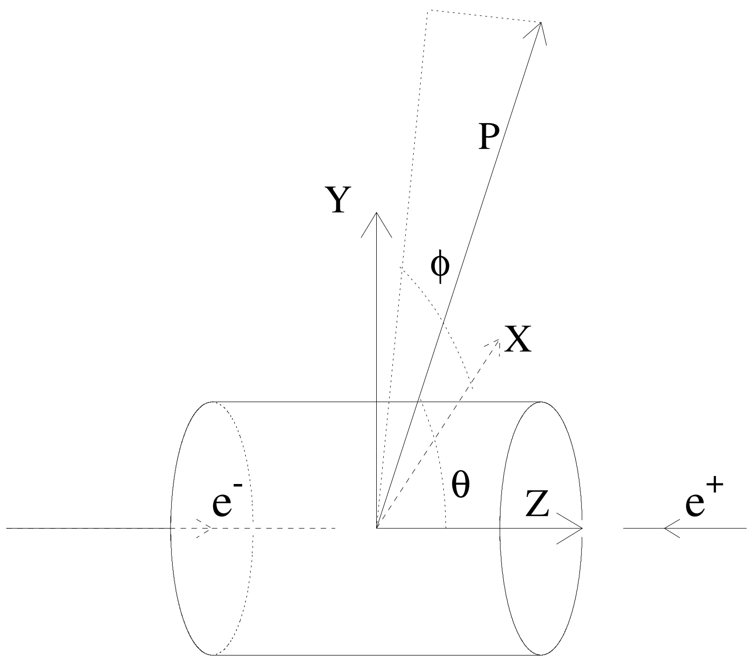


FIG. 2.2: *Système de coordonnées de DELPHI. Le cylindre représente le détecteur.*

2.2.1 La reconstruction des trajectoires des particules chargées

L'ionisation produite dans un milieu par le passage d'une particule chargée peut être utilisée pour mesurer sa position et sa trajectoire. De plus, en présence d'un champ magnétique, l'impulsion et la charge électrique des particules chargées peuvent être déterminées par la courbure de leur trajectoire.

Le système qui permet une reconstruction tridimensionnelle des trajectoires des particules chargées dans DELPHI est composé par un ensemble de sous-détecteurs, plongés dans un champ magnétique de 1.23 T parallèle à l'axe z et créé par un solénoïde supraconducteur. Les sous-détecteurs (des chambres à dérive et des détecteurs à semiconducteurs) sont les suivants : le détecteur de micro-vertex (*Vertex Detector* - VD), le détecteur interne (*Inner Detector* - ID), la chambre à projection temporelle (*Time Projection Chamber* - TPC), le détecteur externe (*Outer Detector* - OD), les chambres vers l'avant A et B (*Forward Chambers A,B* - FCA et FCB) et les chambres à muons (*Muon Chambers Barrel* MUB, *Muon Chambers Forward* MUF, *Surrounding MUon chambers* MUS).

* **Le détecteur de micro-vertex (VD)**

Le VD est le détecteur le plus proche du tube à vide. D'un rayon interne de 5.6 cm, il couvre la région d'angle polaire comprise entre 20° et 160°. Il est constitué de 3 couches de micro bandes de silicium de rayon 6.3, 9.0 et 10.9 cm, chacune constituée de 24 secteurs. Le nombre maximum de mesures en $R\phi$ par trace chargée est de 6 et la résolution obtenue est $\sigma(R\phi) \simeq 7\,\mu$m. Les

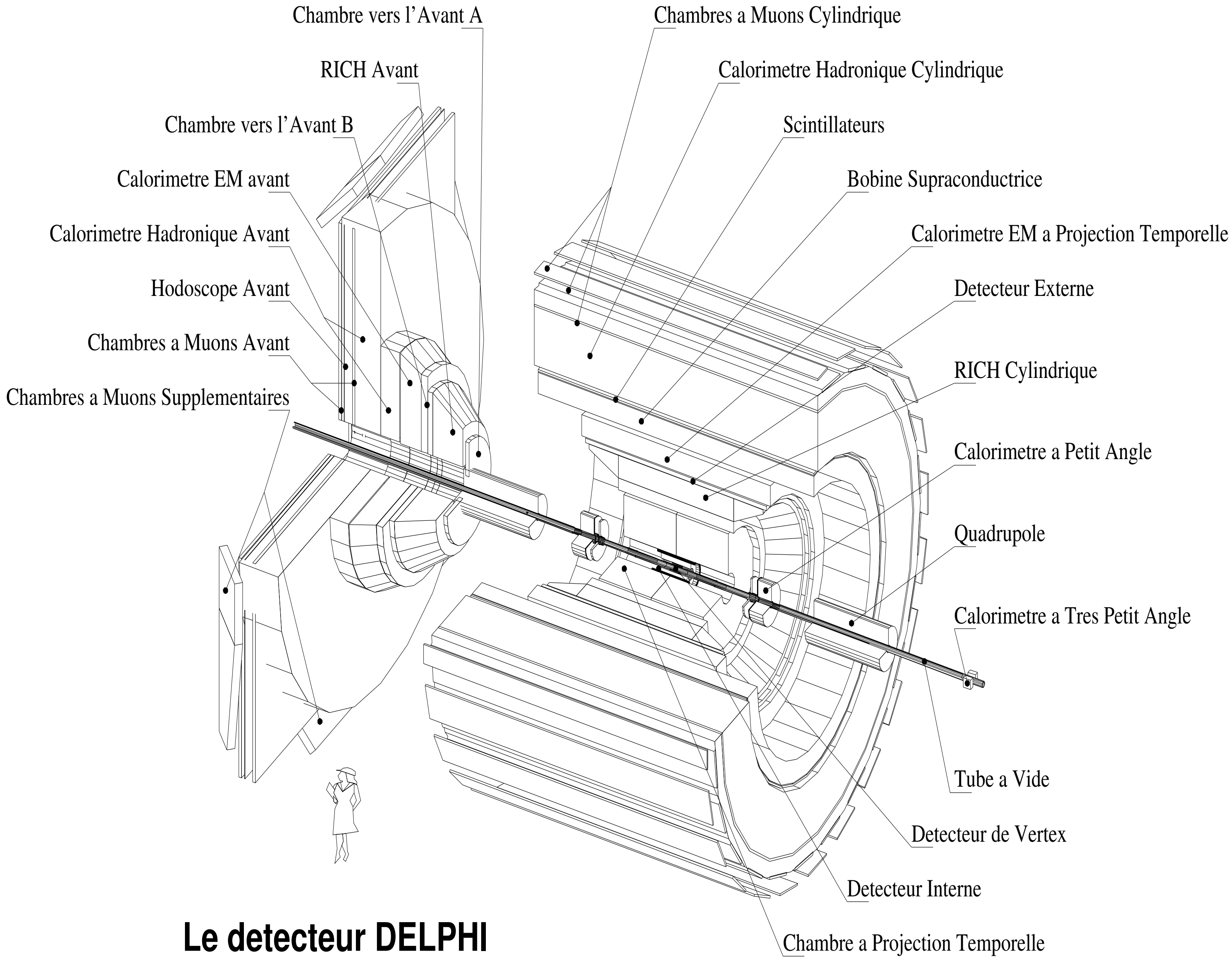


FIG. 2.3: *Le détecteur DELPHI.*

premières et troisièmes couches du VD sont équipées de détecteurs de silicium à double faces, ce qui permet d'obtenir une précision de $\sigma(z) \simeq 9\,\mu$m pour des traces perpendiculaires à l'axe des faisceaux. Ce détecteur est essentiel pour la reconstruction des vertex secondaires et donc pour la physique des saveurs lourdes.

* **Le détecteur interne (ID)**
  L'ID couvre la région angulaire $15° < \theta < 165°$. Il est divisé en deux parties distinctes : la partie interne (*Chambre à jets*) et la partie externe (*couches de déclenchement*-Trigger Layers). La partie interne est divisée en 24 secteurs azimutaux. Chaque secteur comprend 24 fils de champ pour la mesure du temps de dérive. Ceci permet d'avoir un maximum de 24 mesures en $R\phi$ par trace chargée. La partie externe est constituée de 5 couches concentriques de 192 chambres à paille à dérive (*Straw tubes*). Les tubes, introduits en 1995, ont 8 mm de diamètre et ajoutent jusqu'à 5 points de mesures supplémentaires en $R\phi$. Ils permettent d'éliminer les ambiguïtées gauche-droite des traces situées dans la chambre à jets. Ces mesures sont utilisées par les trois premiers niveaux de déclenchement de l'acquisition des données. La résolution sur la position d'une trace chargée est $\sigma(R\phi) = 40\ \mu$m et $\sigma(\phi) = 1.2\ m$rad.
* **La chambre à projection temporelle (TPC)**
  La TPC, principal détecteur de traces chargées de DELPHI, est une chambre à dérive de grande dimension couvrant la région d'angle polaire comprise entre 20° et 160°. Sa couverture azimuthale est 96.7%.

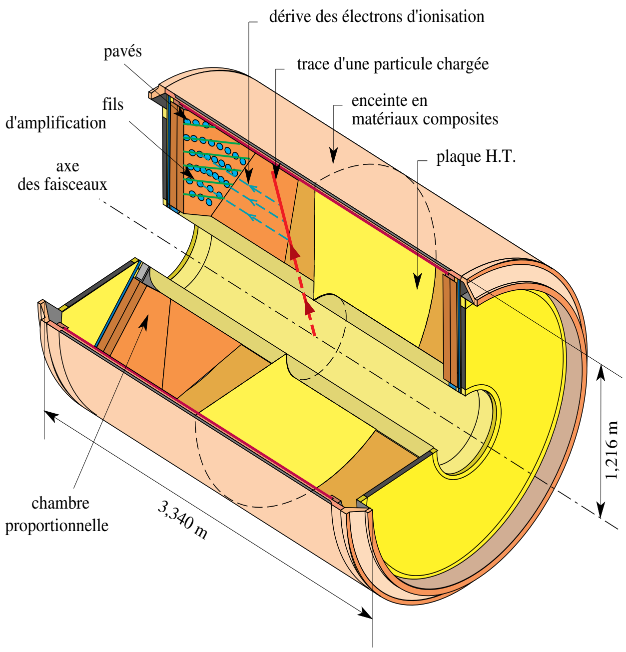


FIG. 2.4: *La chambre à projection temporelle (TPC) de DELPHI.*

Son principe de fonctionnement est l'ionisation d'un mélange gazeux à la traversée des particules chargées (80% d'argon et 20% de méthane). Les électrons ainsi libérés dérivent sous l'effet d'un champ électrique d'environ 187 V/cm vers les extrémités du cylindre. Les ions positifs se dirigent naturellement en sens inverse. La collecte de ces charges, à chaque extrémité de la TPC, a lieu dans des chambres proportionnelles divisées en 6 secteurs disposés en étoile et couvrant un angle azimuthal ϕ de 60°. Chaque secteur est composé des éléments suivants :

– une grille de blocage (grille porte), utilisée dans la collecte des charges positives afin de s'affranchir des accumulations de charges d'espace dans les grands volumes de dérive,

– deux plans de fils, une cathode, une grille de fils de champ et de fils sensibles (192 fils),

– une seconde cathode constituée d'une plaque de cuivre de 16 rangées de damiers.

Lorsque les électrons atteignent les fils sensibles, un phénomène d'avalanche permet d'amplifier la charge et de mesurer les positions x et y du point d'ionisation. La coordonnée z est obtenue à partir du temps de dérive des e^- primaires (il y a environ 27 e^-/cm). La figure 2.4 représente schématiquement la TPC. La TPC donne une information tridimensionnelle sur les positions des particules (R, ϕ, z) avec une résolution $\sigma(R\phi) = 250\ \mu$m et $\sigma(z) = 0.9$ mm. Dans 82% de la région d'angle polaire couverte, la TPC permet d'obtenir pour une trace chargée jusqu'à 16 mesures tridimensionnelles pour la position et un maximum de 192 mesures de la quantité d'énergie ionisée déposée dans le volume de gaz (dE/dx). La TPC est un des détecteurs participant au premier niveau du système de déclenchement de la prise de données. Les conditions de fonctionnement de la TPC sont contrôlées en permanence par un système de lasers qui mesure la vitesse de dérive avec une précision relative de 1/1000.

* **Le détecteur externe (OD)**

L'OD se situe à deux mètres du point d'interaction et couvre la région d'angle polaire comprise entre 42° et 138°. Il est composé de 24 modules chacun de 145 tubes de gaz à dérives disposés en 5 couches. L'OD a une bonne résolution sur la position transversale, $\sigma(R\phi) = 110\ \mu$m. La position longitudinale est obtenue par le temps de dérive du signal le long du fil qui est à l'intérieur du tube, donnant une mesure rapide de z, $\sigma(z) = 3.5$ cm. L'OD intervient dans le premier niveau de déclenchement.

* **Les chambres vers l'avant A et B (FCA et FCB)**

Les chambres vers l'avant A et B sont situées dans les bouchons et sont essentiellement constituées de tubes à dérive. Les FCA se situent à $z \simeq \pm 160$ cm du centre de DELPHI et les FCB à $z \simeq \pm 275$ cm. Les angles polaires couverts et la résolution des FCA et FCB sont résumés dans le tableau 2.2.

	θ	$\sigma(x)$	$\sigma(y)$	$\sigma(\phi)$	$\sigma(\theta)$
FCA	[11,32]° et,[148,169]°	290 μm	240 μm	8.5 mrad	3.5 mrad
FCB	[11,36]° et,[144,169]°	150 μm	150 μm	4.0 mrad/$\sin\theta$	3.5 mrad

TAB. 2.2: *Angles de couverture et résolution des FCA et FCB.*

* **Les chambres à muons (MUF, MUB, MUS)**

Les chambres à muons sont constituées d'un ensemble de chambres à dérive situées à environ 4.5 mètres du point d'interaction. Elles entourent le calorimètre hadronique. Elles se divisent en trois catégories : les MUB dans le baril, les MUS à 40° et 140°, les MUF dans les bouchons. La couverture géométrique de l'ensemble est comprise entre 9° et 181°. La résolution en $R\phi$ est, $\sigma(R\phi) \simeq 1 - 5\,mm$, et la résolution en z, $\sigma(z) \simeq 10\,mm$.

2.2.2 La mesure d'énergie par calorimètrie

Les calorimètres mesurent l'énergie des particules chargées et neutres. Ils recueillent toute l'énergie des particules incidentes et doivent être composés d'un milieu où la probabilité d'interaction est suffisamment grande. Ce milieu est presque toujours passif dans DELPHI. Dans le calorimètre hadronique et dans le calorimètre électromagnétique central les particules secondaires créées sont comptées par des détecteurs gazeux qui échantillonnent les gerbes.

Les calorimètres électromagnétiques

Le paramètre qui décrit le développement d'une gerbe électromagnétique est la longueur de radiation (X_0) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = -\frac{E}{X_0}$$

Ce paramètre dépend du matériau utilisé. Pour des électrons dans du plomb, la longueur de radiation est de l'ordre de 0.5 cm. La longueur de radiation détermine le choix et l'extension du matériau passif d'un calorimètre. Pour les énergies du LEP, entre 20 et 30 longueurs de radiation sont nécessaires pour contenir une gerbe électromagnétique.

Le système calorimètrique électromagnétique de DELPHI est composé d'un calorimètre dans le baril, la HPC (*High-density Projection Chamber*), un calorimètre avant, le FEMC (*Forward Electro-Magnetic Calorimeter*) et de deux calorimètres à très bas angle, le STIC (*Small angle TIle Calorimeter*) et le VSAT (*Very Small Angle Tagger*) qui sont principalement utilisés pour la mesure de la luminosité. Une continuité angulaire est assurée entre le FEMC et le STIC. En revanche, des compteurs d'herméticité ont été rajoutés pour la détection des particules neutres dans des régions peu instrumentées. Ces régions correspondent à $\theta \simeq 40°$ et 140° entre la HPC et le FEMC. La région à $\theta \simeq 90°$ est moins efficace car seulement couverte par le VD, le OD et l'ID. Des compteurs à 90° ont été ajoutés.

* **Le calorimètre électromagnétique central (HPC)**

  La HPC est le calorimètre électromagnétique dans le baril de DELPHI. La couverture en angle polaire de la HPC correspond à la couverture angulaire du baril : $\theta \in [41.5°, 138.5°]$. Les gerbes électromagnétiques sont reconstruites à l'aide de 144 modules de chambres à dérive. Chaque module est composé de 41 couches de plomb (milieu passif) dans un milieu gazeux couvrant 18 longueurs de radiation (18 X_0). Les gerbes électromagnétiques sont dues au passage de photons ou d'électrons qui émettent des γ par Bremsstrahlung. Ces photons produisent aussi des paires e^+e^- qui engendrent des photons secondaires entraînant un phénomène en cascade.

  Les charges d'ionisation dérivent dans le gaz jusqu'à des chambres proportionnelles qui indiquent les coordonnées à deux dimensions. La troisième coordonnée est obtenue par le temps de dérive. La précision angulaire pour des photons de haute énergie est $\sigma(\phi) = \pm$ 1.7 mrad et $\sigma(\theta) = \pm$ 1.0 mrad.

  La longueur de la gerbe est reliée à l'énergie de la particule et la fuite de la traîne de la gerbe électromagnétique provoque une détérioration de la précision attendue à haute énergie. La précision relative sur l'énergie mesurée dans la HPC peut être paramétrée sous la forme

  $$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{\mathrm{E}} = 0.043 \oplus \frac{0.32}{\sqrt{\mathrm{E(GeV)}}}$$

  La figure 2.5 représente la comparaison entre l'énergie des électrons dans les données et la simulation après calibration pour des événements Bhabha $e^+e^- \to e^+e^-$ à 91 GeV dans le centre de masse.

* **Le calorimètre électromagnétique avant (FEMC)**

  La couverture en angle polaire du calorimètre électromagnétique avant, situé dans les bouchons de DELPHI, est $\theta \in [8°, 35°] \cup [145°, 172°]$. Le FEMC est un calorimètre homogène constitué de 9064 blocs de verre au plomb couvrant 20 longueurs de radiation (20 X_0). Les γ émis par rayonnement Čherenkov à cause de la traversée des particules chargées de la gerbe électromagnétique sont détectés par photomultiplicateur individuel placé à l'extrémité de chaque bloc. La précision relative sur l'énergie mesurée par le FEMC est

  $$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{\mathrm{E}} = 0.03 \oplus \frac{0.12}{\sqrt{\mathrm{E(GeV)}}} \oplus \frac{0.11}{\mathrm{E(GeV)}}$$

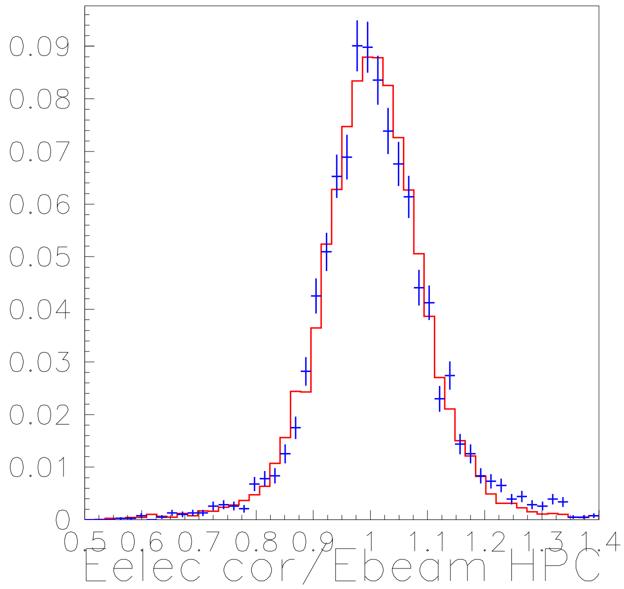


FIG. 2.5: *Distributions du rapport entre l'énergie des électrons* $E_{\mathrm{elec\ cor}}$ *et l'énergie du faisceau* E_{beam} *à 91 GeV pour des événements Bhabha* $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$ *après calibration. Le trait plein correspond à la simulation et les points aux données.*

La précision moyenne sur x et y est environ 0.5 cm pour des gerbes neutres d'énergie supérieure à 2 GeV .

* **Le STIC et le VSAT**

Ces calorimètres sont décrits dans la partie consacrée à la mesure de la luminosité.

Détecteurs supplémentaires de photons

A LEP2, pour être le plus possible sensible à “la nouvelle physique” dont les signatures sont de l'énergie et de l'impulsion manquantes dans les événements, un détecteur hermétique est essentiel. Dans ce but, différents détecteurs ont été placés dans les régions non couvertes à $\theta \simeq 90^o$ et $\theta \simeq 40^o$.

Le calorimètre hadronique

Le développement d'une gerbe hadronique dans le HCAL (*Hadron CALorimeter*) est analogue à celui d'une gerbe électromagnétique, mais le nombre de processus hadroniques est plus grand et ces processus sont plus complexes.

Les hadrons produisent des gerbes par collisions nucléaires avec le fer de la charpente métallique des sous-détecteurs. Les interactions hadroniques consomment en moyenne la moitié de l'énergie du hadron incident, le reste étant emporté par des particules qui vont vers l'avant. Les gerbes sont étalées et produisent des particules de moment transverse. De plus, la multiplicité des particules secondaires augmente en fonction du logarithme de l'énergie.

* **Le calorimètre hadronique (HCAL)**

Le calorimètre hadronique de DELPHI est un calorimètre à échantillonage dans lequel le milieu passif est le fer et le milieu actif est un mélange gazeux. Il couvre environ 6 longueurs d'interaction. Le HCAL assure la mesure de l'énergie hadronique dans le baril et dans les bouchons de

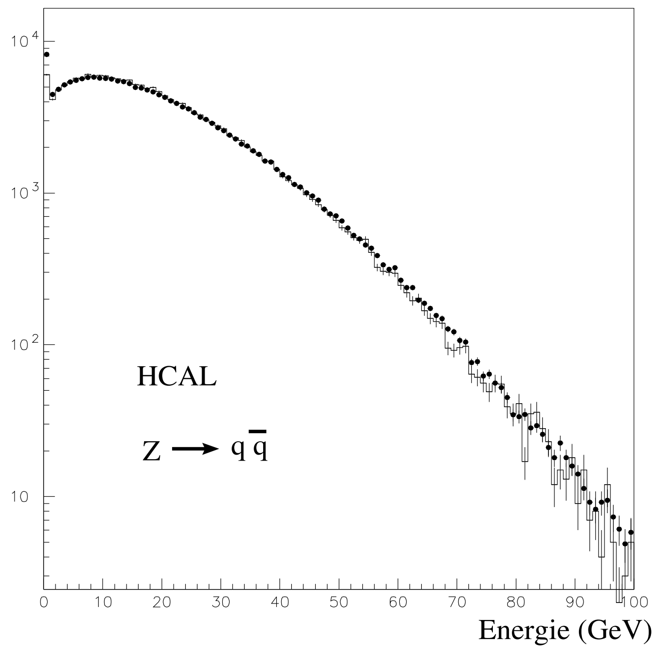


FIG. 2.6: *Energie totale déposée dans le HCAL pour des désintégrations* Z→ $q\bar{q}$ *à 91 GeV. Les données sont montrées par les points et la simulation par l'histogramme [81].*

DELPHI. Il couvre 99% de l'angle solide de DELPHI, avec 43 ° $< \theta <$ 137 ° dans le baril, 10 ° $< \theta <$ 52 ° et 132 ° $< \theta <$ 170 ° dans les bouchons. Dans le baril la précision relative sur l'énergie mesurée par le HCAL est :

$$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{\mathrm{E}} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{\mathrm{E(GeV)}}}$$

Dans les bouchons la précision relative est environ :

$$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{\mathrm{E}} = \frac{2}{\sqrt{\mathrm{E(GeV)}}}$$

2.3 L'identification des particules

L'identification des particules est une des spécificités importantes du détecteur DELPHI. On peut distinguer les détecteurs pour lesquels l'identification n'est pas leur unique fonction, c'est le cas de la TPC ou des calorimètres. D'autres, comme le RICH (*Ring Imaging Čherenkov*) ou les Chambres à muons sont entièrement voués à l'identification des particules.

* **L'identification de particules par la TPC**

La TPC, outre la mesure des traces en trois dimensions, permet d'obtenir des informations sur la nature des particules chargées qui la traversent. On utilise la mesure de l'ionisation spécifique par unité de longueur (dE/dx) fondée sur la formule de Bethe et Bloch : la perte d'énergie d'une particule dépend de sa vitesse pour une impulsion donnée. Le dépôt d'énergie a lieu sur les 192 fils sensibles de la TPC suivant une distribution de Landau. La précision sur la mesure du dE/dx est environ 7.5% pour des événements hadroniques et 5.5% pour des événements di-muons.

* **L'identification de particules par le RICH**

L'identification des particules fondée sur la mesure de l'ionisation spécifique dE/dx devient délicate pour des impulsions supérieures à quelques GeV . En revanche, le radiateur à gaz du RICH permet d'envisager une meilleure identification en utilisant l'effet Čherenkov.

L'effet Čherenkov se traduit par l'émission de lumière selon un cône θ_c lorsqu'une particule chargée traverse un diélectrique à une vitesse v_p supérieure à celle de la lumière v_l dans ce milieu. En notant $n = \frac{c}{v_l}$ (c la vitesse de la lumière dans le vide) et

$$\beta = \frac{v_p}{c} \; et \; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n\sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}}}$$

Pour une particule possédant une vitesse supérieure à celle du seuil $\beta_{seuil} = \frac{1}{n}$, on obtient sa vitesse à partir de la mesure de l'angle Čherenkov et de l'indice de réfraction n du milieu (le milieu est appelé radiateur). L'impulsion de la particule est connue et permet de déduire sa masse. Les photons émis sur le cône Čherenkov vont être détectés dans un gaz approprié (TMAE) où ils produisent un photo-électron. Chaque anneau va comprendre une dizaine de photons. Deux types de radiateurs sont utilisés dans DELPHI :

- un radiateur liquide à détection directe des photons est utilisé pour identifier des particules d'impulsions comprises entre 0.7 et 8 GeV/c.
- un radiateur gazeux à focalisation par miroir (radiateur gazeux de DELPHI), est sensible aux particules d'impulsions comprises entre 2.5 et 25 GeV.

Le RICH est divisé en deux détecteurs indépendants, la partie située dans les bouchons de DELPHI (*Forward* RICH) et la partie baril (*Barrel* RICH) couvrant les angles polaires compris entre 40° et 140°. Le RICH permet l'identification des électrons, de pions, des kaons et des protons.

* **Identification des muons par les MUB, MUF et MUS**

Les chambres à muons (MUC) constituent le détecteur le plus externe de DELPHI et sont décrites dans la partie consacrée à la reconstruction des trajectoires des particules chargées. L'identification des muons repose sur le principe suivant : la plupart des hadrons étant arrêtés par le fer de l'aimant de DELPHI et le calorimètre hadronique, ils ne réussissent pas à pénétrer dans les chambres à muons. Presque tous les muons d'énergie supérieure à 2 GeV au contraire, atteignent ces chambres. L'efficacité de détection pour des muons de 45 GeV est d'environ 76% pour une bonne identification et d'environ 95% pour une identification moins exigeante.

* **Identification des électrons par la TPC, la HPC et le FEMC**

L'identification des électrons dans le baril utilise deux mesures indépendantes et complémentaires, l'ionisation spécifique dE/dx de la TPC et l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique HPC. La comparaison de l'énergie E dans le calorimètre avec la mesure indépendante de l'impulsion p venant de la reconstruction des trajectoires fournit un outil puissant pour l'identification des électrons. Après correction des effets de radiation à l'avant du calorimètre et des petits effets de non-linéarité dans le calorimètre, le rapport E/p est proche de l'unité et indépendant de l'énergie de l'électron. La distribution du rapport E/p est paramétrée et convertie en une probabilité pour l'hypothèse "électron".

Les probabilités provenant de la mesure calorimètrique et de la reconstruction des trajectoires sont utilisées en entrée d'un réseau de neurones. Le réseau de neurones est constitué de 14 nœuds en entrée, 22 nœuds pour le niveau caché et 1 nœud en sortie.

L'identification d'électrons dans la partie avant du détecteur est basée sur des coupures sur le rapport E/p. Les traces à l'avant sont extrapolées jusqu'au FEMC. Les dépôts électromagnétiques sont alors associés aux traces. L'efficacité d'identification est comprise entre 45 % et 80 % pour des impulsions d'électrons supérieures à 3 GeV/c.

2.4 La mesure de la luminosité

La mesure de la luminosité dans DELPHI utilise la diffusion Bhabha à petit angle $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ déjà décrite dans le paragraphe consacré à la mesure de la luminosité du LEP. Elle est caractérisée par des électrons-positrons émis à bas angles provenant essentiellement de l'échange d'un photon virtuel dans la voie en t et détectés dans les calorimètres à l'avant le STIC et le VSAT.

* **LE STIC,** *Small angle tile calorimeter*

Le STIC est un calorimètre électromagnétique composé de deux modules cylindriques disposés symétriquement par rapport à la région d'interaction, couvrant les très petits angles polaires $2^\circ < \theta < 10^\circ$ et $170^\circ < \theta < 178^\circ$. Chaque module du STIC est composé de 49 couches de scintillateurs et de plomb couvrant 27 longueurs de radiation. La lumière produite dans les scintillateurs est lue par des fibres placées perpendiculairement au plan du scintillateur. Les $15^{\text{ème}}$ et $8^{\text{ème}}$ couches du STIC ont été remplacées par des détecteurs à silicium permettant la reconstruction de la direction des gerbes électromagnétiques. Deux plans de scintillateurs placés devant le calorimètre séparent les électrons et les photons.

Les tests faisceaux, répétés avec trois modules différents en 1993, indiquent une résolution sur l'énergie de

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.0152 \pm 0.0002) \oplus \frac{0.135 \pm 0.001}{\sqrt{E(GeV)}}$$

A 45.6 GeV, la résolution en énergie est $\frac{\sigma_E}{E} = 2.7\%$. La résolution spatiale est 1.5^o en ϕ, et $1mm$ radialement.

* **Le VSAT ,** *Very Small Angle Tagger*

Le VSAT contribue également à la mesure de la luminosité dans DELPHI. C'est un détecteur de tungstène et silicium qui détecte les électrons et positrons de la diffusion Bhabha entre 5 et 7 mrad. (24 X_0). La résolution en énergie à 45 GeV est 5 % et $\sigma(x,y) = 170$ μm.

2.5 L'acquisition et le traitement des données

2.5.1 Le déclenchement de l'acquisition

Pour ne sélectionner que les événements intéressants, le déclenchement de la prise de données s'effectue en quatre étapes :

- **Niveau 1 :**
  Le premier niveau de déclenchement a lieu 3.5 μs après le croisement des faisceaux (BCO). La décision s'appuie sur les détecteurs à lecture rapide : ID, OD, FCA, FCB, les rangées de scintillateurs dans le baril (*TOF*) et dans la partie avant (*HOF*), les scintillateurs dans la HPC, FEMC et les chambres à muons MUB. Les décisions sont prises individuellement par chaque sous-détecteur avec un taux de déclenchement de l'ordre de 700 Hz.
- **Niveau 2 :**
  A ce niveau, 39 μs après le BCO, l'information est complétée par la TPC, la HPC et les MUF en tenant compte des corrélations entre les sous-détecteurs. Le taux de déclenchement est de l'ordre de 5 Hz.

- **Niveau 3 :**
  Le troisième niveau a été introduit en 1992 pour avoir un taux de déclenchement inférieur à 2 Hz. La logique est la même qu'au deuxième niveau mais en utilisant des signaux venant des traces, les points d'impact dans les chambres à muons et l'énergie déposée dans les calorimètres.
- **Niveau 4 :**
  Le quatrième niveau divise par deux le taux de déclenchement en rejetant les événements n'ayant pas de trace dont la direction pointe dans la région d'interaction ou n'ayant pas suffisamment d'énergie déposée dans les calorimètres.

2.5.2 Le traitement des données

Les données sont traitées par le programme DELANA [82] qui applique les corrections de calibration, des algorithmes de reconnaissance de forme et l'extrapolation des morceaux de traces enregistrées dans chaque sous-détecteur. Des algorithmes d'identification de particules interviennent également à ce stade. L'information est alors enregistrée dans des fichiers sous forme de bandes magnétiques appelées DST (Data Summary Tape). Dans les deux heures qui suivent les données, le programme DAFNE (DELPHI Analysis For New Events) permet une classification plus précise des événements et a permis en 1996 l'identification des premières paires de W. Un traitement plus poussé des données est effectué ultérieurement. Nous avons utilisé en particulier les informations venant du micro-vertex pour rejeter une partie des saveurs lourdes contenues dans les événements du bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ et ZZ.

2.5.3 Résolution sur les paramètres de reconstruction

Les résolutions sur les paramètres de reconstruction des traces pour un échantillon de désintégrations hadroniques de bosons Z simulées sont montrées dans la figure 2.7. La résolution sur l'impulsion des traces, sur l'angle polaire et azimuthal, en fonction de ces mêmes paramètres. On constate que la résolution sur l'impulsion est pratiquement constante dans la zone du baril mais se détériore dans la région avant du détecteur.

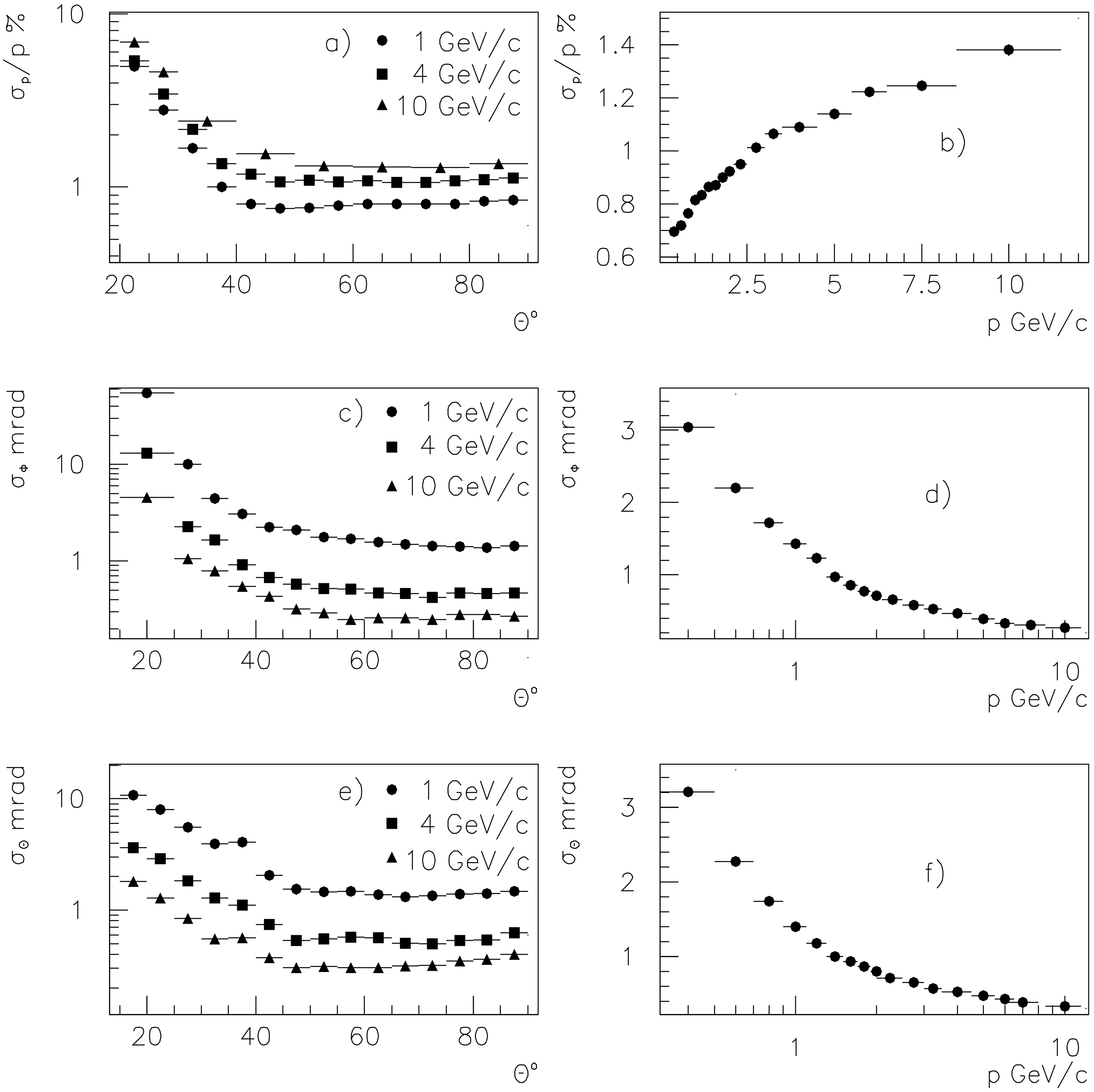


FIG. 2.7: *Résolutions sur les paramètres de reconstruction des traces : (a) résolution sur l'impulsion en fonction de l'angle polaire θ, (b) résolution sur l'impulsion en fonction de l'impulsion, (c) résolution sur l'angle azimuthal en fonction de θ, (d) résolution sur l'angle azimuthal en fonction de l'impulsion pour des traces dans le baril, (e) résolution sur l'angle polaire en fonction de θ, (f) résolution sur l'angle polaire en fonction de l'impulsion pour des traces dans le baril [81].*

Chapitre 3

Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$

3.1 Introduction

La première étape, la sélection des traces, remplit deux fonctions. D'une part, elle assure que les traces proviennent de l'interaction primaire e^+e^-et, d'autre part, elle ne prend en compte que les traces bien mesurées. On doit également vérifier qu'à l'issue de ce tri, l'accord entre la simulation et les données est satisfaisant. La sélection des traces est l'objet de la première partie de ce chapitre. Dans la deuxième partie nous décrivons les variables retenues pour séparer les événements W^+W^- du bruit de fond majoritairement dominé par les événements $q\bar{q}(\gamma)$ et ZZ. La troisième partie décrit la sélection employée dans la thèse : elle est fondée sur l'utilisation d'un réseau de neurones. L'efficacité et la pureté de la procédure de sélection sont évaluées. Nous insistons sur le gain significatif obtenu grâce à une sélection par réseau de neurones par rapport à une méthode classique de coupures séquentielles.

Les données utilisées dans la thèse sont celles des années 1997 et 1998. Pour l'année 1997, l'énergie dans le centre de masse est 183 GeV environ, pour une luminosité intégrée associée de 53.5 pb^{-1}. En 1998, la luminosité intégrée a atteint la valeur 157.7 pb^{-1} pour les données à 189 GeV. Sauf mention contraire, nous donnerons les résultats obtenus à 189 GeV et nous montrerons les histogrammes de comparaison données-simulation à cette énergie puisque la statistique est plus importante. Les résultats à 183 GeV sont totalement compatibles et seraient justifiables des mêmes commentaires.

3.2 Sélection des traces

On cherche à sélectionner les traces bien mesurées en utilisant la mesure de l'impulsion, l'erreur $\Delta p/p$, et à ne conserver que les traces issues du vertex primaire. Les outils principaux sont les paramètres d'impact et la reconstruction des vertex secondaires. Une coupure sur le paramètre d'impact permet de rejeter les traces mal reconstruites, les rayons cosmiques, les interactions faisceau-gaz résiduel, les traces issues de désintégrations secondaires (par exemple les interactions avec le matériel du détecteur). Le paramètre d'impact est défini à partir de la plus petite distance de la trace par rapport au point de collision du faisceau. On peut le définir dans le plan transverse $R\Phi$ et selon l'axe du faisceau en z. Certaines particules donnent lieu à des vertex secondaires, c'est le cas lors de la désintégration de lambdas ($\Lambda \rightarrow p\pi$) ou de kaons neutres ($K^0_s \rightarrow \pi^+\pi^-$). Les photons peuvent interagir et produire des électrons secondaires. Un autre cas de conversions secondaires peut se produire lors d'interactions hadroniques avec le matériel du détecteur, mais ces configurations sont difficiles à identifier.

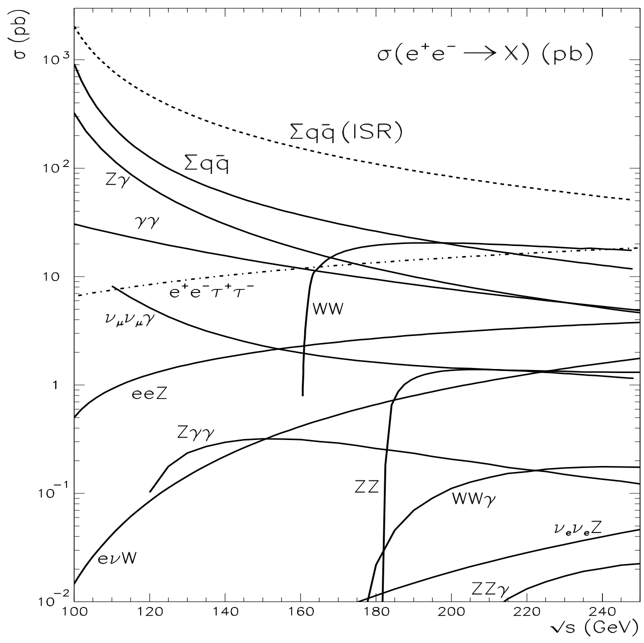


FIG. 3.1: *Sections efficaces des différents processus du Modèle Standard au LEP [83].*

3.2.1 Traces chargées

Les traces chargées issues de désintégrations ou de conversions secondaires sont éliminées.

Paramètre d'impact

Les coupures appliquées sur le paramètre d'impact des traces sont :

- un paramètre d'impact dans le plan transverse au point de collision du faisceau de moins de 4 cm.
- un paramètre d'impact selon l'axe du faisceau inférieur à 10 cm.

Impulsion des traces

La reconstruction des traces chargées est inefficace lorsque l'impulsion est trop faible. La coupure appliquée sur l'impulsion est :

- l'impulsion minimum d'une trace chargée doit être supérieure à 100 MeV/c.

Traces de très haute énergie

Les traces de très haute énergie (c'est-à-dire d'énergie supérieure à 90 GeV) résultent d'une mauvaise reconstruction de leur trajectoire. Des points de mesure trop peu nombreux ou erronés conduisent, pour 0.25 % des traces (avant toute coupure), à une trace d'énergie supérieure à 75 % de l'énergie du faisceau. Sans procédure spéciale, une telle trace biaise complètement l'événement. Plusieurs remèdes sont possibles. Celui qui est employé dans notre analyse est le suivant :

Si l'énergie de la trace E_{trace} est supérieure à l'énergie du faisceau E_{fais}, l'énergie et l'impulsion de cette trace sont modifiées en imposant

- $E_{trace} = E_{fais}/2$

– $P_{trace} = \sqrt{(E_{fais}/2)^2 - (M_{trace})^2}$ (M_{trace} est la masse de la particule après son identification)

Rejeter l'événement contenant cette trace ou même seulement les traces concernées dans l'événement entraînerait une perte d'information. La plupart du temps, ces traces sont en effet très énergiques et fournissent une information précieuse sur la direction des partons initiaux (axe d'un jet par exemple). L'impact sur la résolution de la masse du W a été étudié à l'aide de la simulation avec un sous-échantillon de 16000 événements WW. Seuls 2.5 % des événements Monte-Carlo sont concernés par cet effet ce qui ne permet pas une estimation précise d'un éventuel biais et une étude plus approfondie serait nécessaire. Le biais sur la masse du W est cependant estimé inférieur à 10-15 MeV/c^2. L'écart quadratique moyen de la distribution de masse pour ces événements est seulement dégradé de 14 % par rapport à la résolution totale sur la masse. Dans les données, la fraction d'événements ayant une trace très énergique est cependant supérieure d'un facteur 1.6 au nombre attendu dans la simulation.

3.2.2 Traces neutres

Les traces neutres sont reconstruites à partir des gerbes calorimétriques qui ne sont pas associées à des traces chargées. Elles représentent environ un tiers de l'énergie hadronique totale. Pour éliminer les bruits électroniques dans les calorimètres, on applique les coupures suivantes :

- Le dépôt d'énergie électromagnétique dans la HPC, FEMC, ou le STIC doit être supérieur à 200 MeV.
- Le dépôt d'énergie hadronique dans le HAC doit être supérieur à 500 MeV.

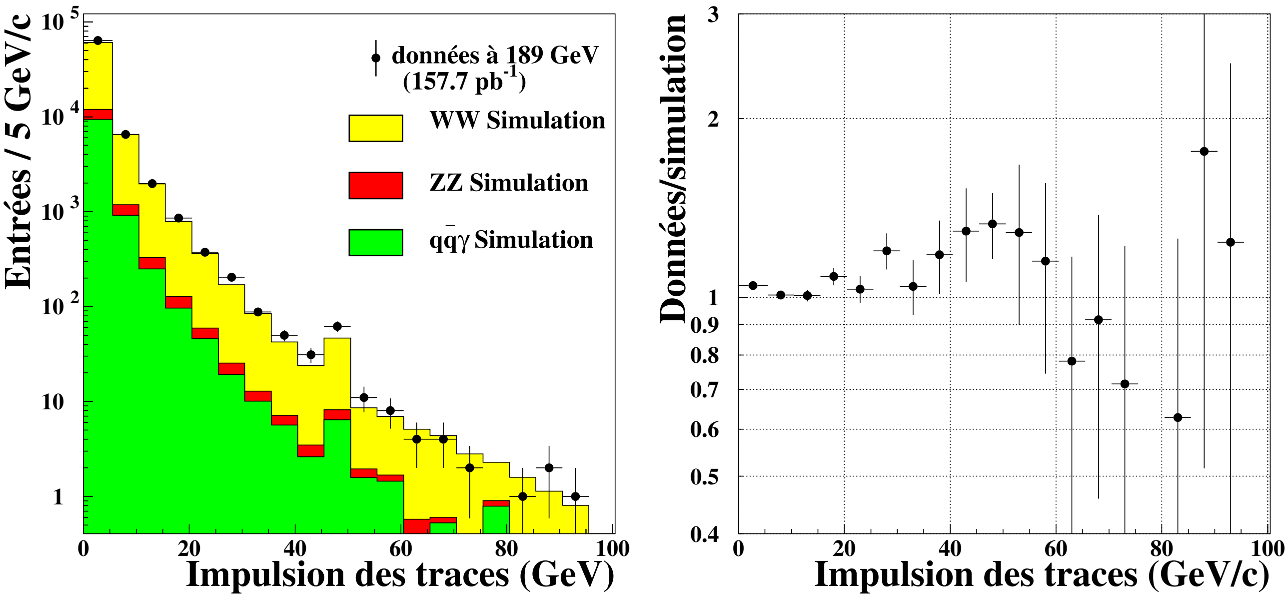


FIG. 3.2: *Impulsion des traces (chargées et neutres) des événements utilisés dans l'analyse et rapport entre les données et la simulation à 189 GeV.*

La figure 3.2 montre l'impulsion des traces et le rapport entre les données et la simulation dans les événements utilisés à 189 GeV. Les distributions du nombre de traces chargées et neutres sont représentées dans la figure 3.3 pour les données et la simulation à 189 GeV. Nous examinerons dans le chapitre consacré aux erreurs systématiques les sources de désaccords données-simulation observés pour les traces et les jets.

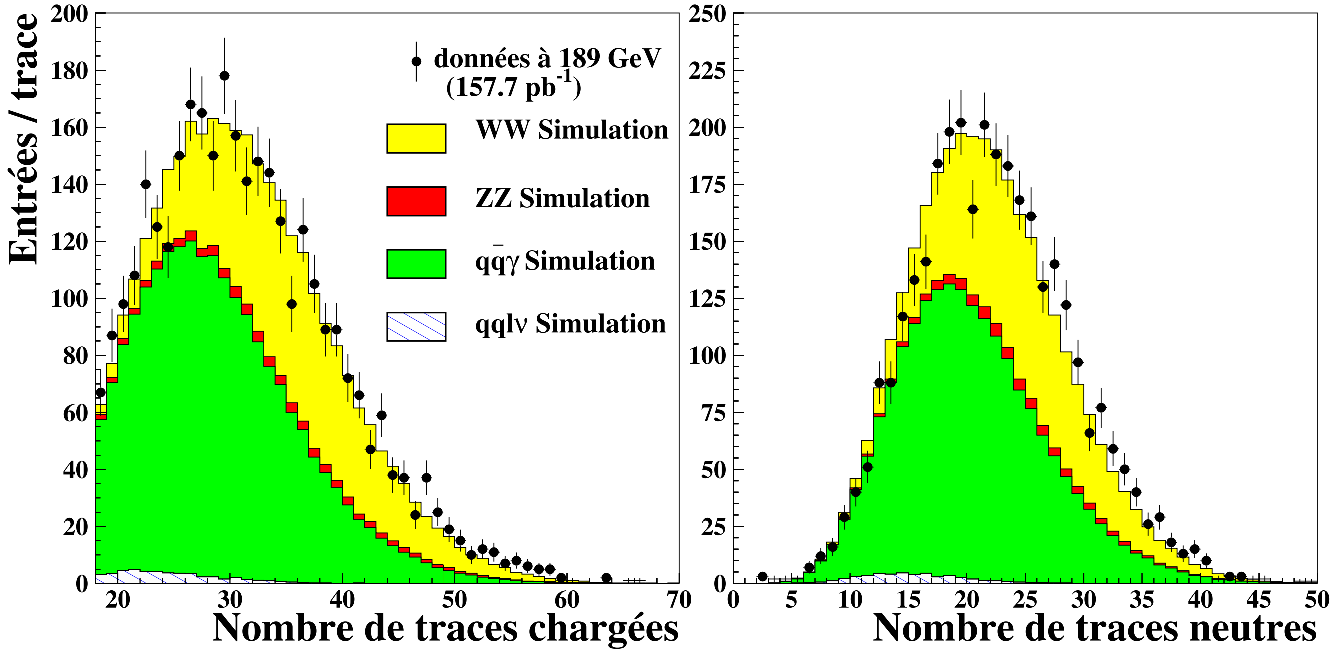


FIG. 3.3: *Distributions du nombre de traces chargées et neutres utilisées dans l'analyse à 189 GeV. Dans l'ensemble des histogrammes les points représentent les données expérimentales, les zones en gris la simulation. La légende définit les niveaux de gris.*

3.3 Choix des variables de coupures

Nous allons décrire les différentes variables utilisées pour sélectionner le signal $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}q\bar{q}$. Leur choix est motivé par leur caractère discriminant et par une faible dépendance de ces variables vis-à-vis de la masse du boson W (de manière à réduire le biais de la sélection).

Les événements $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ représentent 45.9 % des désintégrations de paires de W. Les nombres d'événements attendus sont environ 380 à 183 GeV et 1150 à 189 GeV. Ces événements se caractérisent par une énergie visible importante sans énergie manquante, un grand nombre de traces chargées et quatre jets bien séparés en première approximation.

3.3.1 Les bruits de fond

Les principales sources de bruit de fond sont $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$, suivies par $e^+e^- \to ZZ$ et $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}l\nu$. Les autres bruits de fond de la figure 3.1 peuvent aisément être rejetés par des coupures simples au niveau de la présélection.

Bruits de fond faciles à rejeter :

- ◇ Le bruit de fond $\gamma\gamma$ a une impulsion transverse faible par rapport à la direction du faisceau (≤ 40 GeV) et une multiplicité en traces chargées inférieure à 10 en moyenne, tandis que pour le signal cette valeur est centrée autour de 35 traces chargées.
- ◇ Les événements caractérisés par une énergie manquante due à la présence de neutrinos énergiques ($WW \to q\bar{q}l\nu$) sont en partie éliminés par une coupure sur l'énergie visible.

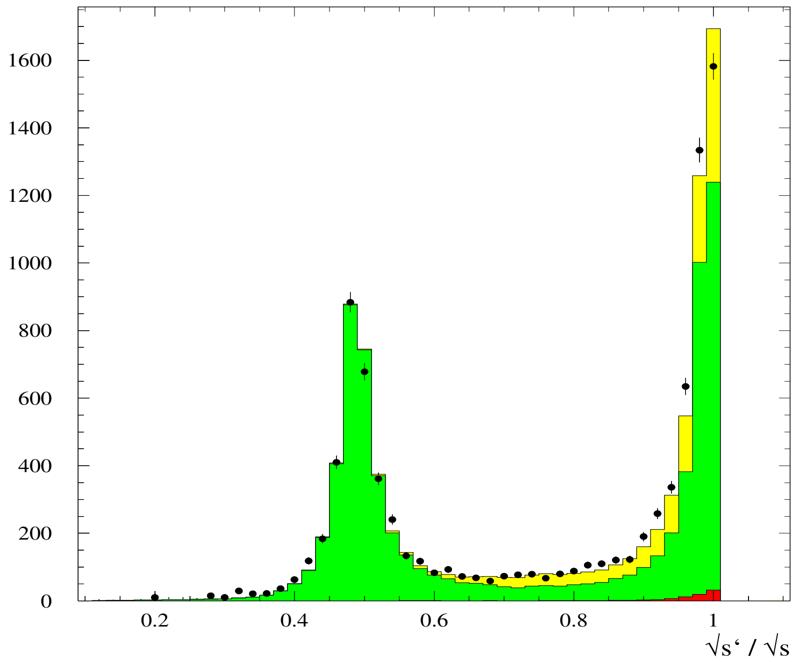


FIG. 3.4: *Distributions du rapport de l'énergie effective dans le centre de masse* $\sqrt{s'}$ *et de l'énergie dans le centre de masse* $\sqrt{s}$*. Les points représentent les données expérimentales à 189 GeV. Les zones hachurées correspondent aux distributions attendues pour des événements simulés. La zone claire supérieure montre le signal W, la zone plus foncée correspond aux événements de bruit de fond* $q\bar{q}(\gamma)$*, la zone la plus sombre proche de 1 est la distribution du bruit de fond ZZ. Les événements dits de "retour radiatif" sont dans le pic autour de 90 GeV (*$\sqrt{s'}/\sqrt{s} \simeq 0.5$*) correspondant à la masse du Z.*

- ◇ Les événements avec un lepton très énergique sont coupés par des critères d'isolation comme par exemple un jet de 45 GeV avec une seule trace chargée. Le bruit de fond $WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$ possède un neutrino et un lepton très énergique, mais également 20 traces chargées en moyenne et une énergie visible autour de 130 GeV. Certains événements vont donc résister aux coupures de présélection.
- ◇ Une partie du bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ se rejette par une coupure sur l'énergie effective dans le centre de masse $s^{'}$ [84]. En effet, ces événements émettent souvent un photon très énergique dans l'état initial pour retourner au pic du Z. La probabilité d'émission d'un photon par les électrons-positrons du faisceau est augmentée par la présence du pôle dans le propagateur du boson Z autour de sa masse nominale de 91 GeV. Il faut un photon d'environ 70 GeV pour ramener l'énergie effective $s^{'}$ dans le centre de masse au pic du Z comme le montre la figure 3.4.

Bruits de fond irréductibles :

- ◇ Certains événements de type $q\bar{q}$, où chacun des quarks rayonne un gluon énergique, appartiennent au bruit fond dit irréductible car ils sont semblables aux paires de W se désintégrant en quatre quarks. Ils aboutissent dans l'état final à une topologie semblable à celle du signal W.
- ◇ Le bruit de fond ZZ est lui aussi irréductible car les deux bosons Z ont une masse d'environ 91 GeV et sont cinématiquement proches du signal caractérisé par deux objets de masse proche

de 80 GeV. La section efficace du bruit de fond ZZ est cependant dix fois plus petite et la contamination reste faible comme nous le verrons plus loin.

Les sections efficaces de production du signal et des deux bruits de fond précédents sont données dans le tableau 3.1. Les valeurs correspondent à la section efficace estimée avec le générateur PYTHIA pour le processus CC03 de production des W à l'arbre (voir la section 1.4 du premier chapitre).

	183	GeV	189	GeV
$e^+e^- \to W^+W^-$	15.44	pb	16.51	pb
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	100.37	pb	99.96	pb
$e^+e^- \to ZZ$	1.338	pb	1.588	pb

TAB. 3.1: *Sections efficaces Monte-Carlo (PYTHIA) des différentes catégories d'événements présentes dans l'analyse.*

3.3.2 Présélection

Une première étape dans la sélection consiste à éliminer la majorité des événements de bruit de fond à l'aide de coupures de présélection simples pour ne traiter que les événements susceptibles d'intervenir dans l'analyse. Cette étape intermédiaire permet de gagner du temps de calcul en évitant de stocker sur disque des bruits de fond qui seront rejetés par la sélection finale. Les coupures de présélection appliquées s'appuient sur les remarques d'introduction précédentes.

Les événements sont forcés en quatre jets. La procédure de reconstruction des jets est expliquée dans le chapitre suivant. On élimine tous les bruits de fond[1] autres que $q\bar{q}(\gamma)$, ZZ, et $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}l\nu$ en gardant les événements satisfaisants les coupures suivantes :

- ▷ énergie visible supérieure à 100 GeV.
- ▷ nombre de traces chargées supérieur à 18.
- ▷ nombre de traces par jet supérieur à 4.
- ▷ on exclut les événements avec des photons énergiques ($E_\gamma \geq 10$ GeV) isolés dans le détecteur. L'énergie effective visible s' doit être plus grande que 155 GeV ; elle est estimée en faisant un ajustement cinématique contraint en supposant qu'il y a un photon d'énergie inconnue dans le tube à vide du faisceau. Les événements de retour radiatif au pic du Z sont ainsi éliminés. Nous continuerons à noter $q\bar{q}(\gamma)$ les événements restant, c'est-à-dire les événements $q\bar{q}$ avec émission de gluons durs.
- ▷ Le paramètre de séparation entre les jets, $-\log(y_{\rm cut})$ (voir au chapitre suivant), doit être inférieur à 7.5 lorsqu'on forme 4 jets. En effet, les 4 quarks du signal forment 4 jets bien séparés en moyenne. En revanche, les événements $q\bar{q}(\gamma)$ sont naturellement des événements à deux jets même si certains d'entre eux émettent des gluons énergiques qui peuvent former des jets supplémentaires. Dans tous les cas, l'angle et la masse invariante des jets seront plus faibles pour le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ que pour le signal, entraînant une valeur plus élevée de la quantité $-\log(y_{\rm cut})$ caractérisant ces quantités.

L'énergie visible est représentée dans la figure 3.5 pour les données et la simulation à 189 GeV après les coupures de présélection décrites ci-dessus. Les conventions de "couleur" sont indiquées pour le signal $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ et les bruits de fond $q\bar{q}(\gamma)$, ZZ, et $WW \to q\bar{q}l\nu$. Les mêmes conventions seront appliquées dans toute la suite de cette thèse.

[1]La contamination des autres signaux après la présélection est inférieure à 0.3 %

Variables	Coupures
E_{vis}	> 100 (GeV)
$N_{chargée}^{traces}$	≥ 18
$N_{par\ jet}^{traces}$	≥ 4
$\sqrt{s'}$	≥ 155 (GeV)
$-\log(y_{cut}^{34})$	≤ 7.5

TAB. 3.2: *Coupures de présélection appliquées dans l'analyse.*

Un bon accord entre la simulation Monte-Carlo et les données expérimentales est obtenu après la présélection pour les variables utilisées (tableau 3.2) comme le montrent les histogrammes de la figure 3.6.

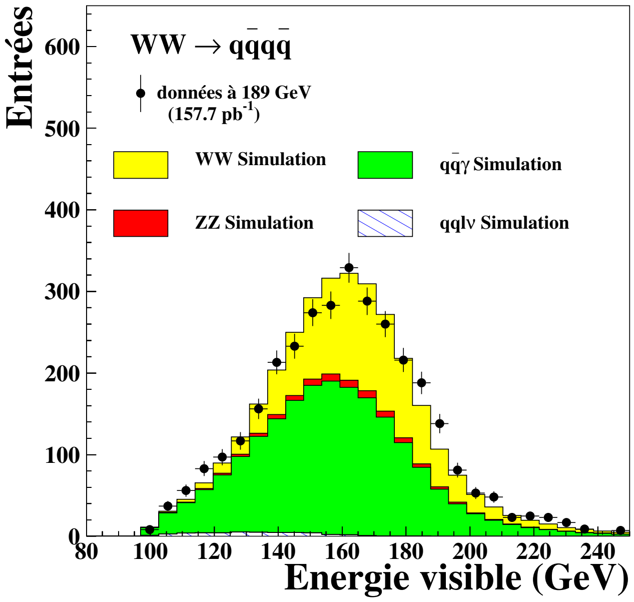


FIG. 3.5: *Energie visible à 189 GeV à l'issue des précoupures de sélection. Les points représentent les données expérimentales à 189 GeV, les zones en gris la simulation.*

A l'issue de cette présélection, l'efficacité de sélection du signal est :

$$\text{Efficacité de présélection} = 95.1 \pm 0.1\ \%$$

La contamination à 189 GeV des différents bruits de fond estimés à l'aide de la simulation est donnée dans le tableau 3.3 après l'étape de la présélection, ainsi que le nombre d'événements $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ attendus et sélectionnés dans les données.

3.3.3 Variables de la sélection

La contamination du bruit de fond à l'issue de la présélection représente plus de 65 % des événements sélectionnés. Il convient donc d'appliquer des coupures supplémentaires. On pourrait continuer à appliquer séquentiellement les coupures sur des variables discriminantes comme pour la présélection. La méthode que nous avons retenue est différente, elle s'appuie sur l'utilisation d'un réseau de neurones. Elle conduit en effet à un gain de plusieurs pourcents sur l'efficacité et la pureté par rapport à une méthode séquentielle, comme nous le verrons à la fin de ce chapitre. Nous avons détaillé en annexe les principes généraux d'un réseau de neurones. L'intérêt principal d'un réseau de

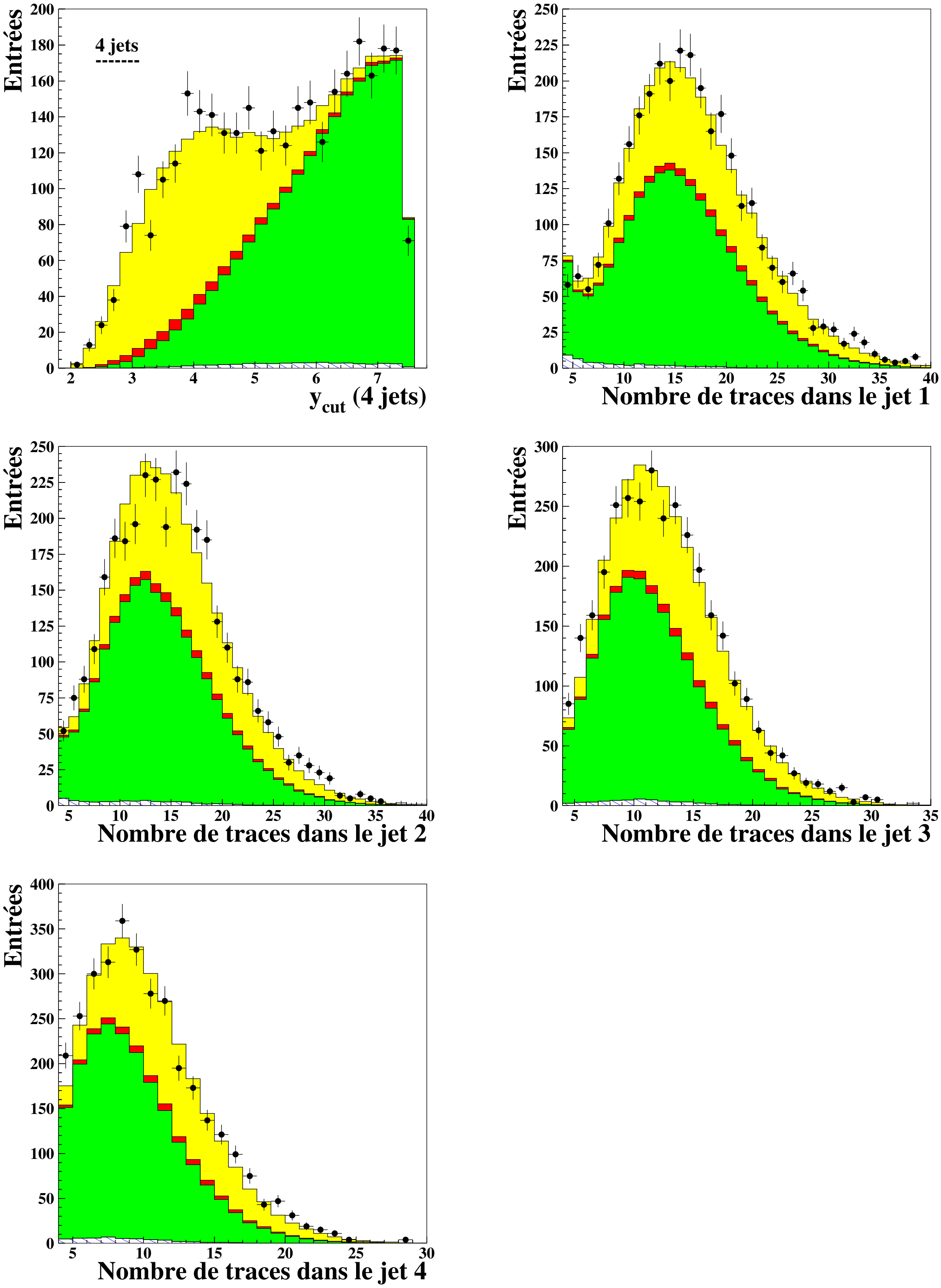


FIG. 3.6: *Accords données-simulations pour les variables utilisées lors de la présélection des événements à 189 GeV. La multiplicité des traces chargées est montrée dans la figure 3.3.*

Processus	Nombre d'événements
WW → $q\bar{q}q\bar{q}$	1134.5
e^+e^- → $q\bar{q}(\gamma)$	1771
e^+e^- → ZZ	81.9
WW → $q\bar{q}l\nu$	49.4
Données simulées	3037
Données réelles	3105

TAB. 3.3: *Nombre d'événements sélectionnés à l'issue des coupures de présélection pour la simulation et les données à 189 GeV.*

neurones est de trouver des corrélations entre les variables dans un espace à N dimensions (N étant le nombre de variables discriminantes utilisées pour la sélection).

Le réseau de neurones est capable, après une phase d'apprentissage, de reconnaître dans les données les événements du bruit fond et du signal. La méthode consiste à l'entraîner (i.e fixer les paramètres) avec un certain nombre de variables discriminantes en lui indiquant s'il s'agit d'événements de bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$, ZZ, WW → $q\bar{q}l\nu$, ou d'événements signals WW → $q\bar{q}q\bar{q}$.

Nous avons choisi les 17 variables suivantes en entrée du réseau de neurones.

* Le nombre de jets reconstruits : (3 variables)
  La reconstruction des jets est effectuée à l'aide d'algorithmes itératifs qui regroupent les traces les plus proches en évaluant une pseudo-distance dont on décrira les caractéristiques au chapitre 4. Lorsque les paquets de traces sont séparés par une pseudo-distance supérieure à une valeur de coupure, le $y_{\rm cut}$, la procédure itérative s'arrête. Les paquets de traces forment alors ce qu'on appelle des jets. Nous reviendrons en détail sur cette procédure au chapitre suivant. La valeur de coupure utilisée est $y_{\rm cut} = 0.001$, ce qui correspond grossièrement à distinguer des jets ayant une séparation angulaire de plus de 10 degrés. Le nombre de jets reconstruits est laissé libre et peut varier entre 2 et 8 jets. Comme indiqué précédemment, le nombre de jets "naturels" pour le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ est plus faible que pour le signal. Nous utilisons deux autres variables complémentaires au nombre de jets reconstruits : le $y_{\rm cut}$ pour passer de 2 à 3 jets, et de 3 à 4 jets.
  → $\mathrm{N}_{\rm jet}^{y_{\rm cut}=0.001}$: nombre de jets reconstruits avec yc=0.001
  → $\mathrm{y}_{\rm cut}^{23}$: variable de coupure pour former 3 jets
  → $\mathrm{y}_{\rm cut}^{34}$: variable de coupure pour former 4 jets
* Le nombre minimum de traces dans les 4 jets : (1 variable)
  Comme le montrent les histogrammes de la figure 3.6, la multiplicité moyenne de traces dans un événement 4 jets $q\bar{q}(\gamma)$ est légèrement plus faible que dans le cas du signal WW → $q\bar{q}q\bar{q}$.
  → $\mathrm{N}_{\rm traces\ min}^{\rm 4\ jets}$
* Le nombre total de traces neutres : (1 variable)
  Le nombre de traces neutres, représentées dans la figure 3.3, est légèrement plus faible pour les événements de bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ que pour les événements WW → $q\bar{q}q\bar{q}$.
  → $\mathrm{N}_{\rm traces\ neutres}^{\rm tot}$
* La masse invariante des jets : (1 variable)
  Lorsqu'on force un événement $q\bar{q}(\gamma)$ en 4 jets, on a, soit séparé en deux un jet issu d'un quark, soit formé un jet à partir d'un gluon émis par les quarks. Dans les deux cas, on a des jets plus "mous" c'est-à-dire de masse invariante plus faible que dans le cas du W.
  → $\mathrm{M}_{\rm jet\ min}^{\rm 4\ jets}$

* Eléments de matrices : (2 variables)
Les éléments de matrices à 4 quarks dans l'état final $\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}}$ et à 2 quarks et 2 gluons $\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}gg}}$ ont été calculés dans la référence [85] et correspondent aux diagrammes des figures 3.7 et 3.8. On identifie les quadri-vecteurs des 4 jets aux quadri-vecteurs des quarks ou des gluons initiaux, où seul le doublet (u,d) a été utilisé pour des raisons de simplicité. On calcule $\mathcal{M}$ pour toutes les combinaisons possibles dans l'état final et on ne retient que l'amplitude maximale utilisée comme variable discriminante. Les quadri-vecteurs ont été préalablement corrigés pour que la somme des énergies des jets soit égale à l'énergie dans le centre de masse et que l'impulsion totale des jets soit nulle. La correction utilise un algorithme d'ajustement cinématique contraint qui est décrit au chapitre suivant.
  $\rightarrow -\log(|\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}gg}}|^2)$
  $\rightarrow -\log(|\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}}|^2)$

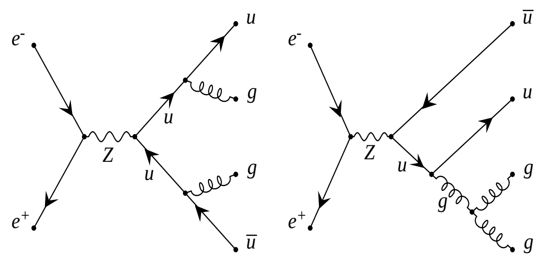


FIG. 3.7: *Exemple de diagrammes contribuant au calcul des éléments de matrices* $\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}gg}}$.

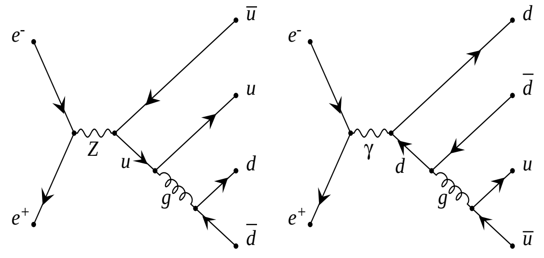


FIG. 3.8: *Exemple de diagrammes contribuant au calcul des éléments de matrices* $\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}}$.

* Les moments de Fox et Wolfram : (3 variables)
Les variables de Fox et Wolfram H_l, $l = 0, 1, 2, \ldots$ caractérisent la forme de l'événement. Elles sont définies par

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

où θ_{ij} est l'angle d'ouverture entre une particule i et j, E_{vis} l'énergie visible de l'événement et

$P_l(x)$ les polynômes de Legendre. On a normalisé les H_l par rapport à H_0. Un événement 2 jets ($\simeq q\bar{q}(\gamma)$) tend à donner $H_l = 0$ pour l impaire.

→ H_2, H_3, H_4 sont utilisés

* La poussée : (1 variable)
La poussée T (*Thrust* en anglais) est définie par

$$T = \max_{|\mathbf{n}|=\mathbf{1}} \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p_i}|}{\sum_i |\mathbf{p_i}|}$$

où **n** est l'axe de la poussée (pour T maximum). Les événements à 2 jets correspondent à $T \approx 1$ et un événement isotrope à $T \approx 1/2$.

→ T la poussée

* "L'aplatissement" : (1 variable)
On peut définir un autre axe principal de l'ellipsoide des impulsions dans le plan perpendiculaire à la direction de la poussée : l'axe majeur. Il a pour valeur la poussée M_a. L'axe mineur est obtenu en prenant la perpendiculaire au plan défini par l' axe de la poussée et l'axe majeur. On note M_i la valeur associée de la poussée. La différence $M_a - M_i$ est appelée l'aplatissement O (ou *l'oblateness* en anglais). En général $O \approx 0$ correspond à un événement symétrique autour de l'axe de la poussée. Pour le $q\bar{q}(\gamma)$, la direction des 2 quarks initiaux tend à donner une valeur en forme de "cigare" à l'événement.

→ O, l'aplatissement, est calculé avec l'ensemble des particules

* L'angle minimum entre les jets et l'énergie des jets : (4 variables)
Les variables qui vont suivre sont très corrélées, mais le réseau de neurones tient automatiquement compte de cette redondance. Pour les mêmes raisons que celles déjà évoquées pour les y_{cut}, l'angle minimum $\theta^{4\mathrm{j}}_{\mathrm{min}}$ entre les 4 jets d'un événement $q\bar{q}(\gamma)$ sera plus faible que pour un événement $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$.
De manière analogue, la différence $\mathrm{E_{max}} - \mathrm{E_{min}}$ entre les énergies des jets est plus grande pour $q\bar{q}(\gamma)$ puisque le jet d'énergie la plus faible provient du gluon rayonné, tandis que pour les événements W on obtient des jets d'énergie plus voisine.
L'angle entre les jets et l'énergie des jets a été également calculé pour les événements reconstruits en demandant une topologie finale à 5 jets pour tenir compte d'éventuelles corrélations qui ne seraient pas aussi marquées au niveau des 4 jets.

→ $\theta^{4\mathrm{j}}_{\mathrm{min}}$ est l'angle minimum entre les jets lorsqu'on impose une reconstruction de l'événement en 4 jets.

→ $\theta^{5\mathrm{j}}_{\mathrm{min}} \times \mathrm{E_{min}}$ où $\mathrm{E_{min}}$ est l'énergie minimum des jets en reconstruisant les événements dans une topologie finale à 5 jets, et $\theta^{5\mathrm{j}}_{\mathrm{min}}$ l'angle minimum entre les 5 jets.

→ $\beta^{4\mathrm{j}}_{\mathrm{min}} \times \frac{\mathrm{E_{min}}}{\mathrm{E_{max}}}$ où β_{min} est l'angle entre le jet de plus basse énergie $\mathrm{E_{min}}$ et le plus proche de ce dernier pour tenir compte des radiations de gluons en forçant l'événement en 4 jets.

→ $\mathrm{E_{max}} - \mathrm{E_{min}}$ où $\mathrm{E_{max}}$ et $\mathrm{E_{min}}$ sont respectivement l'énergie maximun et minimum des jets pour un événement que l'on reconstruit en 4 jets.

Les variables décrites précédemment sont montrées dans les figures 3.9, 3.10 et 3.11 pour les données et la simulation à 189 GeV. Le bon accord observé pour l'ensemble des distributions nous permet de passer à la phase d'entraînement du réseau de neurones.

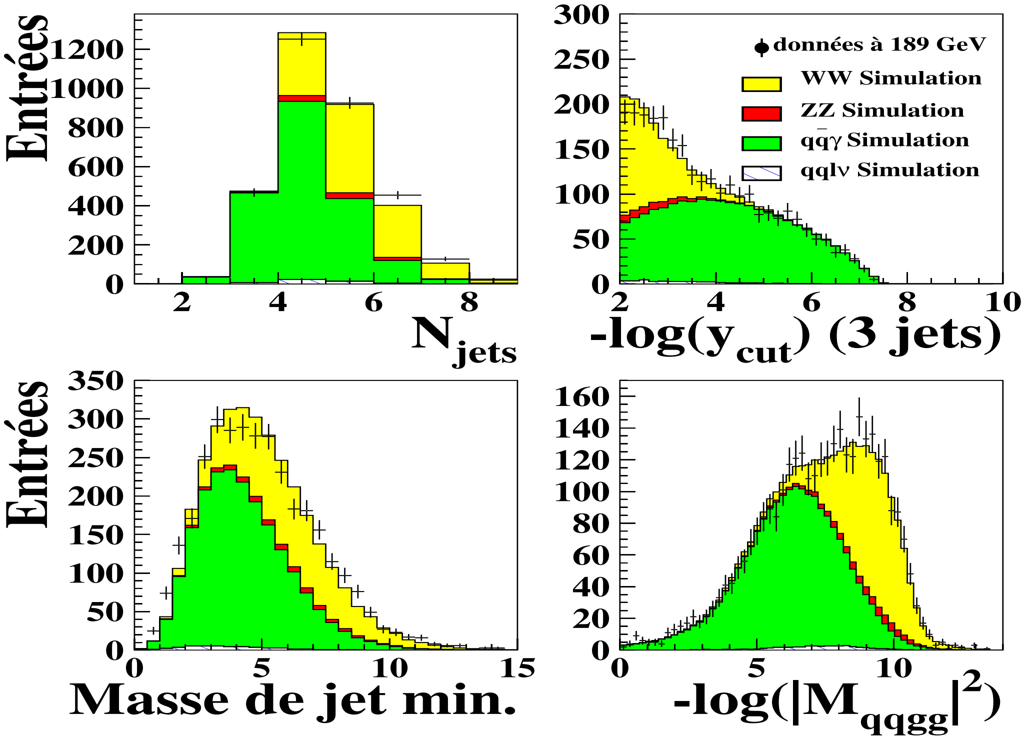


FIG. 3.9: *Variables de sélections utilisées par le réseau de neurones à 189 GeV. Les variables sont décrites dans le texte :* $\mathrm{N}_{\mathrm{jet}}^{y_{\mathrm{cut}}=0.001}$, $\mathrm{y}_{\mathrm{cut}}^{23}$, $\mathrm{M}_{\mathrm{jet\ min}}^{4\ \mathrm{jets}}$, $\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}gg}}$.

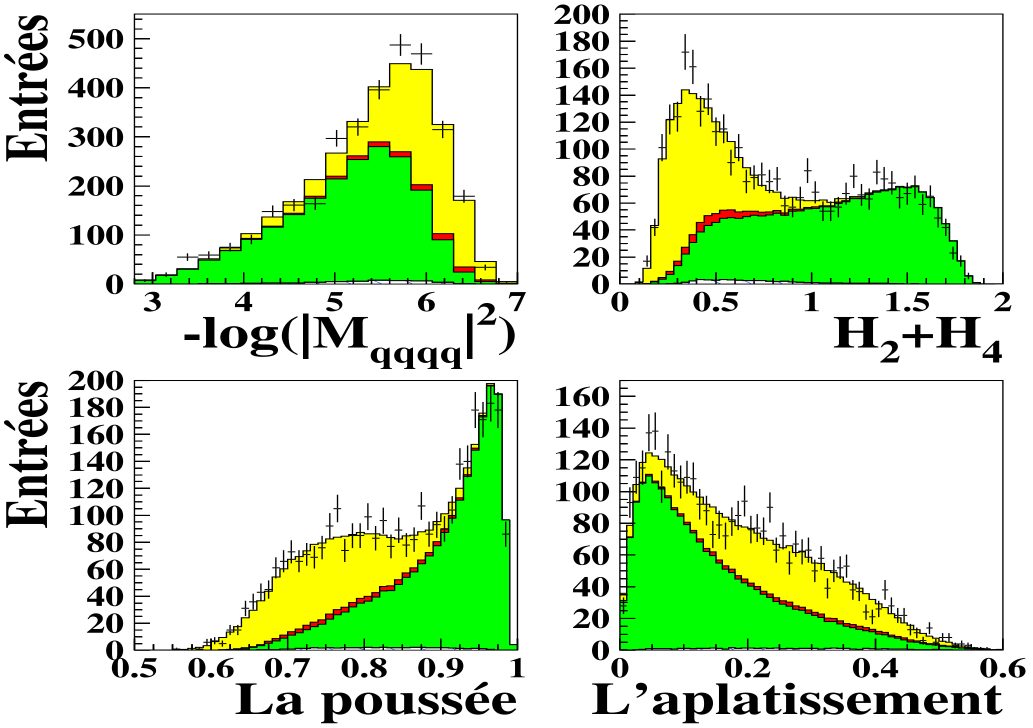


FIG. 3.10: *Variables de sélections utilisées par le réseau de neurones à 189 GeV. Les variables sont décrites dans le texte :* $\mathcal{M}_{\mathrm{q\bar{q}q'\bar{q}'}}$, $\mathrm{H}_2+\mathrm{H}_4$, *la poussée T (Thrust), l'aplatissement O (l'Oblateness). Pour la légende, se reporter à la figure 3.9.*

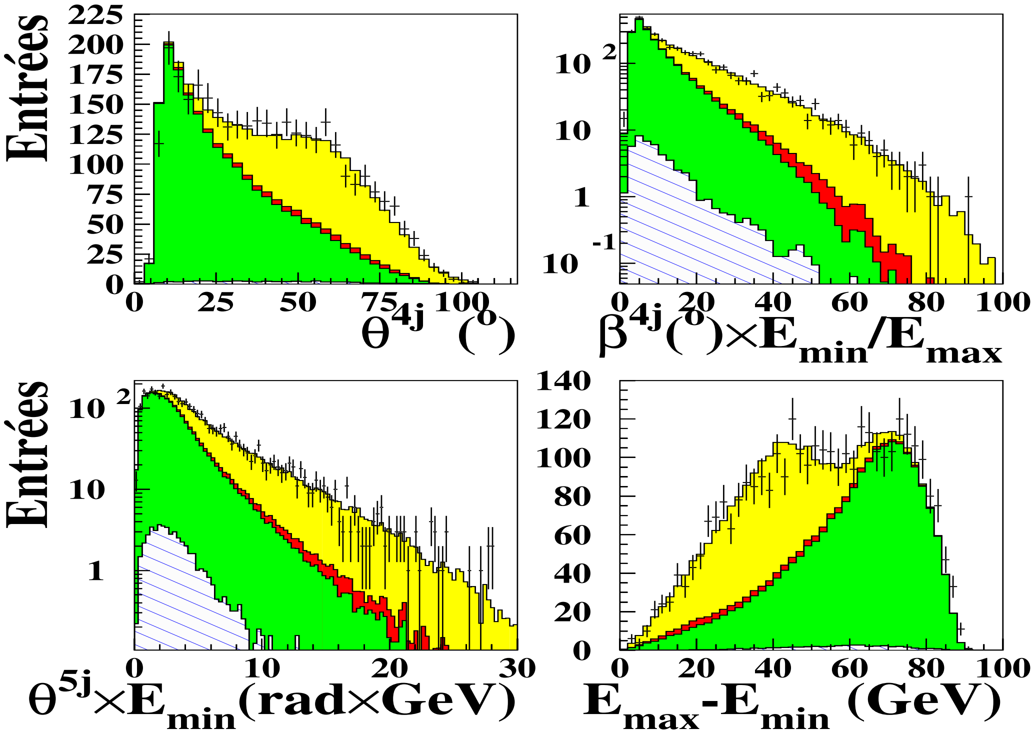


FIG. 3.11: *Variables de sélections utilisées par le réseau de neurones à 189 GeV. Les variables sont décrites dans le texte :* $\theta^{4j}_{\rm min}$, $\beta^{4j}_{\rm min} \times \frac{\rm E_{min}}{\rm E_{max}}$, $\theta^{5j}_{\rm min} \times \rm E_{min}$, $\rm E_{max} - E_{min}$. *Pour la légende, se reporter à la figure 3.9.*

3.4 Sélection hadronique par réseau de neurones

Le réseau de neurones est entraîné avec 17 nœuds en entrée correspondant aux 17 variables précédentes.

3.4.1 Structure du réseau de neurones

De très nombreux essais empiriques cherchant à optimiser le nombre de niveaux cachés et le nombre de nœuds sur ce niveau ont été effectués. Nos critères pour juger de l'efficacité de la procédure sont doubles : d'une part, observer une amélioration de l'efficacité et de la pureté et, d'autre part, avoir un bon accord entre la simulation et les données.

niveau caché :

Aucune amélioration n'a été constatée en augmentant le nombre de niveaux cachés sauf une vitesse accrue de convergence du réseau de neurones. Mais dans ce cas, on multiplie le nombre de liens et donc le nombre de paramètres que le réseau de neurones doit ajuster. Pour cette raison, nous avons décidé de prendre le même nombre de nœuds au niveau caché que celui du niveau d'entrée.

niveau de sortie :

Il existe deux possibilités. La première est d'avoir un nœud en sortie pour chaque type d'événements qu'on souhaite séparer. Dans ce cas on entraîne le réseau de neurones en lui donnant la réponse avec pour valeur 1 sur le nœud associé à ces événements. Si on considère par exemple les deux bruits de fond $q\bar{q}(\gamma)$ et ZZ, on peut choisir 3 nœuds en sortie. On entraîne avec 1-0-0 pour le $q\bar{q}(\gamma)$, 0-1-0 pour le ZZ, et 0-0-1 pour le signal W. Cette procédure a donné cependant des résultats moins satisfaisants (moins bonne pureté de l'échantillon) que l'utilisation d'un seul nœud en sortie.

Le fond ZZ est très difficile à distinguer du signal W et il perturbe l'apprentissage. Lors de la phase d'apprentissage, le réseau de neurones cherche à optimiser la valeur de la convergence en ayant parfois la réponse 0 et parfois la réponse 1, alors que les variables présentées sont presque identiques.

La solution retenue est donc un seul nœud en sortie sans entraîner le réseau de neurones avec le bruit de fond ZZ. Tous les nœuds sont reliés entre eux entre deux niveaux successifs.

Pour résumer, la structure du réseau de neurones se présente sous la forme de :

- 17 nœuds en entrée
- 17 nœuds sur l'unique niveau caché
- 1 nœud en sortie

3.4.2 Entraînement du réseau de neurones :

Le réseau de neurones possède un nœud en sortie. Lors de l'entraînement, la valeur du nœud de sortie est mise à 0 pour le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ et à 1 pour le signal $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$. La phase de test impose la présence de tous les signaux qui contribuent aux données à l'issue de l'étape de présélection : $q\bar{q}(\gamma)$, ZZ, $WW \to q\bar{q}l\nu$, et $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$. Pour ne pas biaiser le résultat, les performances du réseau de neurones sont testées sur des échantillons de la simulation qui n'ont pas servi à la phase d'apprentissage. La proportion d'événements Monte-Carlo utilisés pour l'apprentissage et pour la phase de test est donnée dans le tableau 3.4. Ces événements ont tous passé les coupures de présélection. Le nombre d'événements utilisés pour l'apprentissage est 20 (ou 10) fois supérieur pour le signal (ou le bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$) par rapport au nombre d'événements attendus dans les données à 189 GeV. Ces rapports sont quatre fois plus grands à 183 GeV.

Catégorie	Entraînement	Test
$WW \to q\bar{q}q\bar{q}$	23400	23400
$e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$	52300	149500
$e^+e^- \to ZZ$	0	8601
$WW \to q\bar{q}l\nu$	0	14800

TAB. 3.4: *Nombre d'événements Monte-Carlo utilisés pour la phase d'apprentissage et pour la phase de test du réseau de neurones pour chaque catégorie de signaux à 189 GeV.*

3.5 Résultats

3.5.1 Efficacité et pureté du réseau de neurones

Les résultats obtenus pour la valeur de sortie du nœud du réseau de neurones sont représentés par la figure 3.12 pour 189 GeV et la figure 3.13 pour 183 GeV. Les données expérimentales sont en accord avec la simulation.

En sélectionnant les événements ayant une valeur sur le nœud de sortie supérieure à 0.36[2], on obtient l'efficacité et la pureté suivantes :

[2]Cette valeur correspond à une optimisation de l'erreur statistique sur M_W.

$$\boxed{\begin{array}{c}\textbf{Efficacité} = \mathbf{86.3 \pm 0.2\ \%}\\ \textbf{Pureté} = \mathbf{78.4 \pm 0.2\ \%}\end{array}}$$

3.5.2 Réjection de la beauté

Afin d'augmenter la réjection des bruits de fond ZZ et $q\bar{q}(\gamma)$, nous introduisons un critère suplémentaire fondé sur la saveur des jets. Le boson Z se désintègre en effet en paires de quark anti-quark de saveur b (beauté) dans environ 22 % des cas. Le W ne se désintègre pas en quark b, l'énergie disponible ne permettant pas de produire le quark top. En utilisant un algorithme d'étiquetage des quarks b, on peut donc discriminer entre le signal W et les bruits de fond $q\bar{q}(\gamma)$ et ZZ. L'algorithme d'étiquetage de la saveur utilise le temps de vie du quark b qui est environ 1.5 ps, donnant lieu à un vertex de désintégration secondaire écarté de quelques millimètres par rapport au point d'interaction de la collision e^+e^- (vertex primaire). On définit le paramètre d'impact d'une trace par sa plus petite distance d'approche au vertex primaire. Le paramètre d'impact est positif si la projection du point de plus petite approche sur l'axe du jet formé à partir du quark b est devant le vertex primaire. Une trace appartenant au jet du quark b aura un paramètre d'impact positif, tandis que des traces provenant de mauvaises reconstructions ou de jets de saveur différente d'un quark b auront des paramètres d'impacts positifs et négatifs. On utilise le produit de la probabilité pour toutes les traces, ayant un paramètre d'impact positif, de provenir du vertex principal [86]. La figure 3.14 représente l'opposé du logarithme de cette probabilité. S'il n'y a aucune trace ayant un paramètre d'impact positif, la probabilité ainsi définie vaut 1, donc $-\log_{10}(1) = 0$. On constate en effet que les bruits de fond ZZ et $q\bar{q}(\gamma)$ ont des valeurs plus grandes que celles des événements W^+W^-. Une coupure à 14.45 ne fait perdre que 0.3 % sur l'efficacité et permet un gain de 1.3 % en pureté[3]. L'efficacité et la pureté finalement obtenues pour cette analyse sont :

$$\boxed{\begin{array}{c}\textbf{Efficacité} = \mathbf{86.0 \pm 0.2\ \%\ (stat.)}\\ \textbf{Pureté} = \mathbf{79.7 \pm 0.2\ \%\ (stat.)}\end{array}}$$

Le nombre d'événements sélectionnés à 183 GeV dans les données est 401 pour 398.4 attendus par la simulation. A 189 GeV, on attend 1287 événements et on en sélectionne 1309 dans les données. Le tableau 3.5 résume le nombre d'événements attendus dans chacun des canaux de désintégration. A 183 GeV, les événements de bruit de fond $WW \to q\bar{q}l\nu$ n'ont pas été inclus dans la simulation (ils correspondent à environ 0.8 % du nombre total d'événements attendus), et d'autre part la procédure de sélection est légèrement différente de celle décrite dans le texte. A cette énergie, le réseau de neurones utilisé est moins efficace à cause de pré-coupures de sélection trop fortes, la coupure sur la sortie du réseau de neurones est 0.5 et la coupure sur le b-tagging n'est pas utilisée. L'efficacité et la pureté sont environ 84 % et 79 % à 183 GeV.

3.5.3 Gain apporté par la méthode

Cette étude a contribué au changement de stratégie opéré par la collaboration DELPHI pour la mesure de la section efficace de paires de W. Aux énergies 161, 172 et 183 GeV, la mesure de la section efficace $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ a utilisé une sélection d'événements par coupures séquentielles [55] et [87]. Le gain en efficacité et en pureté obtenu par l'utilisation d'un réseau de neurones pour sélectionner les événements hadroniques est démontré par la figure 3.15. La courbe de l'efficacité en fonction de la pureté obtenue par la sélection précédente du réseau de neurones est comparée à l'efficacité et à la

[3]Cette variable n'a pas été introduite dans le réseau de neurones afin de mieux controler l'effet systématique éventuel de cette coupure.

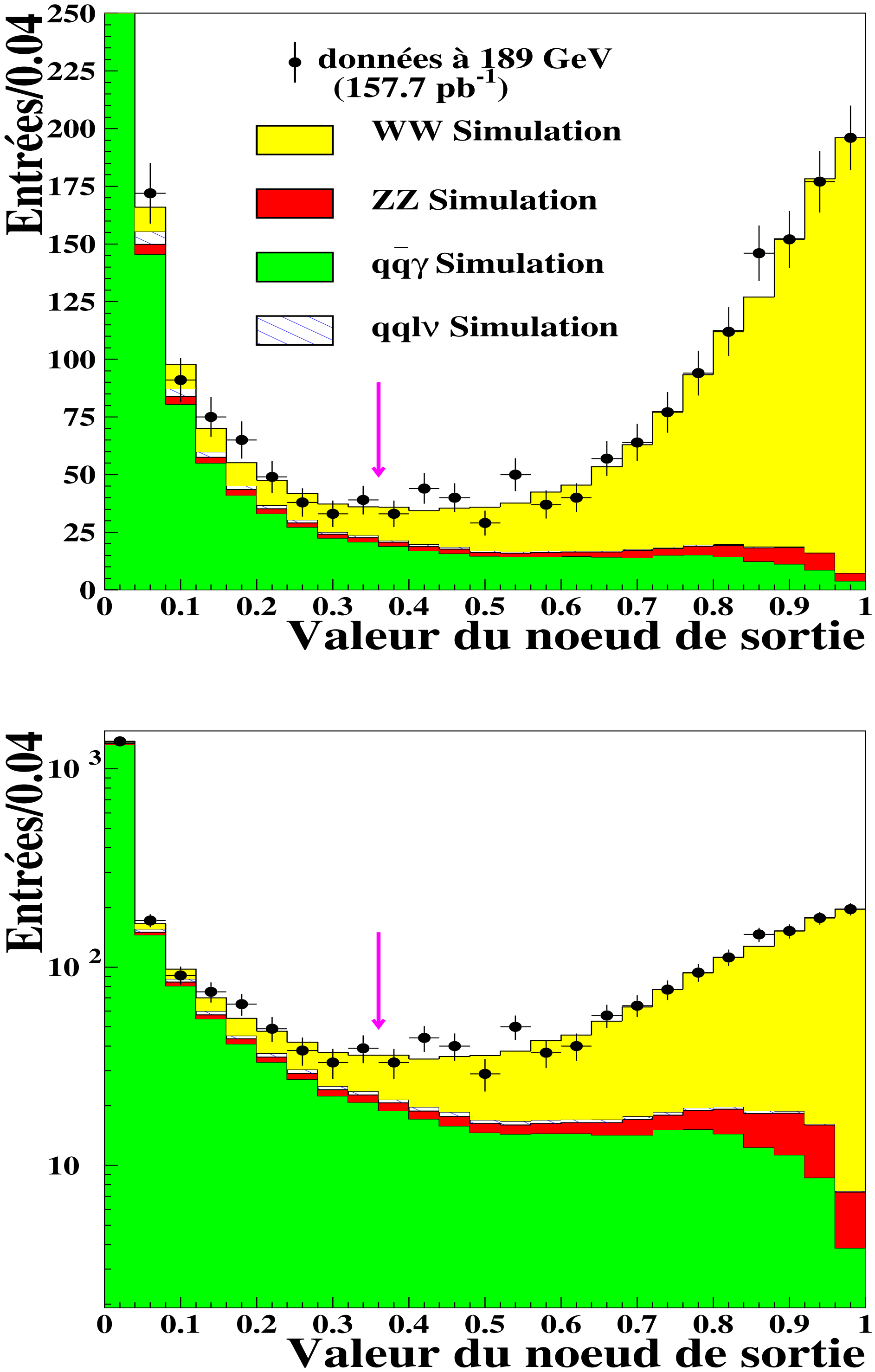


FIG. 3.12: *Valeur du nœud de sortie du réseau de neurones : les points représentent les données expérimentales à 189 GeV, l'histogramme gris clair le signal* $\mathrm{WW} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ *et les histogrammes gris foncés les bruits de fond* $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$, ZZ, *et* $\mathrm{WW} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}l}\nu$. *La flèche délimite la zone de droite qui est sélectionnée. Les événements de la simulation sont normalisés à 157.7* pb^{-1}. *Le premier histogramme est en échelle linéaire tandis que le second est en échelle logarithmique.*

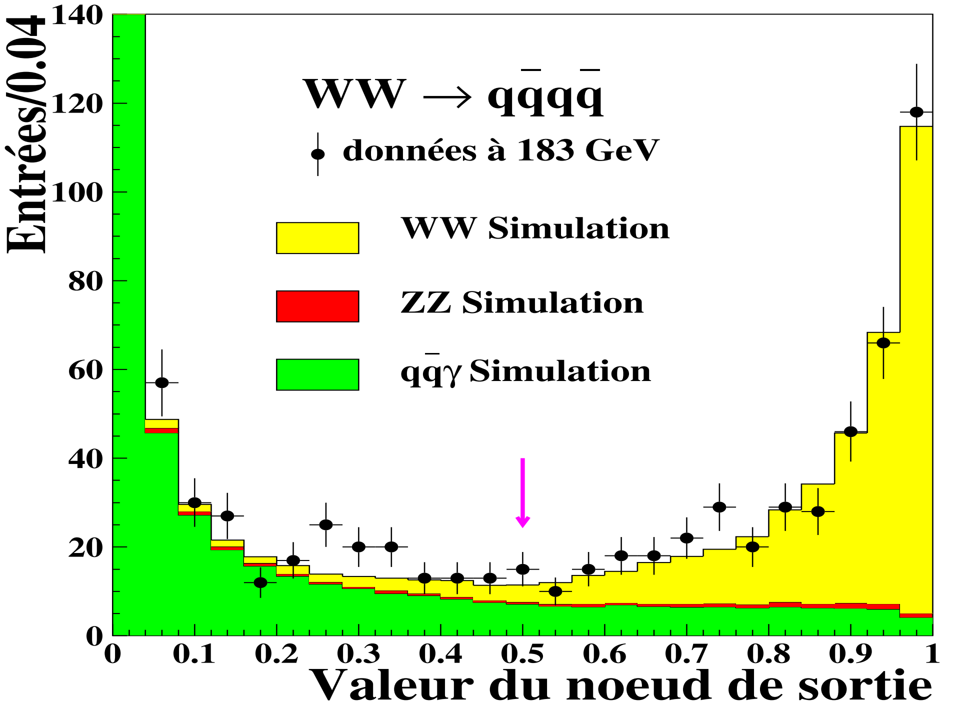


FIG. 3.13: *Valeur du nœud de sortie du réseau de neurones pour la simulation et les données à 183 GeV. Les événements de la simulation sont normalisés à 53.5* pb^{-1}*. La flèche délimite la zone de droite qui est sélectionnée (la coupure de sélection est différente de celle à 189 GeV car le réseau de neurones à 183 GeV n'a pas été ré-entraîné avec toutes les faibles modifications apportées à 189 GeV).*

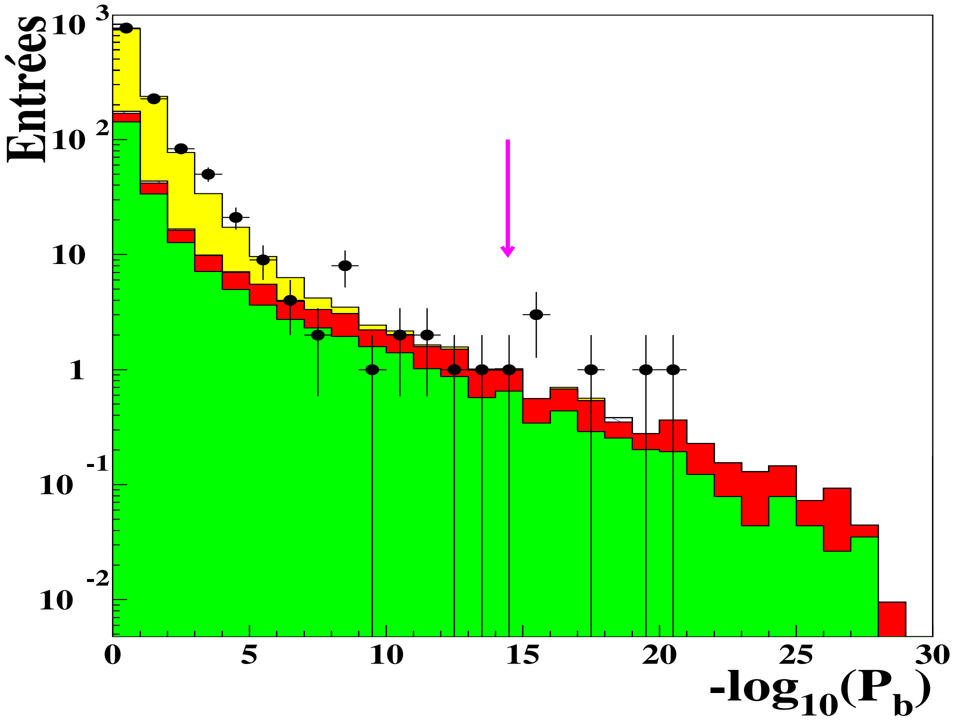


FIG. 3.14: *Opposé du logarithme de la probabilité de ne pas comporter de saveur* b*. Les données et la simulation correspondent à 189 GeV. La flèche indique la valeur de coupure.*

Processus	Nombre d'événements	
	183 GeV	189 GeV
$WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	316	1025.3
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	72.8	206.3
$e^+e^- \rightarrow ZZ$	9.6	44.3
$WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$	-	10.8
Données simulées	398.4	1287
Données réelles	401	1309

TAB. 3.5: *Nombre d'événements sélectionnés à 183 et 189 GeV par le réseau de neurones. Le nombre d'événements simulés est normalisé pour les luminosités intégrées $\mathcal{L} = 53.5$ pb^{-1} et $\mathcal{L} = 157.7$ pb^{-1}. A 183 GeV, la contamination (~ 3 événements) du bruit de fond semi-leptonique $WW \rightarrow q\bar{q}l\nu$ n'est pas inclue dans l'analyse.*

pureté utilisées pour mesurer la section efficace à 183 GeV (pureté $\simeq 76.4$ % et efficacité $\simeq 82.2$ %). Le gain obtenu sur l'efficacité et la pureté de la sélection est respectivement 4 % et 3 % par rapport à une méthode séquentielle, ce qui se traduit par une résolution environ 2-3 % meilleure pour la masse. A 189 GeV, l'utilisation d'un réseau de neurones est désormais adoptée pour sélectionner les événements du canal hadronique et mesurer la section efficace.

Estimation de la section efficace $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$:

On peut estimer la section efficace totale σ_{WW}^{qqqq} du canal de désintégration hadronique à partir du nombre d'événements sélectionnés dans les données. Si on note $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée, ϵ l'efficacité de sélection du signal, σ_f la section efficace du bruit de fond restant, et N le nombre d'événements dans les données, on a :

$$N = (\epsilon\ \sigma_W^{qqqq} + \sigma_f) \times \mathcal{L}$$

On estime la section efficace à

$$\sigma_W^{qqqq} = 7.1 \pm 0.4 \text{ (stat) pb} \quad \text{à 183 GeV et}$$

$$\sigma_W^{qqqq} = 7.7 \pm 0.2 \text{ (stat) pb} \quad \text{à 189 GeV}$$

Ces valeurs sont compatibles avec les résultats (statistiques et systématiques) de l'expérience DELPHI rapportés à la conférence de MORIOND [88] de mars 1999 :

$$\sigma_W^{qqqq} = 7.19 \pm 0.48 \text{ pb DELPHI à 183 GeV et}$$

$$\sigma_W^{qqqq} = 7.37 \pm 0.35 \text{ pb DELPHI à 189 GeV}$$

Ces valeurs sont également en bon accord avec la prédiction du Modèle Standard en utilisant le programme GENTLE [89] (avec $M_W = 80.41$ GeV/c^2) :

$$\sigma_W^{qqqq} = 7.20 \pm 0.14 \text{ pb} \quad \text{à 183 GeV}$$

$$\sigma_W^{qqqq} = 7.59 \pm 0.15 \text{ pb} \quad \text{à 189 GeV}$$

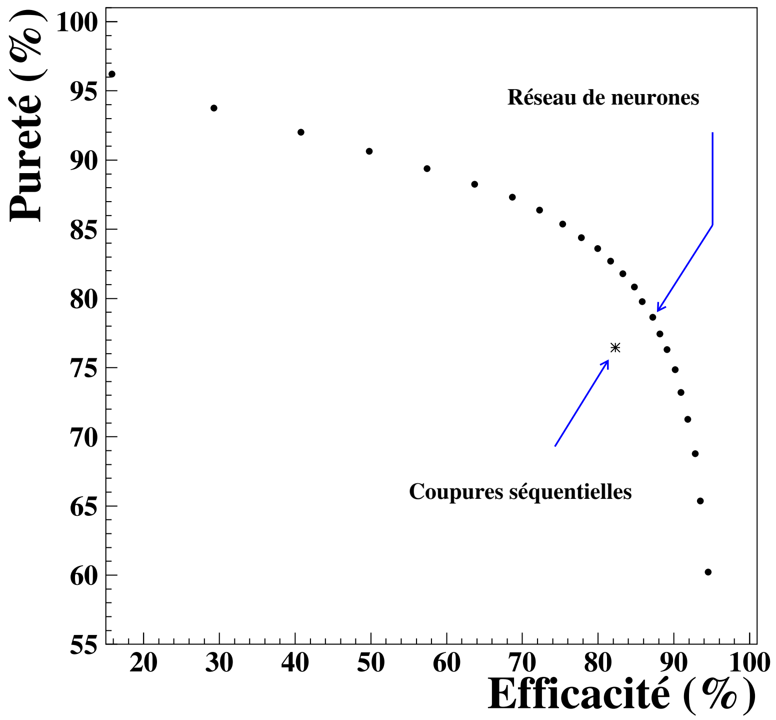


FIG. 3.15: *Efficacité en fonction de la pureté obtenue pour la sélection des événements* $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ *par le réseau de neurones. L'étoile indique l'efficacité et la pureté qui ont été obtenues à l'aide de coupures séquentielles [55].*

Chapitre 4

Reconstruction de la masse du boson W

4.1 Introduction

La deuxième étape de l'analyse consiste à regrouper les traces sélectionnées en jets à l'aide d'algorithmes pour se rapprocher de l'image des partons initiaux formés lors de la désintégration des W et ainsi de retrouver leur masse. A titre introductif, nous rappelons d'abord le mécanisme d'hadronisation qui relie les partons émis et les traces détectées. Nous décrivons ensuite la reconstruction des jets par l'algorithme DURHAM utilisé dans cette analyse. L'impact sur la reconstruction de la masse du boson W des algorithmes de jets (CAMBRIDGE, DURHAM, GENEVA et JADE) est évalué à trois niveaux : partonique, hadronique et détecteur.

Les partons initiaux sont les quarks et certains d'entre eux rayonnent des gluons énergiques qui eux mêmes forment des jets. Une des caractéristiques de notre étude est de ne pas forcer la configuration finale en 4 jets correspondant aux 4 quarks du processus $e^+e^- \to WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ à la différence des analyses des autres collaborations LEP. On tient compte ainsi de la radiation de gluons, ce qui permet d'améliorer la résolution sur la masse, en laissant libre le nombre de jets reconstruits comme nous le verrons dans la deuxième partie.

Pour compenser les incertitudes sur la mesure de l'énergie des particules, les mélanges dans un même jet de traces provenant des deux W et la perte d'une partie d'entre elles dans les zones aveugles du détecteur, un algorithme d'ajustement cinématique contraint a été mis au point. Cet algorithme est présenté dans la troisième partie de ce chapitre. Il permet d'ajuster un nombre arbitraire de jets et de traiter toute topologie multi-jets dans l'état final.

4.2 Reconstruction des jets

Les quarks et les gluons n'existent pas à l'état libre. Des modèles phénoménologiques décrivent la fragmentation qui permet de passer des partons initiaux aux hadrons observables. L'état final est constitué d'un grand nombre de particules qu'on regroupe en paquets, les jets, pour reproduire l'image des partons initiaux. Cette tâche est effectuée par différents algorithmes d'association de traces. Leur efficacité ont été très largement démontrée et ils constituent un outil indispensable pour la plupart des études impliquant les partons.

4.2.1 La fragmentation

Nous allons succinctement évoquer le modèle de fragmentation employé dans l'analyse et fondé sur le générateur JETSET 7.4 [90]. Une étude détaillée des différents modèles d'hadronisation et de leurs conséquences sur les mesures expérimentales dans les collisions e^+e^- peut être trouvée dans la référence [91].

Le processus $e^+e^- \rightarrow$ hadrons se déroule selon les quatre étapes suivantes :

1) Production de $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$:

C'est la production de l'état à 4 quarks décrite dans la partie 1.4 du premier chapitre.

2) Cascade de partons :

Dans une deuxième phase, les quarks primaires produits par désintégration des W ont la possibilité de rayonner des gluons et des photons. La probabilité d'émettre un photon est cependant très faible comparée à la probabilité d'émettre des gluons car la constante de couplage fort α_s est environ 15 fois plus élevée que la constante de couplage électromagnétique α (à l'échelle du Z). La constante de couplage effective dans QCD, α_s, est fonction de l'échelle d'énergie caractéristique μ. L'évolution en fonction de μ est donnée par l'équation du groupe de renormalisation. A l'ordre de deux boucles on a :

$$\alpha_s(\mu)^{(f)} = \frac{4\pi}{(11-\frac{2}{3}f)\ln(\mu^2/\Lambda^2)}\left[1-\frac{(102-\frac{38}{3})}{(11-\frac{2}{3}f)^2}\frac{\ln\ln(\mu^2/\Lambda^2)}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)}\right]$$

où f est le nombre de saveurs de quarks de masse $\ll \mu$. La constante Λ, appelée échelle de QCD, dépend du schéma de renormalisation, elle vaut [92] $\Lambda^{(5)}_{\overline{MS}} = (226^{+70}_{-57})$MeV. Certains gluons émis par le quark ou l'antiquark pourront, à leur tour, produire de nouvelles paires de quarks-antiquarks ou d'autres gluons. Cette cascade de partons est décrite par la théorie QCD perturbative tant que les énergies mises en jeu restent suffisamment élevées par rapport aux masses hadroniques.

3) Hadronisation des partons :

Les quarks possèdent un degré de liberté appelé couleur. Le gluon est bicolore. En revanche les hadrons observés n'ont pas de couleur. La troisième phase fait passer des partons chargés et colorés aux hadrons sans couleur, c'est la fragmentation (ou hadronisation). Ce processus est complexe et n'est pas encore totalement maîtrisé par la théorie : les énergies relativement faibles impliquées dans cette étape requièrent une approche non perturbative de QCD. On peut distinguer deux modèles de fragmentation :

- La fragmentation indépendante :
  Dans ce modèle, on traite chaque parton final de la cascade QCD séparément et de manière indépendante. La fragmentation se fait de manière itérative en associant le quark initial q à un antiquark $\bar{q}_1$, issu de la création d'une paire intermédiaire $q_1\bar{q}_1$, pour former un hadron $q\bar{q}_1$. Le quark q_1 va s'associer à son tour avec un autre antiquark intermédiaire pour former un nouvel hadron $q_1\bar{q}_2$ laissant un quark q_2 possédant moins d'énergie, etc. Cette approche ne permet cependant pas de reproduire les distributions angulaires des particules dans les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ observés à PETRA par l'expérience JADE [93]. Pour ces événements, on observe un dépeuplement de particules dans la région angulaire située entre le quark et l'antiquark. Dans le modèle de la fragmentation indépendante, la fragmentation de chaque parton est indépendante dans le référentiel du centre de masse du système $q\bar{q}g$ et possède ainsi une symétrie azimuthale comme le montre le schéma de gauche de la figure 4.1. On s'attend donc à la même distribution de particules entre les partons.
- Le modèle des cordes :
  Ce modèle explique la concentration de particules observée dans les événements $q\bar{q}g$. Le modèle des cordes, utilisé dans l'analyse, est fondé sur l'idée qu'un tube de couleur peut être tendu

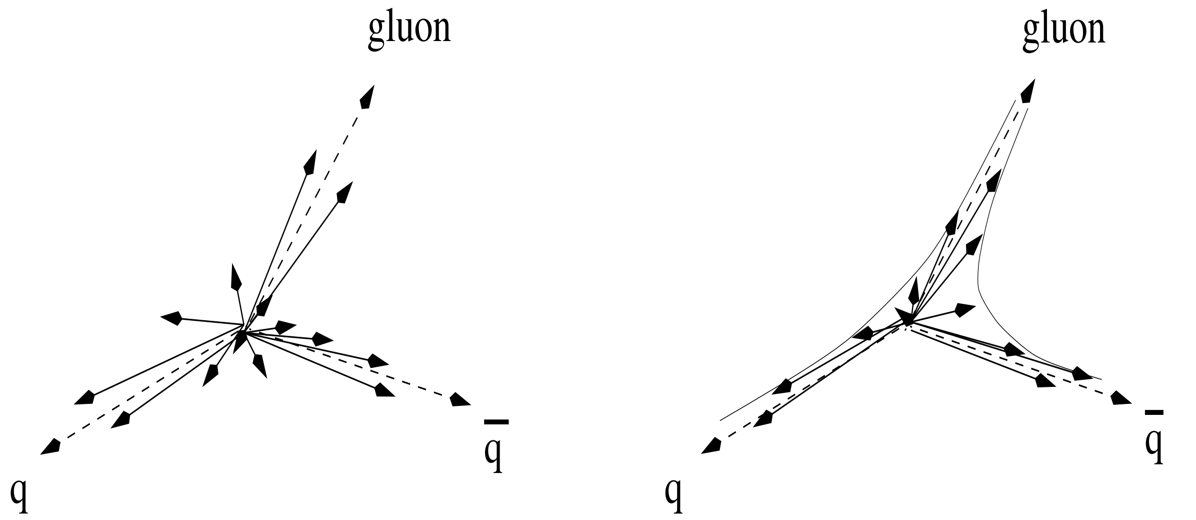


FIG. 4.1: *Structure des événements à trois jets dans l'espace des impulsions pour les modèles de fragmentation indépendante (gauche) et de fragmentation en cordes (droite).*

entre un quark et un antiquark. La première description de cette approche a été introduite au milieu des années 1970 par X. Artru et G. Mennessier [94]. Le confinement prévu par la théorie QCD pour des énergies faibles (l'interaction forte augmente avec la distance) fait que les lignes de champ qui existent entre un quark et un antiquark tendent à être très serrées et forment un tube (ou corde) dont le diamètre est de l'ordre du fermi. L'énergie potentielle du tube augmente linéairement avec sa longueur, la densité linéique d'énergie étant de l'ordre de 1 GeV/fm. Si le quark q et l'antiquark $\bar{\mathrm{q}}$ s'éloignent dans des directions opposées, ils allongent le tube et un effet de confinement est engendré. Lorsque l'énergie potentielle du tube est suffisante pour créer une paire $\mathrm{q}_1\bar{\mathrm{q}}_1$ (typiquement lorsque le quark et l'antiquark sont distants de 1 à 5 fm), le tube va se scinder en deux et donner naissance à deux tubes de couleur qui correspondent aux paires $\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}_1$ et $\mathrm{q}_1\bar{\mathrm{q}}$. Ces nouveaux tubes peuvent évoluer de la même façon si leur masse effective est suffisante. Ce processus se poursuit jusqu'à ce qu'il n'y ait plus que des hadrons sur couche de masse. Ce concept de cordes a été étendu par le groupe de LUND [95] à des sytèmes {quark+un nombre quelconque de gluons+antiquark}, comme à la fin d'une gerbe partonique. Les gluons sont alors considérés comme des déformations de cordes tendues entre les quarks.
On comprend désormais l'asymétrie observée dans les événements de l'expérience JADE : la fragmentation a lieu le long d'un tube de couleur qui relie le quark et l'antiquark par l'intermédiaire du gluon. Une représentation schématique de la fragmenation en corde est donnée par le schéma de droite de la figure 4.1.
La création d'une paire $\mathrm{q_i}\bar{\mathrm{q}}_\mathrm{i}$ dans une corde est analogue à la création d'une paire $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ dans un champ électrique fort. C'est pourquoi on postule que la probabilité qu'une paire $\mathrm{q_i}\bar{\mathrm{q}}_\mathrm{i}$ apparaisse avec une masse m_T transverse par rapport au tube est :

$$\exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right)\exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}\right)$$

où κ est la densité d'énergie par unité de longueur, m la masse du quark, et p_T l'impulsion transverse du quark par rapport au tube. Cette formulation donne un spectre en p_T gaussien et indépendant de la saveur des quarks. La composante longitudinale de l'énergie distribuée aux différents hadrons est donnée par une fonction de fragmentation dont l'expression est [96] :

$$f_{q_\alpha \to h+q_\beta}(z) \propto \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{b m_\perp^2}{z}\right) \qquad \text{avec } h = (q_\alpha \bar{q}_\beta)$$

où z est la fraction d'énergie emportée par un hadron h. Les paramètres a_α, a_β et b sont libres dans le modèle et doivent être ajustés. Les indices α et β permettent d'avoir des valeurs différentes en fonction de la saveur des quarks, tandis que $b = \mathcal{P}/2\kappa$ est relié à la "fragilité" $\mathcal{P}$ de la corde. En général $0.5 < a < 1.0$ et $0.7 < b$ (GeV^{-2}) < 0.9. Pour les saveurs lourdes (quarks b et c) une fonction différente est utilisée : la fonction de fragmentation de Peterson [97] :

$$f(z) \propto \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2} ,$$

où ϵ_Q est un paramètre libre proportionnel à $\epsilon_Q \propto 1/m_Q^2$ (m_Q masse des quarks). D'autres paramètres ajustent les distributions des spins et la quantité de baryons et de mésons produits.

4) désintégration en particules stables :

Un certain nombre des hadrons produits au cours de la phase d'hadronisation ne sont pas stables et ils se désintègrent en particules détectables (essentiellement des pions et des kaons) regroupées en jets par des algorithmes appropriés. Certains de ces algorithmes sont décrits dans les paragraphes suivants.

4.2.2 Les algorithmes de jets

Les traces contiennent, en principe, toute l'information utile pour reconstruire la masse des W. Si on suppose, comme dans la simulation, qu'il n'y a pas d'effet de recombinaison de couleurs, c'est-à-dire échange de gluons entre les partons issus de deux W différents, chaque trace provient soit du W^+, soit du W^-. La masse invariante des traces issues d'un même W permet de reconstruire sans ambiguïté sa masse.

La difficulté réside cependant dans l'attribution des traces aux W parents. Le nombre moyen de traces détectées étant 60 pour des W produits à 189 GeV, cela correspond à environ $2^{\mathrm{N}-1} \sim 10^{18}$ façons[1] de regrouper N traces en deux paquets. Il est par conséquent impossible d'essayer toutes les possibilités pour déterminer la masse des W et encore moins de savoir laquelle est juste.

Les algorithmes de jets permettent ainsi de réduire le nombre de possibilités, en regroupant les traces en paquets, les jets, selon des critères cinématiques. Nous allons décrire l'algorithme DURHAM employé dans l'analyse. Une revue complète des différents types d'algorithmes de jets se trouve dans la référence [98].

L'algorithme DURHAM

L'algorithme de regroupement de traces DURHAM [99] emploie une méthode itérative pour associer les traces deux à deux. Une mesure de distance d_{ij} entre deux paquets i et j est définie en fonction de leur énergie $E_{i,j}$ et de leur impulsion $\overrightarrow{P}_{i,j}$.

L'algorithme commence avec la liste de toutes les particules considérées comme les paquets initiaux (à une particule). Les deux paquets ayant la plus petite distance relative sont joints en un seul, à condition que cette distance soit inférieure à une valeur de coupure d_{cut}. Le nouveau paquet k est obtenu en additionnant les quadrivecteurs des deux paquets i et j. C'est le schéma de fusion **E** :

$$\text{Schéma } \mathbf{E} \quad \begin{aligned} \overrightarrow{P}_{i,j} &= \overrightarrow{P}_i + \overrightarrow{P}_j \\ E_{i,j} &= E_i + E_j \end{aligned}$$

[1] Il y a exactement $2^{(\mathrm{N}-1)} - \mathrm{N} - 1$ façons de regrouper N traces en deux paquets, si on exige au moins deux traces dans chaque paquet.

D'autres schémas ont été introduits pour obtenir des jets de masse nulle à l'image des partons initiaux. Au prix de la non-conservation de l'énergie et de l'impulsion, les schémas de fusion **P** et $\mathbf{E}_0$ sont :

$$\text{Schéma } \mathbf{P} \quad \begin{aligned} \overrightarrow{P}_{i,j} &= \overrightarrow{P}_i + \overrightarrow{P}_j \\ E_{i,j} &= \left|\overrightarrow{P}_{i,j}\right| \end{aligned}$$

$$\text{Schéma } \mathbf{E}_0 \quad \begin{aligned} \overrightarrow{P}_{i,j} &= \frac{\overrightarrow{P}_i + \overrightarrow{P}_j}{\left|\overrightarrow{P}_i + \overrightarrow{P}_j\right|} \\ E_{i,j} &= E_i + E_j \end{aligned}$$

Dans cette étude, nous garderons la procédure standard du schéma de fusion **E**.

La procédure pour agglomérer les paquets intermédiaires est répétée jusqu'à ce que tous les paquets aient une distance relative supérieure à d_{cut}. Les paquets restant sont appelés les jets.

La distance relative employée par l'algorithme DURHAM est basée sur l'énergie transverse $E_{\text{T}}^i = E_i \sin\theta_{i,j}$ où $\theta_{i,j}$ est l'angle entre les paquets i et j :

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

Cette méthode tend à associer des particules de faible énergie (comme les gluons) aux jets énergiques les plus proches en angle. Nous utiliserons la quantité sans dimension :

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{E_{\text{vis}}^2}, \tag{4.1}$$

où E_{vis} est l'énergie visible. Pour un détecteur parfait, E_{vis} correspondrait à l'énergie dans le centre de masse, mais comme certaines particules sont perdues ou mal mesurées, la normalisation par E_{vis} permet des compensations d'erreurs entre le numérateur et le dénominateur. La distance de coupure sera définie par la quantité $y_{\text{cut}} = d_{\text{cut}}^2/E_{\text{vis}}^2$.

Les autres algorithmes de jets

D'autres algorithmes ont été introduits pour reconstruire les jets. La plupart de ces algorithmes ne diffèrent de l'algorithme DURHAM que par la définition de la distance relative d_{ij}, le reste de la procédure étant commun. Le tableau 4.1 donne certaines de ces distances relatives employées par différents algorithmes.

LUCLUS [100], introduit par le groupe de Lund en 1983, est le plus ancien algorithme encore en utilisation. La distance utilisée est basée sur le moment transverse des deux particules considérées par rapport à la direction donnée par la somme des impulsions de ces particules (dans l'approximation $\theta_{\text{i,j}}$ petit). Dans sa première version, LUCLUS contient une étape intermédiaire pour associer les particules aux jets. Il se peut en effet qu'après agglomération de deux jets intermédiaires, une trace appartenant à un troisième jet soit plus proche du nouveau jet formé. Pour éviter ce genre de situation, après le regroupement de deux jets, toutes les particules de l'événement sont réassociées au jet le plus proche. Cette procédure privilégie les traces énergiques pour former la direction des jets.

L'algorithme JADE [101] offre une simplification supplémentaire puisque l'étape intermédiaire de réassociation est supprimée. Le choix de la distance est fondé sur la masse invariante. Cet algorithme a été mis au point pour l'étude des événements à trois jets (2 quarks, un gluon) à PETRA et a permis l'étude de la constante de couplage QCD α_{s}. L'algorithme JADE favorise parfois l'agglomération de gluons mous pour former des jets artificiels sans liaison avec les partons.

Ces problèmes donnèrent naissance aux algorithmes DURHAM [99] et GENEVA [102]. La distance utilisée dans l'algorithme GENEVA, contrairement aux autres distances introduites, dépend de

Algorithme	paramètre de résolution
CAMBRIDGE DURHAM	$y_{ij} = \dfrac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{E_{\text{vis}}^2}$
GENEVA	$y_{ij} = \dfrac{8}{9}\dfrac{E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{(E_i+E_j)^2}$
JADE	$y_{ij} = \dfrac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{E_{\text{vis}}^2}$
LUCLUS	$y_{ij} = \dfrac{2\lvert\overrightarrow{p}_i\rvert^2\lvert\overrightarrow{p}_j\rvert^2(1-\cos\theta_{ij})}{(\lvert\overrightarrow{p}_i\rvert+\lvert\overrightarrow{p}_j\rvert)^2E_{\text{vis}}^2}$

TAB. 4.1: *Paramètres de résolution utilisés par différents algorithmes pour reconstruire les jets. L'algorithme CAMBRIDGE diffère de celui de DURHAM dans la manière de classer les particules lors de la phase itérative de fabrication des jets.*

l'énergie des particules à combiner mais pas de l'énergie totale de l'événement. La distance favorise l'association des particules faiblement énergiques aux particules d'énergie plus importante.

Pour tenter de mieux prendre en compte les effets d'émission de gluons mous, l'algorithme CAMBRIDGE [103] a été récemment introduit. La distance employée est celle de DURHAM donnée par l'équation (4.1), avec cependant une méthode d'itération différente pour l'association des particules comme nous allons le voir. Dans les algorithmes précédents, quelle que soit la définition du paramètre de résolution entre les jets, si la distance entre deux particules est petite, elles seront alors inévitablement regroupées dans un même jet. Les traces provenant d'un gluon isolé peuvent s'associer, par exemple, à des traces issues de quarks primaires dans l'hypothèse où celles-ci seraient proches. Elles forment alors un jet plus énergique que le gluon initial avec une direction biaisée. Inversement, le jet issu du quark primaire verra son énergie diminuer. Ces deux effets sont illustrés par la figure 4.2. Pour remédier à ce problème, l'algorithme CAMBRIDGE introduit le processus itératif d'association suivant :

1. l'algorithme commence avec N_{obj} objets primaires.

2. il sélectionne les deux objets i et j les plus proches en angle. L'algorithme cherche les paires d'objets i et j ayant la valeur minimale de la variable $\mathrm{v_{ij}} = 2(1-\cos\theta_{\mathrm{ij}})$.

3. il teste la distance relative y_{ij} définie pour DURHAM par (4.1) :

   * Si $y_{ij} < y_{\text{cut}}$ alors i et j sont combinés en un nouvel objet en utilisant le schéma de fusion **E**.

   * Si $y_{ij} > y_{\text{cut}}$ alors l'objet i ou j le moins énergique est enregistré comme un jet. Ce jet est définitivement retiré de la liste des objets à associer, tandis que l'objet le plus énergique est introduit à nouveau dans la liste des particules à associer. Cette méthode est appelée *"soft freezing"*.

La figure 4.2 illustre qualitativement l'effet de l'algorithme CAMBRIDGE par comparaison à DURHAM. Plusieurs intervalles en y_{cut} peuvent conduire au même nombre de jets pour CAMBRIDGE. Inversement, dans moins de 2 % des cas, certaines multiplicités de jets ne peuvent pas être obtenues ; l'algorithme DURHAM est alors utilisé.

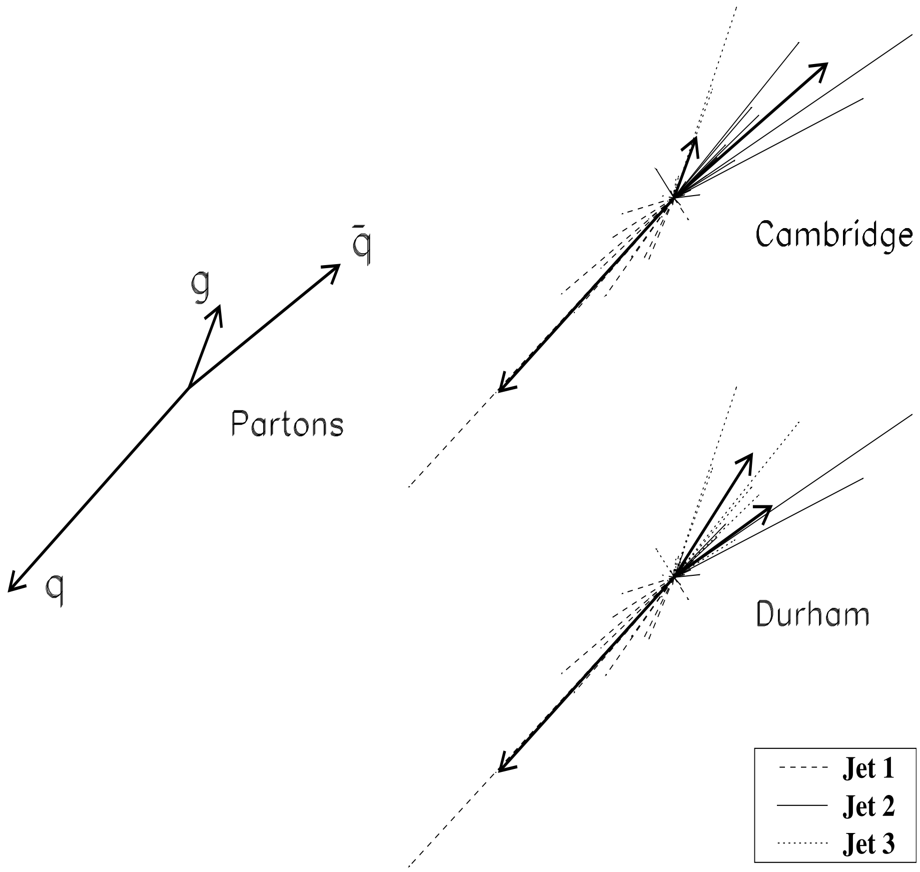


FIG. 4.2: *Illustration de l'effet de CAMBRIDGE et DURHAM sur la reconstruction des jets. Les flèches représentent la direction des jets reconstruits, la longueur des flèches est proportionnelle à l'énergie du jet reconstruit. L'encadré indique à quel jet les traces appartiennent. Le schéma de gauche représente les partons, les deux schémas de droite correspondent aux hadrons.*

4.2.3 Impact des algorithmes de jets

Les distances relatives introduites précédemment permettent de reconstruire les jets. La capacité à associer correctement les traces entre elles, c'est-à-dire à ne pas mélanger des traces issues de partons différents dans un même jet, est cependant limitée.

Nous allons étudier l'effet des algorithmes de jet sur la résolution de la masse du W pour des événements engendrés par PYTHIA et hadronisés par JETSET [90]. Cette étude est faite à trois niveaux :

1) le niveau partonique : les 4 quarks primaires ont émis un certain nombre de gluons.
2) le niveau hadronique : les partons sont hadronisés. Les particules restantes dans l'état final correspondent à la situation parfaite où aucune énergie n'est perdue (détecteur idéal). Les éventuels photons émis par les électrons dans l'état initial sont inclus à ce niveau.
3) le niveau détecteur : le passage des particules du niveau précédent a été simulé à travers le détecteur DELPHI par une simulation complète [82].

Ces niveaux sont illustrés par la figure 4.3.

Méthode

La résolution sur la distribution de la masse des événements W est dégradée par trois effets. Le premier effet provient de la détermination de la parenté des jets reconstruits, c'est-à-dire qu'il n'est

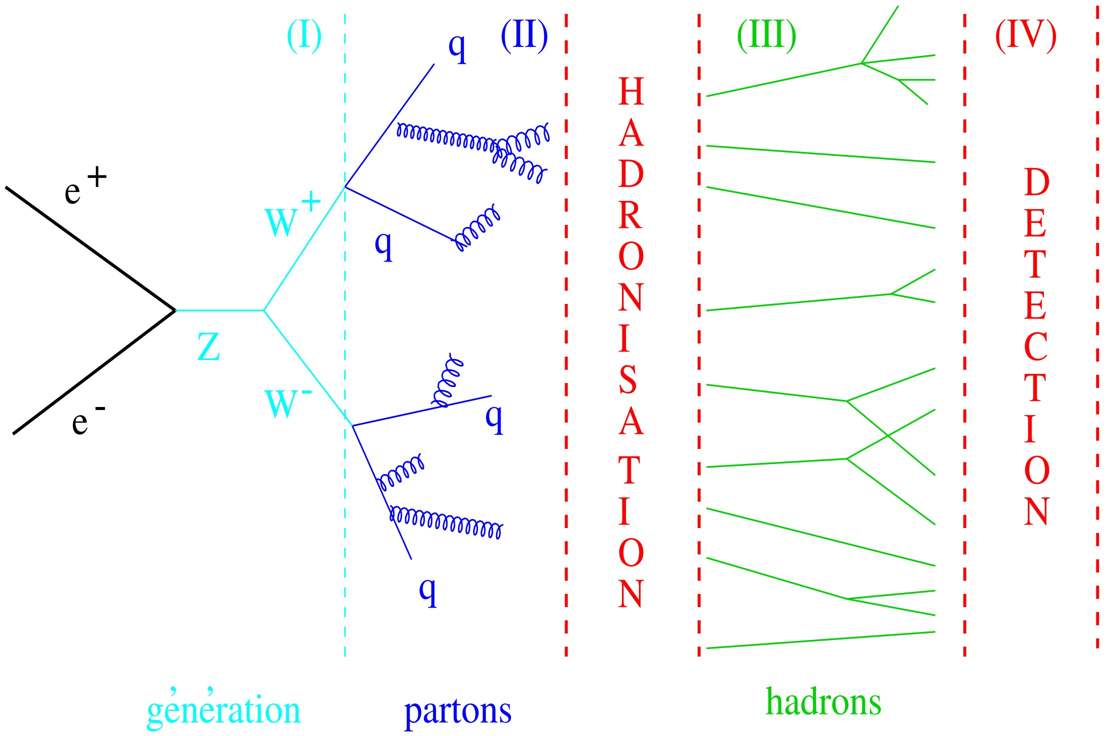


FIG. 4.3: *Etapes de la réaction* $e^+e^- \to$ hadrons*. On appelera (I) le niveau de la génération, (II) le niveau partonique, (III) le niveau hadronique, (IV) le niveau détecteur.*

pas facile de savoir à quel W les jets appartiennent. Ce problème est l'objet du prochain chapitre. Le deuxième effet, abordé dans les paragraphes qui suivent, est dû à l'algorithme de jet qui mélange des traces ne provenant pas du même W. Enfin, les imperfections de détection doivent être en partie compensées par un ajustement cinématique comme nous le verrons dans la partie suivante de ce chapitre.

Pour isoler les effets provenant de l'algorithme de reconstruction des jets, nous tirons partie de l'information contenue dans la simulation. Chaque particule au niveau partonique et au niveau hadronique provient soit du W^+, soit du W^-. Lorsque dans un jet la proportion en énergie venant du W^i dépasse 50 %, ce jet est attribué au W^i. La figure 4.4 montre au niveau des hadrons que 80 % (94 %) des jets sont constitués à 90 % (70 %) de l'énergie provenant d'un seul W. Au niveau détecteur après la reconstruction des particules, l'assignation des particules présente plus d'ambiguïtés à cause des processus compliqués mis en jeux par la simulation complète. La direction des jets reconstruits au niveau détecteur est comparée à celle des jets au niveau hadronique. L'assignation au niveau hadronique étant connue, on en déduit l'assignation au niveau détecteur.

Les niveaux partonique, hadronique et détecteur

Le nombre moyen de partons de plus 500 MeV est environ de 14. Cette distribution est représentée par la figure 4.5 pour 9000 événements simulés $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ à 189 GeV dans le canal à quatre quarks. Le nombre de jets reconstruits est fixé à 4 pour comparer la résolution sur la masse du W aux trois niveaux. Les histogrammes de la figure 4.6 montre la perte de résolution, sur la valeur moyenne des masses des deux W reconstruits, causée par l'algorithme de jet pour les niveaux partonique, hadronique et détecteur (noté parfois "reconstruction"). Les valeurs moyennes sont comparées à la valeur moyenne des masses de W engendrées. On applique en outre un ajustement cinématique des jets, décrit dans la partie suivante de ce chapitre, au niveau détecteur pour compenser l'énergie et

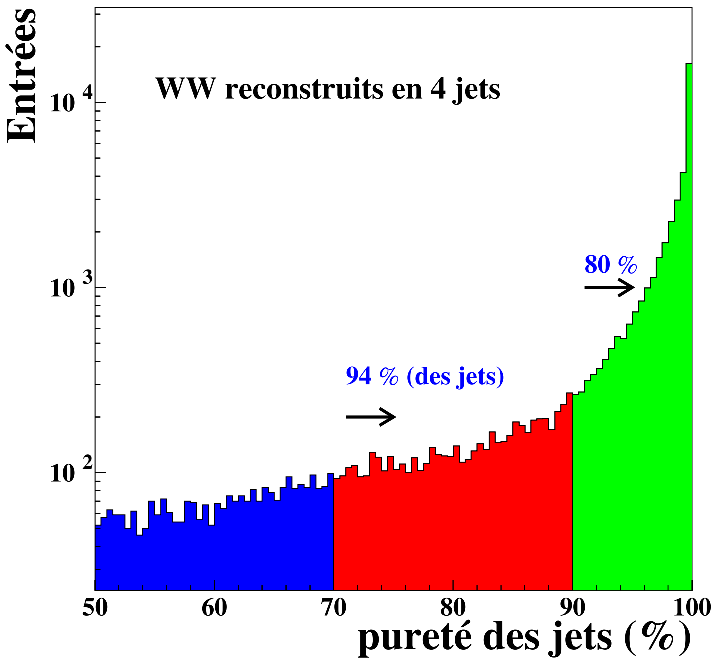


FIG. 4.4: *Pureté des jets définie comme la proportion en énergie dans un jet provenant d'un seul W.*

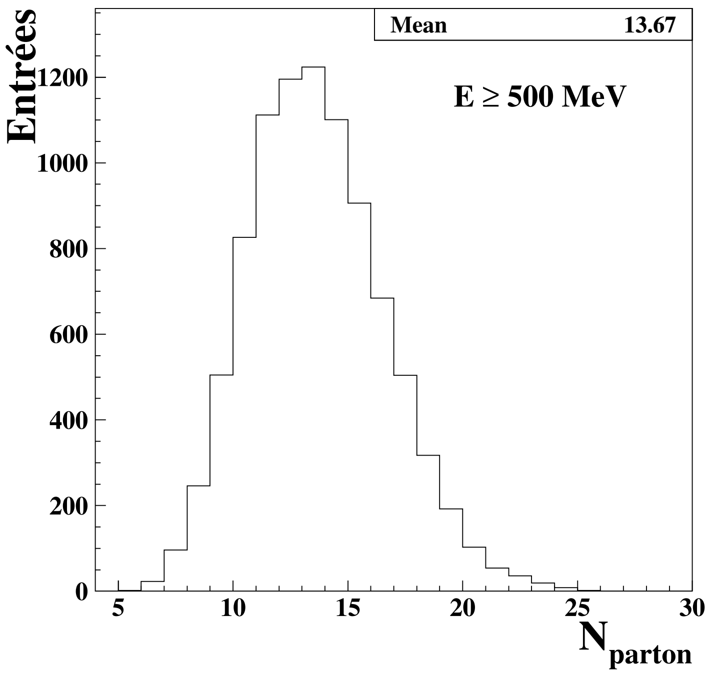


FIG. 4.5: *Distribution du nombre de partons d'énergie supérieure à 500 MeV pour des événements* $\mathrm{WW} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ *produits à 189 GeV.*

l'impulsion manquantes. Sans cet ajustement, la résolution sur la masse du W serait très mauvaise. La figure 4.7 montre séparément les quatre niveaux : génération, partons, hadrons, détecteur.

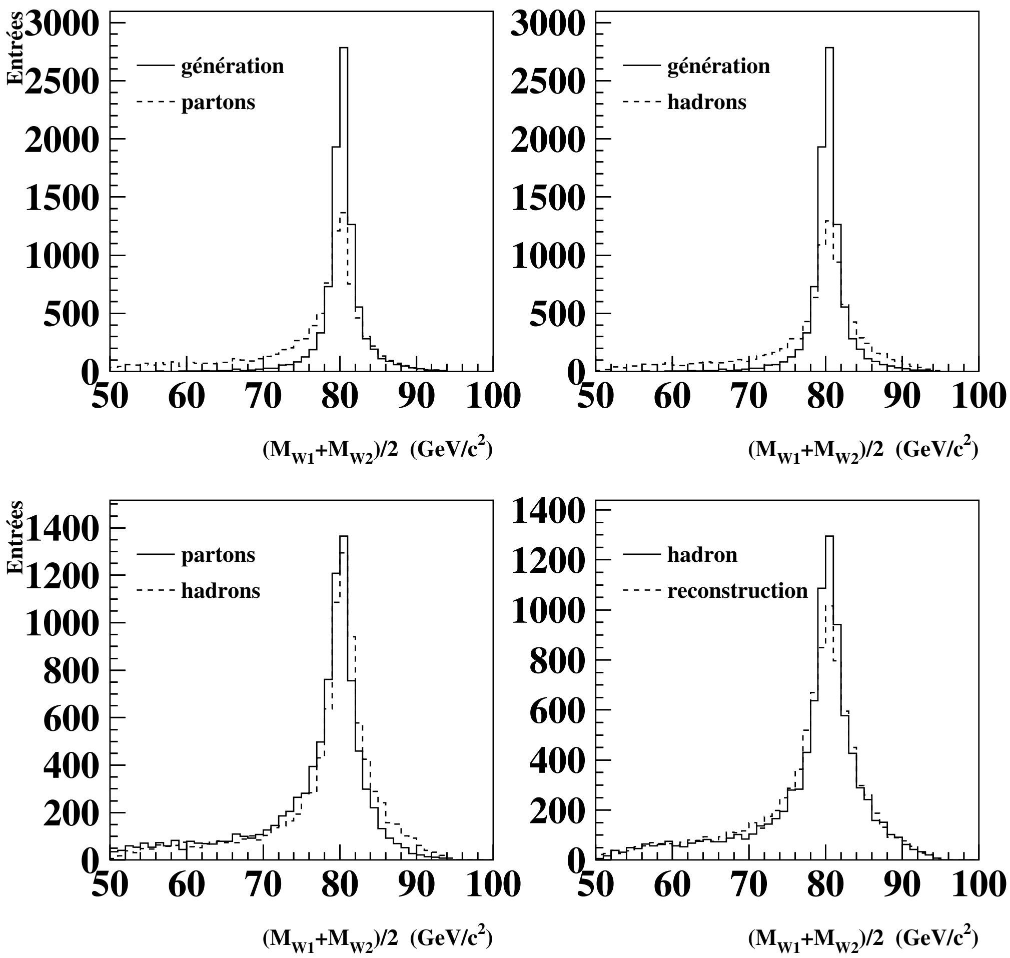


FIG. 4.6: *Comparaison entre les distributions de masse des W obtenues avec l'algorithme DURHAM aux niveaux des partons, des hadrons et de la reconstruction (détection) par rapport à la distribution de masse engendrée. Les paires de W sont simulées à 189 GeV et on impose un nombre de 4 jets pour tous les événements.*

On constate que l'essentiel de la perte de résolution a lieu au niveau partonique, cet effet étant uniquement dû au mélange des partons dans les jets. La figure 4.6 montre que la hauteur du maximum du pic de masse à ce niveau est environ deux fois plus faible que celui de la génération. La perte d'événements dans la fenêtre $75 \leq M_W \leq 85$ GeV, choisie arbitrairement autour de la masse engendrée, est de 25.5 % par rapport à la génération. La figure 4.7 indique la proportion d'événements à l'intérieur et à l'extérieur de cette fenêtre. L'écart type de la différence entre la masse engendrée et la masse reconstruite est 4.72 GeV, cette valeur étant dégradée de 20 % au niveau de la reconstruction.
Le tableau 4.2 compare les algorithmes de jets DURHAM, CAMBRIDGE, GENEVA et JADE. Les algorithmes GENEVA et JADE ont une efficacité de l'ordre de 15 % inférieure pour la hauteur du maximum et de 10 % pour le nombre d'événements dans le pic. D'autre part, l'efficacité est dégradée de 12 % lorsqu'elle est estimée par l'écart type entre la masse vraie et la masse reconstruite au niveau de la reconstruction. Les résultats de CAMBRIDGE sont similaires à ceux de DURHAM.

ETUDE 4 JETS					
Niveau	Hauteur du maximum	$M_W \leq 75$ (GeV/c^2)	$75 \leq M_W \leq 85$ (GeV/c^2)	$85 \leq M_W$ (GeV/c^2)	$M_W^{eng} - M_W$ (GeV/c^2)
	Nb d'événements	Proportion d'événements			σ
génération	2786	4 %	91.7 %	4.3 %	——
DURHAM					
partons	1365	27.0 %	68.3 %	4.7 %	4.72
hadrons	1292	21.7 %	68.3 %	10.0 %	5.19
reconstruction	1017	25.6 %	64.0 %	10.4 %	5.70
CAMBRIDGE					
partons	1309	29.1 %	66.8 %	4.1 %	4.88
hadrons	1241	23.4 %	67.4 %	9.2 %	5.34
reconstruction	1007	25.1 %	65.3 %	9.6 %	5.78
GENEVA					
partons	1126	39.1 %	57.8 %	3.1 %	5.65
hadrons	1137	31.8 %	61.3 %	6.9 %	6.04
reconstruction	876	33.6 %	58.7 %	7.7 %	6.17
JADE					
partons	1226	29.6 %	64.4 %	6.0 %	5.32
hadrons	980	28.7 %	59.3 %	12.0 %	6.40
reconstruction	822	29.4 %	57.0 %	13.6 %	6.57

TAB. 4.2: *Résolution sur la masse du W, pour différents algorithmes de jets, aux niveaux des partons, des hadrons et de la reconstruction pour des événements* $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ *reconstruits en 4 jets. La première colonne correspond à la hauteur du maximum du pic de la distribution de masse. Les trois colonnes suivantes donnent la proportion d'événements à l'intérieur et à l'extérieur d'une fenêtre de masse arbitrairement choisie autour de la masse du W engendrée. La dernière colonne correspond à l'écart type* σ *de la différence entre la masse engendrée et la masse reconstruite (*$M_W^{eng} - M_W$ *est limité à l'intervalle* ± 20 GeV/c^2*).*

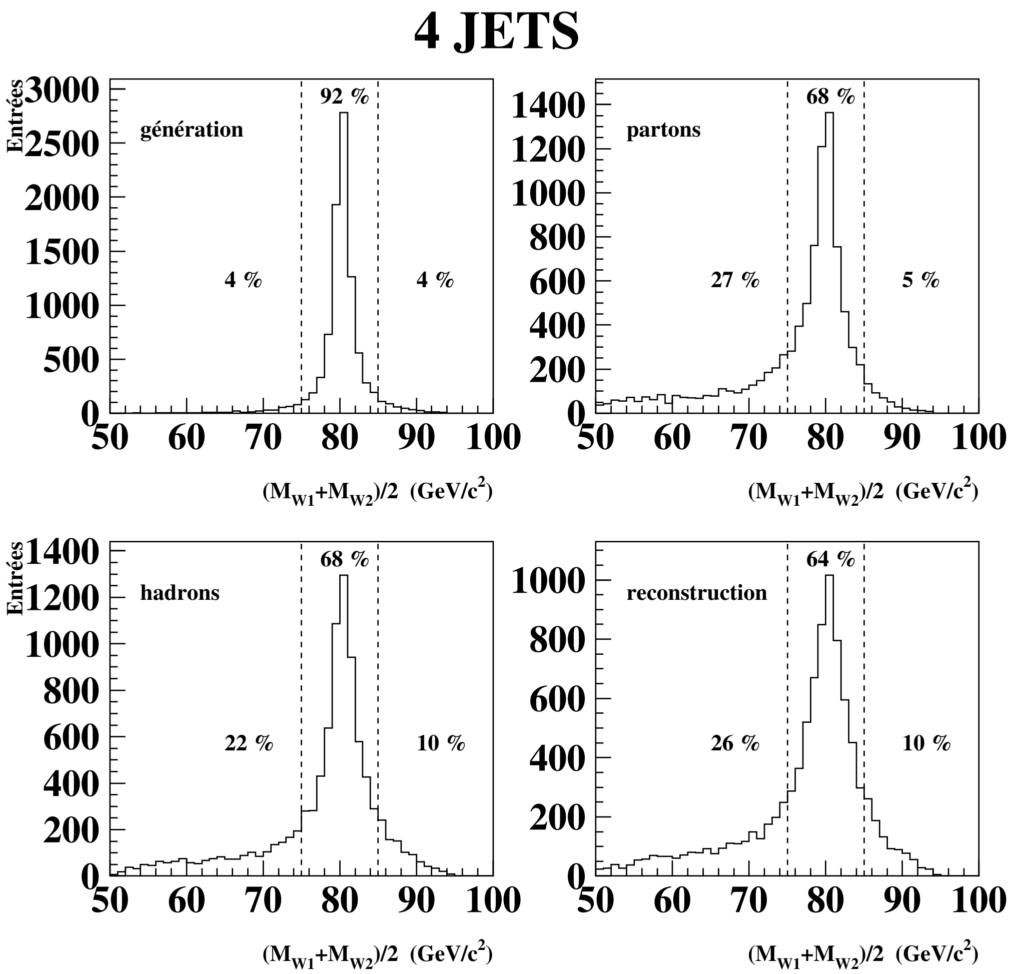


FIG. 4.7: *Proportion d'événements* $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ *dans la fenêtre* $75 \leq M_W \leq 85$ GeV/c^2 *aux niveaux de la génération, des partons, des hadrons et de la reconstruction (détection). Les événements* $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ *sont reconstruits en 4 jets avec DURHAM.*

La figure 4.8 compare les masses de W aux différents niveaux. Les événements sur la diagonale correspondent aux événements bien reconstruits, tandis que ceux qui sont étalés correspondent aux événements pour lesquels l'algorithme a mélangé des traces dans les jets. Cette dispersion est accentuée progressivement au niveau des hadrons et de la reconstruction. L'histogramme montrant la masse reconstruite au niveau du détecteur en fonction de la masse obtenue au niveau des hadrons montre que les effets de détection sur la résolution (après ajustement cinématique) restent faibles (les bandes verticales et horizontales présentent globalement la même dispersion).

L'effet des différents algorithmes de jets aux niveaux des partons, des hadrons et de la reconstruction est montré dans la figure 4.9. La différence entre DURHAM et CAMBRIDGE est faible puisque seule la méthode pour isoler les jets est différente, la définition du y_{cut} étant la même.

La valeur moyenne des masses

La valeur moyenne des masses de W (ou mieux encore le carré des masses) permet de compenser en partie les mélanges des particules dans les jets comme le montre la figure 4.10. Seulement 47 % des

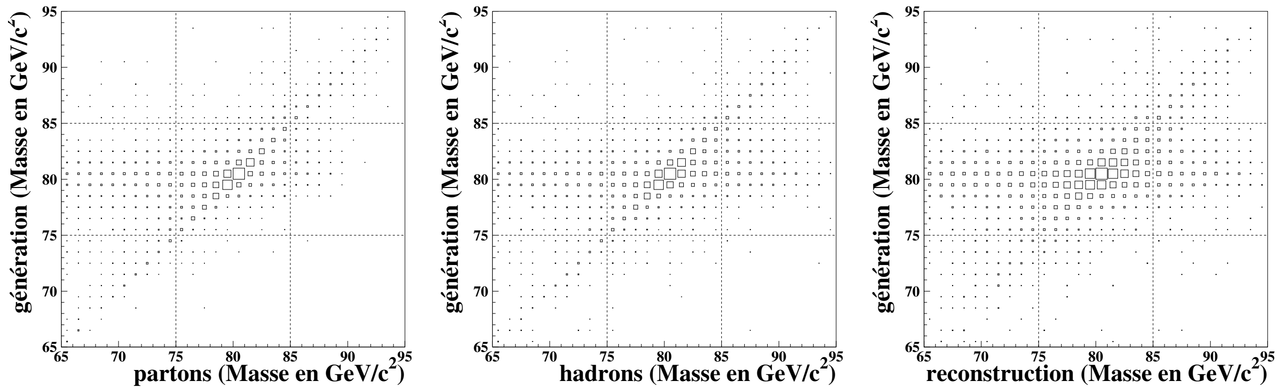


FIG. 4.8: *Comparaison entre les masses obtenues aux niveaux de la génération, des partons, de hadrons et de la reconstruction avec l'algorithme DURHAM.*

événements sont dans la zone du pic pour les masses individuelles, alors que cette proportion est de 68 % pour la valeur moyenne des masses. Supposons en effet que l'on ajoute aux jets composant le W_2 une trace de quadrivecteur $p_i = (\epsilon_i, \overrightarrow{p_i})$ provenant du W_1. Dans ce cas, si on note E_1,E_2, $\overrightarrow{P_1}$ et $\overrightarrow{P_2}$ les énergies et les impulsions vraies des deux W, on a

$$(m_{\mathrm{W}_1})^2 = (E_1 - \epsilon_i)^2 - (\overrightarrow{P_1} - \overrightarrow{p_i})^2 = E_1^2 - \overrightarrow{P_1}^2 - 2E_1\epsilon_i + 2\overrightarrow{P_1}.\overrightarrow{p_i}$$

$$(m_{\mathrm{W}_2})^2 = (E_2 + \epsilon_i)^2 - (\overrightarrow{P_2} + \overrightarrow{p_i})^2 = E_2^2 - \overrightarrow{P_2}^2 + 2E_2\epsilon_i - 2\overrightarrow{P_2}.\overrightarrow{p_i}$$

où m_{W_1} et m_{W_2} sont les masses mesurées des deux W. Si, d'une part, on note M_{W_1} et M_{W_2} les masses vraies et que, d'autre part, on tient compte de $\overrightarrow{P_1} + \overrightarrow{P_2} = \overrightarrow{0}$ et $E_1 \simeq E_2$, alors

$$(m_{W_1})^2 + (m_{W_2})^2 = (M_{W_1})^2 + (M_{W_2})^2 + 4\overrightarrow{P_1}.\overrightarrow{p_i} \tag{4.2}$$

Les erreurs d'assignation de traces sont principalement dues aux traces situées à la périphérie des jets. Le produit $\overrightarrow{P_1}.\overrightarrow{p_i}$ est donc petit et il a un signe aléatoire, si bien que les erreurs se compensent en grande partie. Ceci "explique" pourquoi la valeur moyenne des masses est un moyen efficace pour limiter l'effet des erreurs d'assignation de traces dans les jets.

4.2.4 Comparaison entre les événements 4 jets et 5 jets

En reconstruisant les événements $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ en 5 jets, il est possible de réduire les erreurs d'assignation des particules qui se manifesteraient pour des événements reconstruits en 4 jets. On tient ainsi mieux compte de la radiation de gluons par les quarks en isolant des jets d'énergie plus faible. Le choix du y_{cut} permet de définir le nombre moyen de jets souhaités. Une bonne efficacité de reconstruction n'est obtenue que si le taux de 3 jets est négligeable, on constate à partir de la figure 4.11 que le y_{cut} doit être inférieur à environ $\sim 5.\ 10^{-3}$. En choisissant comme $y_{\mathrm{cut}} = 0.001$, on reconstruit environ 25 % d'événements 4 jets et 40 % d'événements 5 jets comme le montre la figure 4.11. Un tel choix permet d'isoler des événements 4 et 5 jets avec des jets peu contaminés car bien séparés en angle.

Pour montrer le gain en résolution obtenu lorsqu'on diminue le y_{cut}, c'est-à-dire lorsqu'on augmente le nombre de jets, on compare les événements 4 et 5 jets. Par simplicité d'une part, et pour éviter les ambiguïtés d'assignation entre le niveau détecteur et générateur d'autre part, tous les événements sont ici forcés en 5 jets (c'est-à-dire on choisit la valeur du y_{cut} qui correspond à 5 jets reconstruits). Dans l'analyse, la topologie des événements ne sera pas forcée à 4 ou 5 jets, mais sera définie par le choix du y_{cut}.

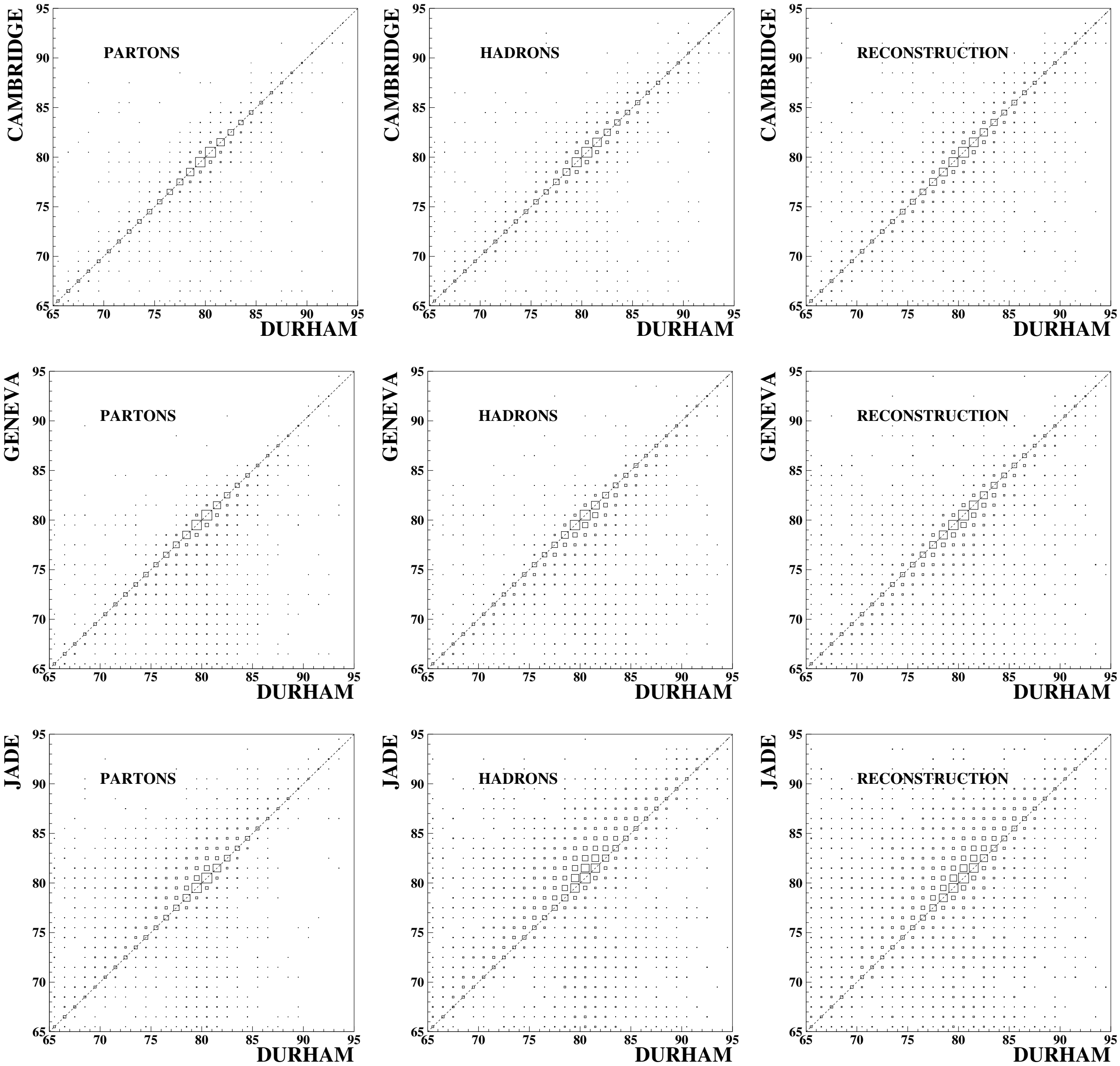


FIG. 4.9: *Masses reconstruites (en* GeV/c^2*) par DURHAM en fonction de CAMBRIDGE, GENEVA et JADE aux niveaux des partons, des hadrons et de la reconstruction.*

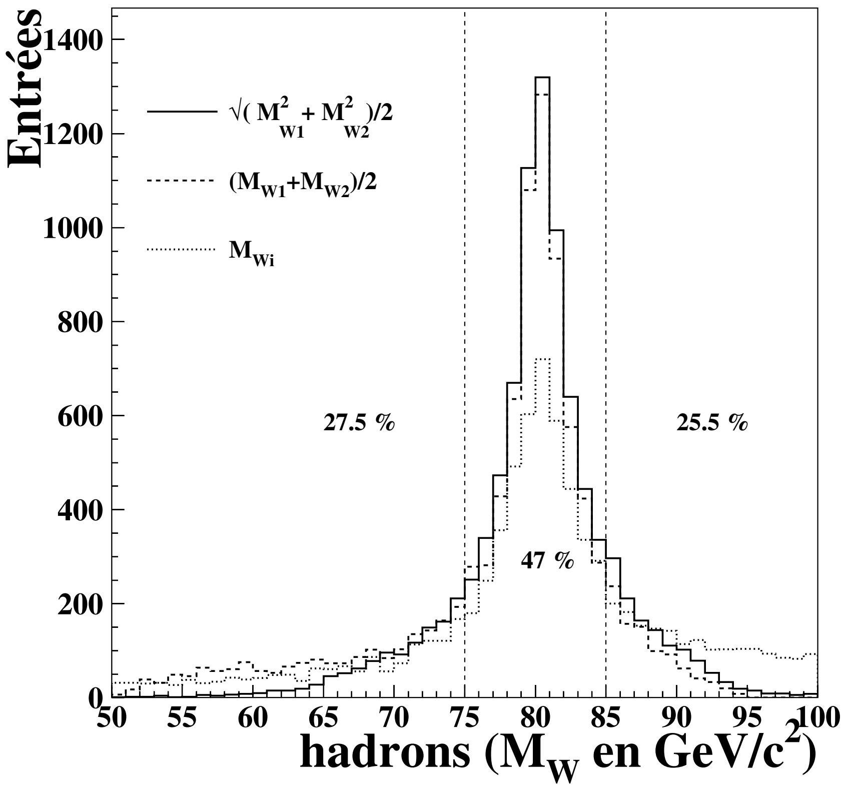


FIG. 4.10: *Comparaison de la résolution sur la masse du W entre la racine carrée de la somme des carrés des masses des deux W reconstruits (trait plein), de la moyenne des masses (tiret), et de la masse individuelle des W (trait pointillé). Les événements W sont reconstruits en 4 jets au niveau détecteur. Les pourcentages indiqués correspondent aux proportions d'événements dans chaque zone pour les masses individuelles.*

Les résultats sont résumés sur la figure 4.12 et le tableau 4.3. Le nombre d'événements dans la fenêtre de masse $75 \leq M_W \leq 85$ GeV/c^2, de 68.3 % pour les événements forcés à 4 jets au niveau des partons est augmenté à 80.9 % dans le cas d'une reconstruction à 5 jets. Au niveau de la reconstruction, la proportion d'événements augmente de 6 %. L'écart type σ passe de 5.70 GeV pour les 4 jets à 4.72 GeV pour des 5 jets au niveau de la reconstruction, ce qui représente une amélioration d'environ 20 % sur la résolution de la masse du W. L'algorithme CAMBRIDGE donne sensiblement les mêmes résultats que DURHAM.

Dans certains cas, une reconstruction à 5 jets n'est pas suffisante. Une telle configuration est illustrée par la figure 4.13 représentant le flux d'énergie en angle solide au niveau des partons pour un événement simulé $W_1W_2 \rightarrow s\ \bar{c}\ \bar{s}\ c$ à 184 GeV, où la taille des points est proportionnelle à l'énergie déposée. On remarque que pour cet événement le quark $\bar{c}$ issu du W_1, après émission de gluons, se trouve très proche du quark c issu du W_2. En forçant cet événement à 4 jets au niveau des particules reconstruites, la figure 4.14 montre que le jet numéro 3 mélange les produits de désintégration de ces deux quarks. On observe le même effet pour le quatrième jet qui mélange des résidus du quark $\bar{c}$ avec des résidus du quark $\bar{s}$. Cet événement est pratiquement impossible à reconstruire correctement et contient peu d'informations sur la masse du W. Ce n'est qu'en diminuant le $y_{\rm cut}$ suffisamment jusqu'à obtenir 6 jets (les jets 3 et 4 sont séparés en deux jets chacun) que la séparation entre les quarks $\bar{c}$ et c est possible.

La proportion en énergie des jets ayant plus de 70 % de leur énergie provenant d'un seul W au

ETUDE 5 JETS					
Niveau	Hauteur du maximum	$M_W \leq 75$ (GeV/c^2)	$75 \leq M_W \leq 85$ (GeV/c^2)	$85 \leq M_W$ (GeV/c^2)	$M_W^{eng} - M_W$ (GeV/c^2)
	Nb d'événements	Proportion d'événements			σ
génération	2786	4 %	91.7 %	4.3 %	——
DURHAM					
partons	1681	14.3 %	80.9 %	4.8 %	3.25
hadrons	1551	10.5 %	78.0 %	11.5 %	3.86
reconstruction	1123	12.7 %	70.3 %	17.0 %	4.72
CAMBRIDGE					
partons	1681	15.2 %	80.2 %	4.6 %	3.35
hadrons	1529	11.0 %	78.0 %	11.0 %	3.92
reconstruction	1151	13.3 %	72.3 %	14.4 %	4.56
GENEVA					
partons	1509	23.6 %	72.7 %	3.7 %	4.39
hadrons	1395	18.5 %	72.2 %	9.3 %	4.89
reconstruction	1068	19.7 %	68.2 %	12.1 %	5.33
JADE					
partons	1664	14.9 %	79.2 %	5.9 %	3.76
hadrons	1269	13.0 %	73.1 %	13.9 %	4.62
reconstruction	921	13.2 %	64.9 %	21.9 %	5.23

TAB. 4.3: *Résolution sur la masse du W, pour différents algorithmes de jets, aux niveaux des partons, des hadrons et de la reconstruction pour des événements* $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ *reconstruits en 5 jets. La première colonne correspond à la hauteur du maximum du pic de la distribution de masse. Les trois colonnes suivantes donnent la proportion d'événements à l'intérieur et à l'extérieur d'une fenêtre de masse arbitrairement choisie autour de la masse du W engendrée. La dernière colonne correspond à l'écart type* σ *de la différence entre la masse engendrée et la masse reconstruite (*$M_W^{eng} - M_W$ *est limité à l'intervalle* ± 20 GeV/c^2*).*

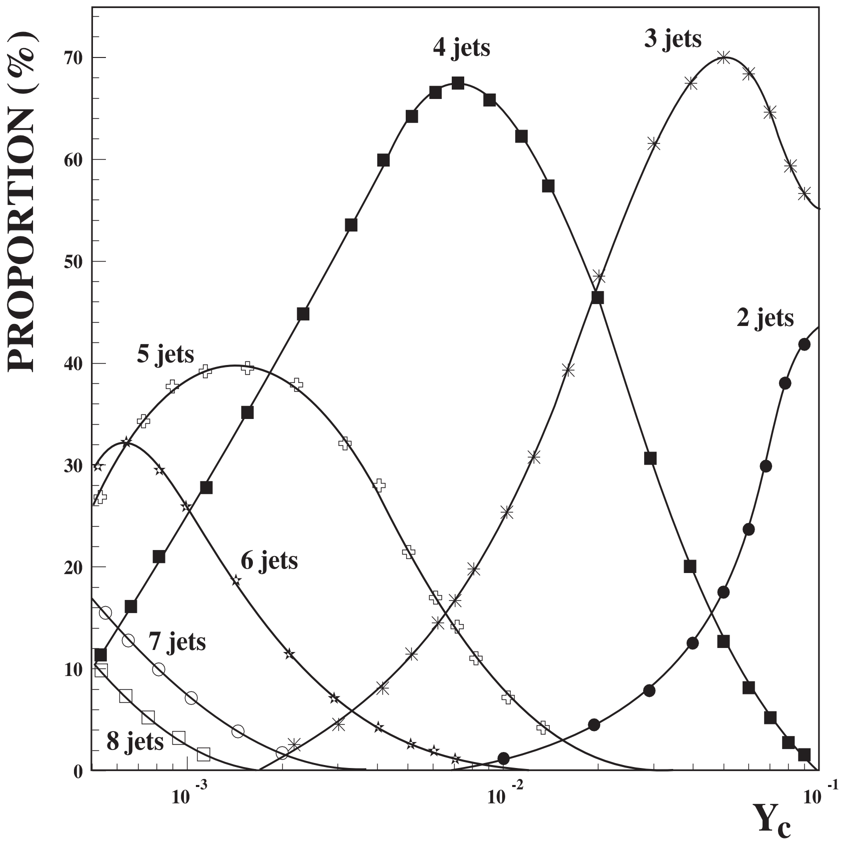


FIG. 4.11: *Proportion du nombre de jets reconstruits avec l'algorithme DURHAM en fonction du* $y_{\rm cut}$ *pour des événements* $\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ *simulés à 189 GeV. Une énergie visible supérieure à 110 GeV et un nombre minimum de 18 traces chargées sont demandés. Les courbes qui joignent les points sont qualitatives.*

niveau des hadrons s'améliore en passant de 94 % pour des 4 jets à 97 % pour des 5 jets.

4.3 Ajustement cinématique des jets

Un ajustement cinématique des jets reconstruits est nécessaire pour compenser les deux effets suivants dûs à la détection :

* Les traces émises dans une direction correspondant à une zone aveugle du détecteur ne sont pas observées.
* Les erreurs de mesure par les calorimètres faussent les bilans d'énergie et d'impulsion des traces.

4.3.1 Hypothèses et contraintes cinématiques

La direction des jets étant beaucoup mieux connue que l'énergie, seul le module de l'impulsion est modifié. Pour évaluer la résolution angulaire sur les jets, on peut comparer les directions des quarks initiaux et des 4 jets reconstruits. La figure 4.15 montre que l'angle moyen est environ de 1.5 degrés et que 80 % des jets reconstruits sont à moins de 2 degrés de la direction du quark initial.

Pour compenser l'impulsion et l'énergie perdues, quatre contraintes sont nécessaires, une cinquième sur la masse invariante d'une partie des jets peut être également imposée.

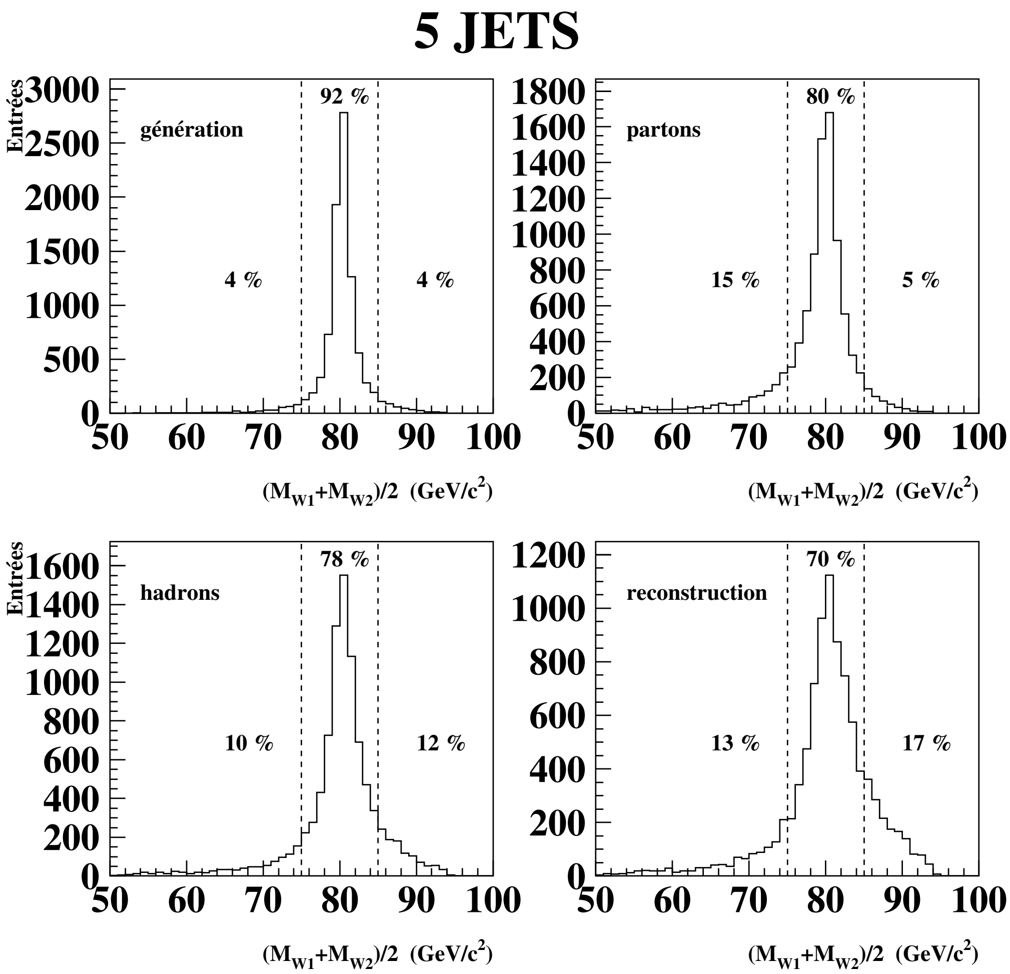


FIG. 4.12: *Proportion d'événements* $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ *dans la fenêtre* $75 \leq M_W \leq 85$ GeV/c^2 *aux niveaux de la génération, des partons, des hadrons et de la reconstruction. Les événements* $WW \to q\bar{q}q\bar{q}$ *sont reconstruits en 5 jets avec DURHAM par rapport à la figure 4.7.*

Correction de l'impusion et de l'énergie

La figure 3.5 du chapitre précédent représente l'énergie détectée. Pour des événements W sélectionnés à l'énergie dans le centre de masse $E_{cms} = 189$ GeV, l'énergie moyenne visible E_{vis} est d'environ 165 GeV. Si on note E_i l'énergie mesurée du jet i et $E_i^{'}$ l'énergie du jet corrigée, les quatre contraintes de conservation de l'énergie et de l'impulsion s'écrivent :

- 1 contrainte pour l'énergie :

$$\sum_{i=1}^{N_{jets}} E_i^{'} = E_{cms} \tag{4.3}$$

- 3 contraintes pour l'impulsion :

$$\sum_{i=1}^{N_{jets}} \overrightarrow{P}_i^{'} = \overrightarrow{0} \tag{4.4}$$

On introduit l'impulsion et l'énergie manquantes :

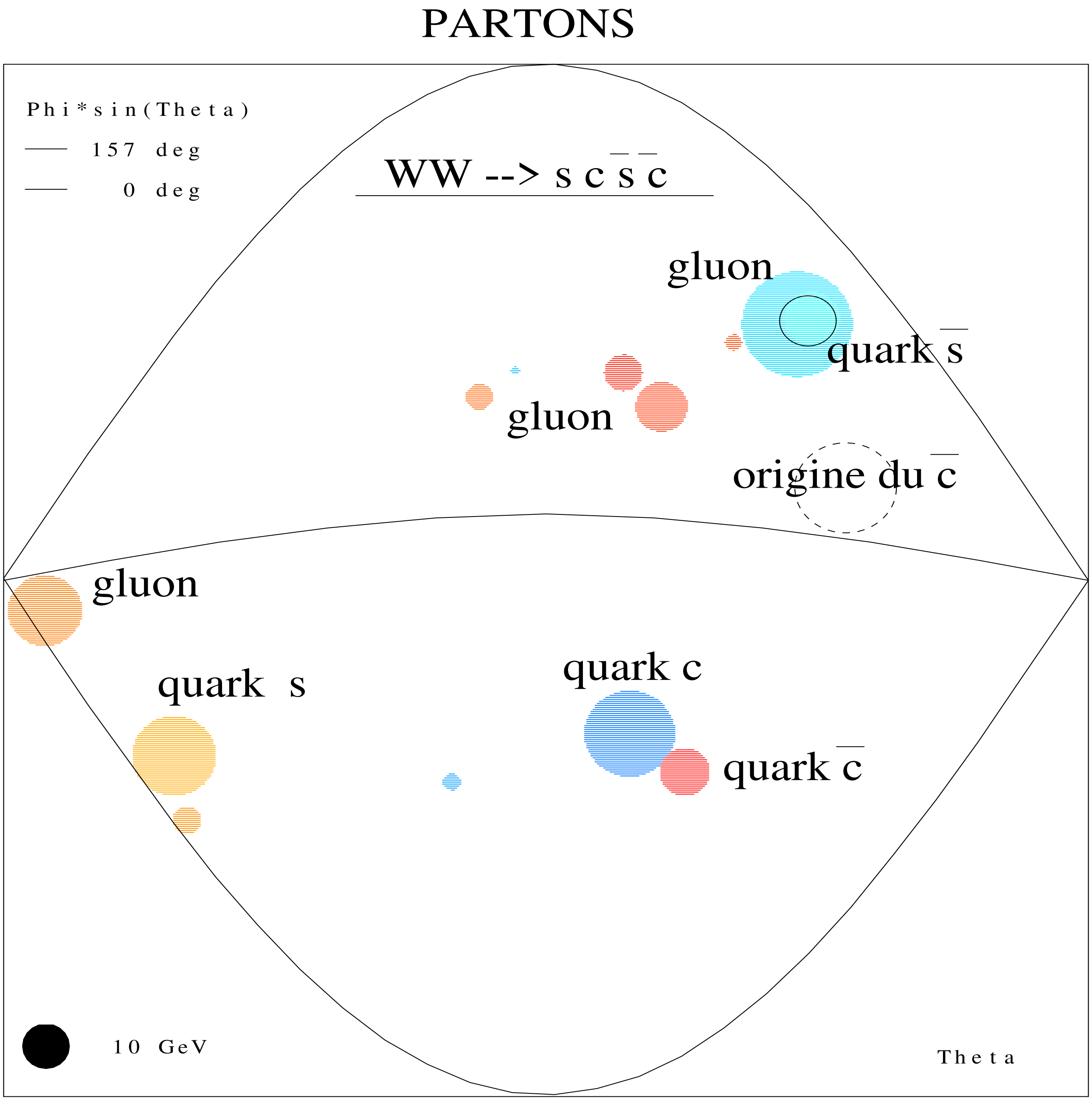


FIG. 4.13: *Représentation en angle solide du dépôt d'énergie des partons pour un événement* $W_1W_2 \rightarrow$ (s $\bar{c}$) ($\bar{s}$ c) *simulé à 184 GeV.*

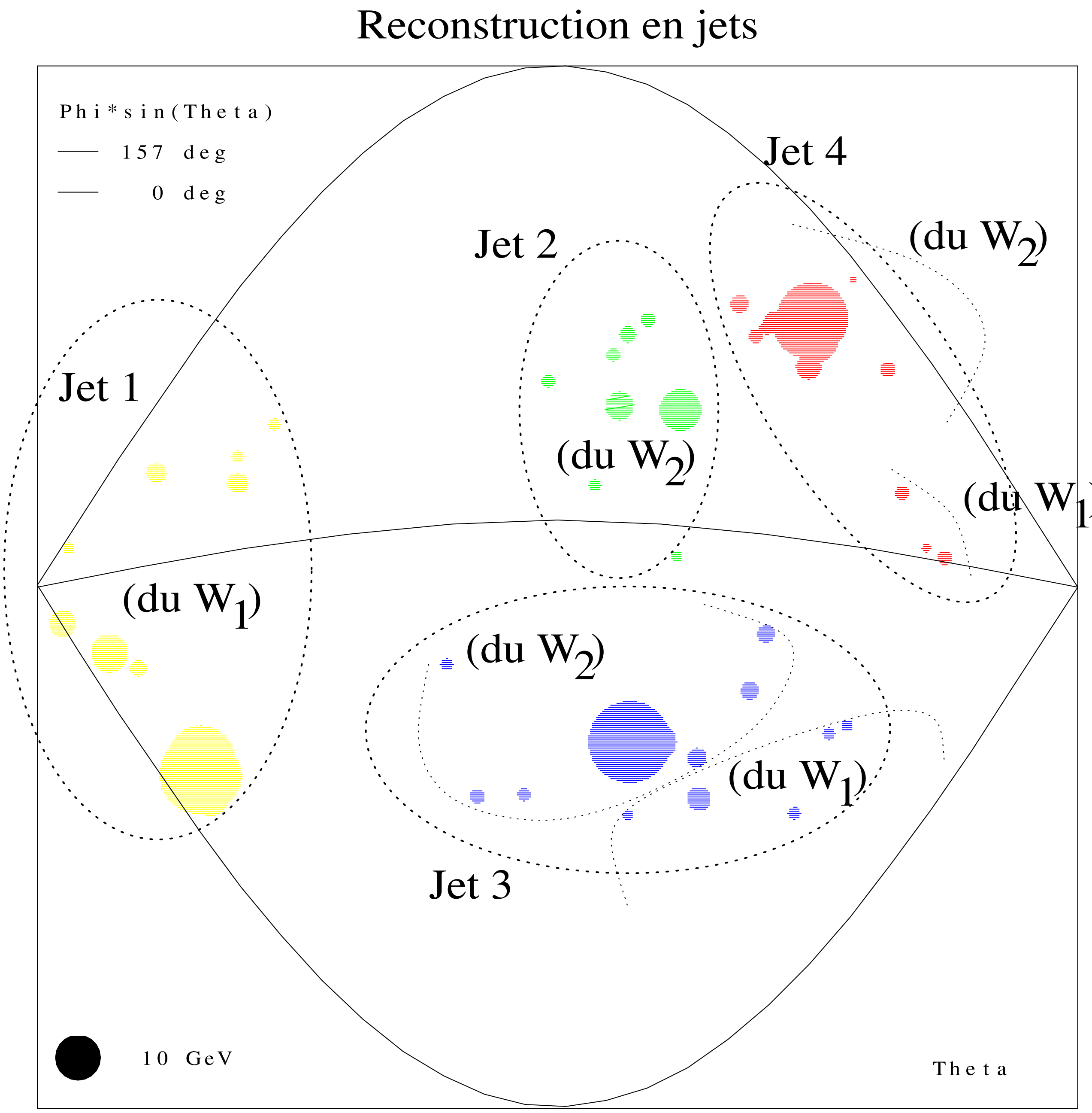


FIG. 4.14: *Représentation dans l'espace du dépôt d'énergie des particules détectées pour l'événement* $W_1W_2 \rightarrow$ (s $\bar{c}$) ($\bar{s}$ c) *de la figure 4.13. Les ellipses montrent les 4 jets reconstruits, les lignes courbes en pointillé indiquent l'appartenance des particules soit au* W_1*, soit au* W_2*. Les jets 3 et 4 mélangent des particules des deux W initiaux.*

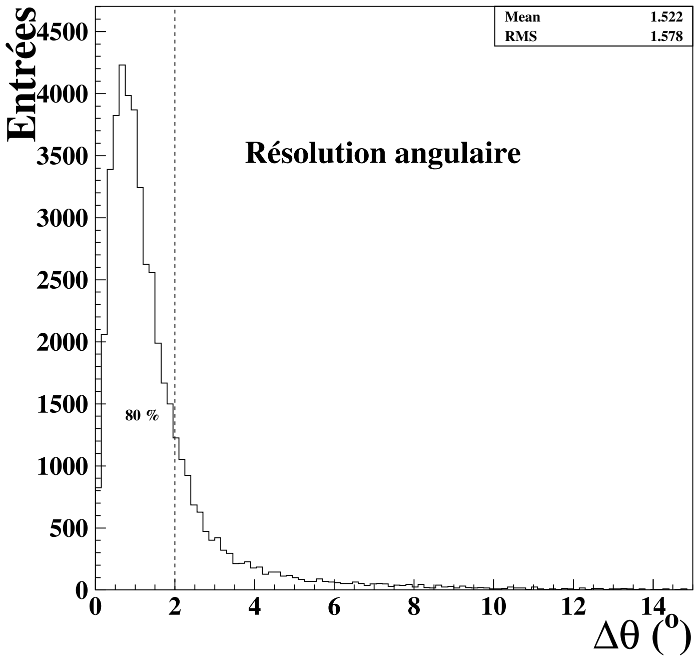


FIG. 4.15: *Angle, en degrés (°), entre la direction du quark et celle du jet reconstruit associé pour des paires de W simulées. Dans 80 % des cas, la direction des jets forme un angle de moins de 2° avec la direction des quarks.*

$$\begin{aligned}
\Delta\overrightarrow{P} &= -\overrightarrow{P_{\text{vis}}} = -\sum_{\text{i=1}}^{\text{N}_{\text{jets}}} \overrightarrow{P_i} \\
\Delta\text{E} &= \text{E}_{\text{cms}} - \text{E}_{\text{vis}}
\end{aligned}$$

où on notera

$$\begin{aligned}
\Delta_i &= \text{la variation du module de l'impulsion du jet } i \\
&= \left|\overrightarrow{P_i^{'}} - \overrightarrow{P_i}\right| \;\; (P_i \text{ impulsion mesurée, } \; P_i^{'} \text{ impulsion corrigée})
\end{aligned}$$

Ajustement à une masse arbitraire

Dans les événements recherchés, si la masse d'un des objets est connue comme pour la recherche du boson de Higgs dans le canal HZ, on peut imposer une cinquième contrainte. La masse invariante observée M_x d'un groupe de jets, notée "paquet A", doit être égale après correction à une masse M_F, la masse du Z par exemple. Pour distinguer les jets qui doivent être ajustés à cette masse, on introduit la variable Z_i :

$$\begin{aligned}
Z_i &= 1 \text{ si le jet appartient au "paquet A"} \\
&= 0 \text{ dans le cas contraire}
\end{aligned}$$

Dans ce cas,

$$M_x^2 = \left(\sum_{i=1}^{\text{N}_{\text{jets}}} Z_i E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{\text{N}_{\text{jets}}} Z_i \overrightarrow{P_i}\right)^2$$

$$
\begin{aligned}
E_A &= \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} Z_i E_i \quad (E_A \text{ énergie du groupe A}) \\
E_B &= \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} (1 - Z_i) E_i \quad (E_B = E_{\mathrm{vis}} - E_A)
\end{aligned}
$$

$$
D = \begin{bmatrix} \Delta E \\ \Delta \overrightarrow{P} \\ \frac{1}{2}\frac{(M_F^2 - M_x^2)}{E_{\mathrm{cms}}} \end{bmatrix}
$$

avec D le vecteur de décalage à 5 composantes qui est nul après correction.

Ajustement à masses égales

Au lieu d'être ajustée à une masse M_F spécifique, la cinquième contrainte peut être remplacée par l'égalité des masses des deux groupes de jets A et B. Par exemple pour le canal W^+W^-, les deux W produits ont des masses très proches et l'approximation des masses égales peut être faite. Pour avoir l'égalité $M_A = M_B$, comme l'impulsion totale est nulle, il suffit d'imposer :

$$E_A = E_B$$

d'autre part, on a,

$$E_A + E_B = E_{\mathrm{cms}}$$

ainsi,

$$M_A = M_B \qquad \Longrightarrow \qquad E_A = E_B = \frac{E_{\mathrm{cms}}}{2}$$

Hypothèse sur la masse des jets

La majorité des particules sont identifiées comme des pions, leur masse peut donc être négligée en écrivant $E_\pi \simeq P_\pi$. L'impulsion et l'énergie sont modifiées selon

$$\frac{\Delta P_\pi}{P_\pi} = \frac{\Delta E_\pi}{E_\pi}$$

L'énergie du jet étant la somme des énergies des particules le constituant, on peut conserver l'hypothèse que la fraction d'énergie et d'impulsion perdues sont égales, on a alors :

$$\frac{\Delta P_i}{P_i} = \frac{\Delta E_i}{E_i} = \frac{\Delta M_i}{M_i} \tag{4.5}$$

$$\Longrightarrow \quad \Delta E_i \quad = \quad \frac{E_i}{P_i}\Delta P_i$$

Si, au contraire, la masse des jets est fixée, c'est-à-dire $\Delta M_i = 0$, on écrit :

$$E_i \Delta E_i = P_i \Delta P_i$$

$$\Longrightarrow \quad \Delta E_i \quad = \quad \frac{P_i}{E_i}\Delta P_i$$

La figure 4.16 montre l'amélioration de la résolution de la masse du W avec l'hypothèse (4.5) sur la masse des jets par rapport à un ajustement à masse fixée $\Delta M_i = 0$.

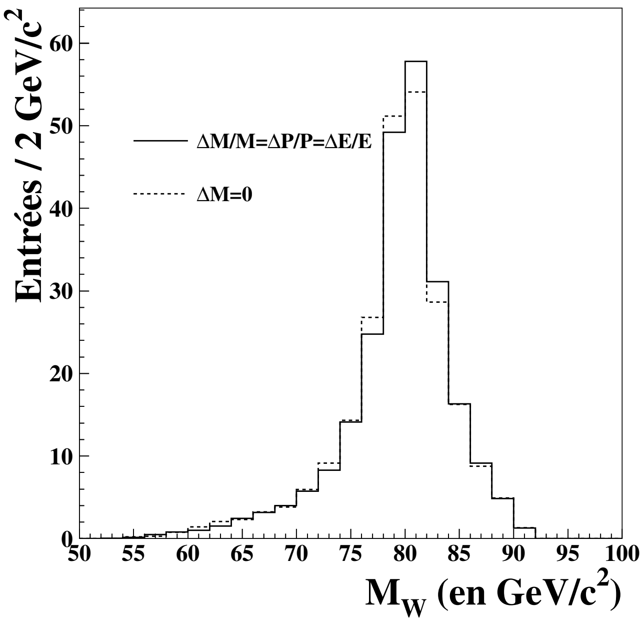


FIG. 4.16: *Comparaison de la résolution sur la masse du W (normalisée à la luminosité intégrée* $\mathcal{L} = 54\ \mathrm{pb}^{-1}$*) entre l'hypothèse sur la masse de chaque jet i réajustée (trait plein) selon* $\frac{\Delta P_i}{P_i} = \frac{\Delta E_i}{E_i} = \frac{\Delta M_i}{M_i}$ *et l'hypothèse de masse fixée* $\Delta M_i = 0$ *(tirets) pour les jets au cours du réajustement cinématique.*

Contraintes

Dans le cas où on ne fixe pas la masse des jets et où on cherche à ajuster un groupe de jets à une masse arbitraire M_F, les équations linéarisées associées aux cinq contraintes s'écrivent :

- Conservation de l'énergie :

$$\sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} E_i^{'} \simeq \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} \left(E_i + \frac{E_i}{P_i} \Delta_i \right) = E_{\mathrm{cms}} = A\left(\Delta_i\right) \tag{4.6}$$

- Conservation de l'impulsion :

$$\sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} \overrightarrow{P}^{'}_i \simeq \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} \left(P_i + \Delta_i\right) \frac{\overrightarrow{P_i}}{P_i} = \overrightarrow{0} = \overrightarrow{B}\left(\Delta_i\right) \tag{4.7}$$

- Conservation de la masse :

$$\begin{aligned} \left(\sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} Z_i E_i^{'}\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} Z_i \overrightarrow{P_i^{'}}\right)^2 \quad &\simeq \quad M_x^2 + 2\sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} Z_i \Delta_i \left(E_A \tfrac{E_i}{P_i} - \overrightarrow{P_A}.\overrightarrow{n_i}\right) \\ &\simeq \quad M_F^2 = C\left(\Delta_i\right) \qquad \text{avec } \overrightarrow{n_i} = \tfrac{\overrightarrow{P_i}}{P_i} \end{aligned} \tag{4.8}$$

où $A\left(\Delta_i\right)$, $\overrightarrow{B}\left(\Delta_i\right)$ et $C\left(\Delta_i\right)$ sont les cinq contraintes (notées 5C). Pour conserver la masse des jets, il faut remplacer E_i/P_i par P_i/E_i dans les équations précédentes.

Pour un événement avec 4 jets, la cinquième contrainte sur la masse ne peut être appliquée lorsqu'on conserve la direction des jets car il n'y a dans ce cas pas assez de degrés de liberté. D'autre part, l'amélioration apportée par un ajustement à 5C ($\overrightarrow{P}$,E, $M_{\mathrm{W1}} = M_{\mathrm{W2}}$) est relativement faible comme le montre la figure 4.17. Dans cette étude, l'assignation des jets est connue, mais pour les données réelles ce n'est pas le cas. L'ajustement de l'énergie et de l'impulsion (4C) a été utilisé dans la suite de l'analyse car l'information supplémentaire apportée par la cinquième contrainte n'a pas conduit à de meilleurs résultats par rapport à la moyenne des masses après un ajustement 4C.

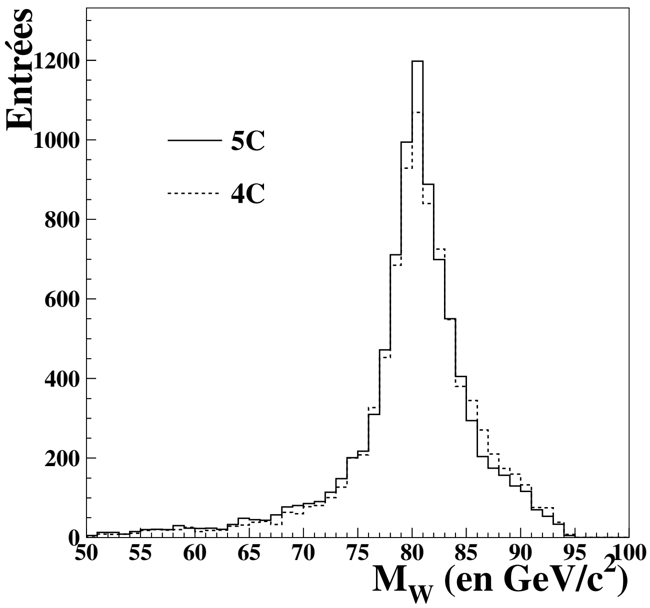


FIG. 4.17: *La masse (5C) obtenue avec la contrainte de masses égales en plus des contraintes de conservation de l'énergie et de l'impulsion est représentée par le trait plein pour des événements forcés en 5 jets. L'histogramme de la moyenne des masses après un ajustement avec les quatre contraintes d'énergie et d'impulsion (4C) est montré pour comparaison (tirets).*

4.3.2 Méthode des multiplicateurs de Lagrange

Les corrections Δ_i sur l'impulsion des jets doivent être choisies de façon à minimiser le χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{\mathrm{N_{jets}}} \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} \frac{\Delta_i^2}{{\sigma_i}^2} \tag{4.9}$$

L'erreur sur l'impulsion des jets est notée σ_i. Le χ^2 défini par (4.9) néglige les corrélations entre les jets, la matrice d'erreur est considérée diagonale ($\delta_{ij}\sigma_i\sigma_j$).

4.3.3 L'algorithme MULTIJETS

La méthode des multiplicateurs de Lagrange est utilisée pour minimiser le χ^2 tout en respectant les contraintes précédentes :

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial\Delta_i} = \frac{2\Delta_i}{{\sigma_i}^2} = \alpha\frac{\partial A}{\partial\Delta_i} + \overrightarrow{\beta}.\frac{\partial\overrightarrow{B}}{\partial\Delta_i} + \gamma\frac{\partial C}{\partial\Delta_i}$$

Les multiplicateurs de Lagrange associés à la contrainte de l'énergie, de l'impulsion et de la masse sont respectivement notés α, $\overrightarrow{\beta}$, γ. Ils sont obtenus en inversant le système matriciel :

$$S \times L = D$$

où

$$L = \begin{bmatrix} \alpha \\ \overrightarrow{\beta} \\ \gamma \end{bmatrix} \qquad D = \begin{bmatrix} \Delta E \\ \Delta \overrightarrow{P} \\ \frac{1}{2}\frac{\left(M_F^2 - M_x^2\right)}{E_{\text{cms}}} \end{bmatrix}$$

Les éléments de la matrice symétrique S sont donnés par les sommes suivantes :

$$S_{11} = \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} \sigma_i^2 \frac{E_i^2}{P_i^2}$$

$$S_{1,K+1} = \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} \sigma_i^2 \frac{P_i(K)}{P_i} \frac{E_i}{P_i}$$

$P_i(K)$ est la composante K de $\overrightarrow{P_i}$, $K = 1, 2, 3$.

$$S_{1,5} = \frac{1}{E_{\text{cms}}} \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} Z_i \sigma_i^2 \left(E_A \frac{E_i}{P_i} - \overrightarrow{P_A}.\overrightarrow{n_i} \right) \frac{E_i}{P_i}$$

$$S_{K+1,L+1} = \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} \sigma_i^2 \frac{P_i(K).P_i(L)}{P_i^2} \qquad K = 1,2,3 \; L = 1,2,3$$

$$S_{K+1,5} = \frac{1}{E_{\text{cms}}} \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} Z_i \sigma_i^2 n_i(K) \left(E_A \frac{E_i}{P_i} - \overrightarrow{P_A}.\overrightarrow{n_i} \right)$$

$$S_{5,5} = \frac{1}{E_{\text{cms}}^2} \sum_{i=1}^{\mathrm{N_{jets}}} Z_i \sigma_i^2 \left(E_A \frac{E_i}{P_i} - \overrightarrow{P_A}.\overrightarrow{n_i} \right)^2$$

On corrige l'impulsion de chaque jet par :

$$\boxed{\overrightarrow{P_i} = \overrightarrow{P_i} + \Delta_i \overrightarrow{n_i}}$$

avec

$$\boxed{\Delta_i = \sigma_i^2 \left[\alpha \frac{E_i}{P_i} + \overrightarrow{\beta}.\overrightarrow{n_i} + \gamma \frac{Z_i}{E_{\text{cms}}} \left(E_A \frac{E_i}{P_i} - \overrightarrow{P_A}.\overrightarrow{n_i} \right) \right]}$$

Cet algorithme, appelé MULTIJETS, a été programmé en fortran et est décrit dans la note de collaboration [104] ainsi que son utilisation pour mesurer la masse du boson W. La simplicité des équations fait de ce programme un outil extrêmement rapide[2] pour la physique des jets. La vitesse de l'ajustement ne dépendant pratiquement pas du nombre de jets, cet algorithme permet de traiter n'importe quelle topologie à grand nombre de jets. Il a été repris pour l'étude de canaux en supersymétrie [105] où des topologies multi-jets sont présentes dans l'état final comme celles représentées dans la figure 4.18.

[2]L'ajustement de milliers de jets nécessite quelques minutes, avec environ 4 % des cas qui sont rejetés à cause de problèmes de convergence.

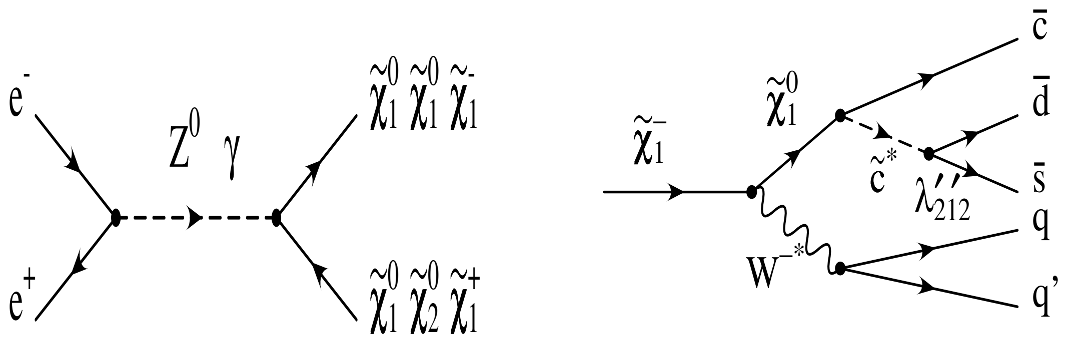


FIG. 4.18: *Exemple de désintégrations indirectes de chargino violant la conservation du nombre baryonique dans le cadre de la R-parité violée. Ce type d'événements conduit à un état final à 10 jets [105].*

4.3.4 Paramétrisation de l'erreur sur l'impulsion des jets

Par simplicité, nous supposons que les erreurs sur le module de l'impulsion σ_i ne sont pas corrélées ($\delta_{ij}\sigma_i\sigma_j$). Les jets détectés à l'avant perdent une partie de leur énergie dans le tube à vide du faisceau. Pour tenir compte des effets de résolution, on paramétrise σ_i en fonction de $\cos\theta_i$, où θ_i est l'angle polaire des jets. Pour évaluer σ_i, on utilise le fait que les σ_i ne jouent aucun rôle pour les événements à quatre jets puisqu'ils se factorisent dans les équations.

L'écriture du χ^2 défini par l'équation (4.9) suppose que la distribution des corrections Δ_i est centrée autour de zéro, mais en réalité $< \Delta_i > \simeq 4$ GeV. On corrige le module de l'impulsion mesurée des jets de $< \Delta_i > (\theta_i)$ pour centrer la distribution des Δ_i autour de zéro, la paramétrisation de $\sigma_i(\cos\theta_i)$ est fondée sur la dispersion des Δ_i autour de cette valeur. Une étude plus approfondie devrait tenir compte de la corrélation entre $< \Delta_i >$ et E_i. La méthode suivante est employée pour estimer $\sigma_i(\cos\theta_i)$:

1 Les événements W sont forcés à quatre jets dans une première étape.

2 La valeur moyenne des $< \Delta_i >$ est évaluée en fonction de $\cos\theta_i$ et paramétrée par une fonction polynômiale.

3 La dispersion autour de cette valeur moyenne est évaluée en fonction de $\cos\theta_i$ pour les 4 jets et permet de définir $\sigma_i(\cos\theta_i)$.

4 En utilisant les événements à 5 jets[3] définis avec le y_{cut} retenu dans l'analyse, on évalue $< \Delta_i >$ en initialisant les $\sigma_i(\cos\theta_i)$ obtenus pour les 4 jets.

5 L'impulsion mesurée des jets est corrigée de $< \Delta_i > (\cos\theta_i)$ pour centrer à zéro ($\Delta_i - < \Delta_i >$).

6 On déduit les valeurs de $\sigma_i(\cos\theta_i)$ pour les 5 jets comme la dispersion autour de ($\Delta_i - < \Delta_i >$).

La figure 4.19 montre le résultat obtenu pour σ_i en fonction de $\cos\theta_i$. Les écarts-types σ_i sur l'impulsion reconstruite valent en moyenne 9 GeV et augmentent à l'avant où les jets sont moins bien mesurés. On observe aussi une augmentation de l'erreur pour les jets à 90 degrés. Ce dernier effet, beaucoup plus faible que le précédent, s'explique en partie par une perte des traces chargées à 90° et par la jonction de deux parties des calorimètres.

On vérifie sur la figure 4.20 que la fluctuation de $(\Delta_i - < \Delta_i >)/\sigma_i$ est à peu près gaussienne avec un écart-type de un et de moyenne nulle.

La distribution du pseudo-χ^2 pour les événements à 5 jets est représentée dans la figure b) de 4.20. L'écriture du χ^2 sous la forme de l'équation (4.9) néglige, d'une part, les corrélations entre les erreurs des jets et, d'autre part, ce n'est pas la somme de variables exactement gaussiennes. La figure a)

[3]Les événements à plus de 5 jets avec y_{cut}=0.001 sont forcés à 5 jets en augmentant la valeur du y_{cut}.

de 4.20 montre cependant que leur distribution globale en est proche. La loi de probabilité de cette variable n'est pas utilisée dans l'analyse.

4.4 Conclusion

Les algorithmes de jets étudiés permettent une reconstruction efficace des événements WW. Les algorithmes DURHAM et CAMBRIDGE ont des efficacités de reconstructions similaires, tandis que GENEVA et JADE sont moins bons de l'ordre de 5 % à 10 %. La perte de résolution a essentiellement lieu au niveau des partons. On a montré dans les tableaux 4.2 et 4.3 qu'une reconstruction à 5 jets améliore la résolution de 20 %. Nous avons cependant supposé dans cette comparaison que l'assignation des jets était connue. L'élaboration d'une méthode qui assigne les jets aux W est l'objet du chapitre suivant. Un algorithme d'ajustement cinématique contraint a été élaboré pour compenser l'énergie-impulsion des jets détectés et pour pouvoir répondre aux exigences de rapidité d'une analyse multi-jets.

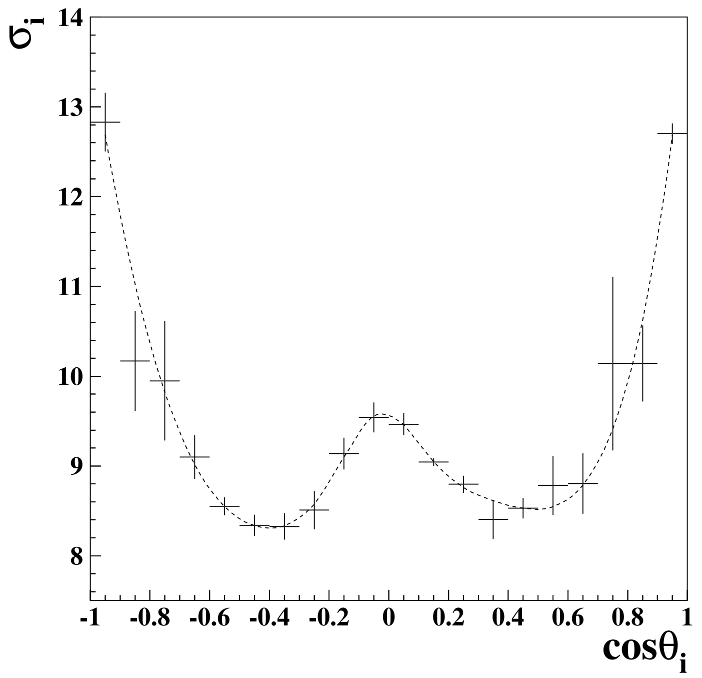


FIG. 4.19: *Paramétrisation de l'erreur σ_i sur le module de l'impulsion des jets. L'angle polaire des jets est noté θ_i.*

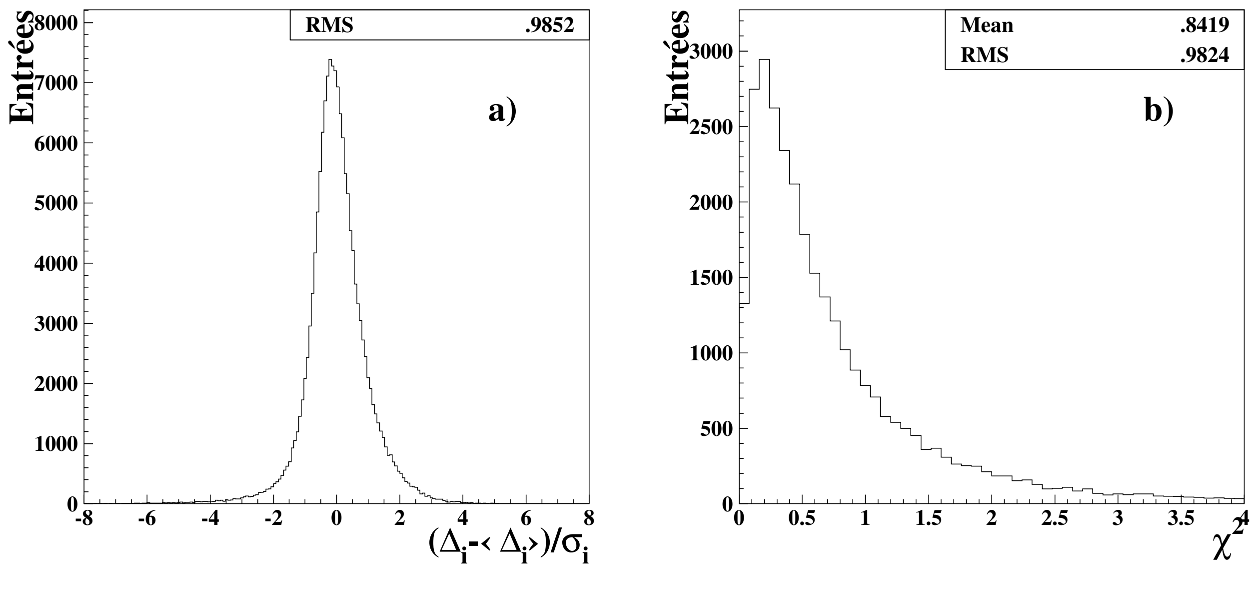


FIG. 4.20: *La figure a) représente $(\Delta_i - < \Delta_i >)/\sigma_i$ pour les 5 jets, où Δ_i est la correction sur le module de l'impulsion du jet i, $< \Delta_i >$ la valeur moyenne de cette correction et σ_i l'erreur sur l'impulsion des jets. La figure b) montre la distribution du pseudo χ^2 défini par l'équation (4.9).*

Chapitre 5

Appariement des jets avec un réseau de neurones

5.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de montrer qu'une analyse qui limite la reconstruction des événements en 4 jets perd en efficacité par rapport à une étude où le nombre de jets reconstruits est plus grand. Les erreurs d'attribution des particules sont en effet moins importantes dans ce dernier cas et mieux adaptées à la radiation de gluons. Pour préserver cet avantage, il est cependant nécessaire d'associer avec efficacité les jets aux deux W qui les ont formés. Pour des événements à 4 jets, il y a trois possibilités d'association, mais pour des événements à 5 jets il y en a dix, ce qui accroît la difficulté. Une méthode nouvelle, fondée sur l'utilisation de réseaux de neurones, a été mise au point.

Lorsque le nombre de combinaisons augmente, comme pour les événements à 5 jets, il est difficile de trouver l'association optimale à l'aide de coupures sur les variables définissant la topologie de l'événement : le nombre de possibilités est important et les corrélations entre les variables sont très complexes. Plusieurs tentatives décrites dans la référence [104] ont abouti à des résultats mais une méthode fondée sur l'utilisation de réseaux de neurones en a donné de meilleurs. Cette méthode, ici présentée, est résumée dans la référence [106].

5.2 Choix du nombre de jets

La distribution de la multiplicité du nombre de jets reconstruits est sensible au choix du y_{cut}, paramètre de l'algorithme DURHAM [99] définissant la distance relative minimum entre les jets. Il est avantageux de choisir une petite valeur de y_{cut} afin d'isoler un ensemble de 4 jets très purs (jets bien séparés en angle). Leur proportion est de 25 % pour la valeur y_{cut}=0.001 utilisée dans l'analyse. Cette valeur a été optimisée sur la simulation de façon à diminuer l'erreur statistique sur la masse du W. La figure 5.1 montre l'accord entre les données et la simulation des différentes multiplicités de jets.

5.3 Ajustement cinématique des jets

L'algorithme MULTIJETS [104] décrit dans le chapitre précédent a été spécialement mis au point pour permettre un ajustement cinématique contraint de l'énergie, de l'impulsion et de la masse d'événements ayant un grand nombre de jets.

Une multiplicité élevée de jets est en principe favorable à cet algorithme puisque la direction des jets est conservée par hypothèse au cours de l'ajustement. En augmentant le nombre de jets, on pourrait supposer la direction reconstruite de chacun des jets meilleure, l'algorithme pouvant jouer

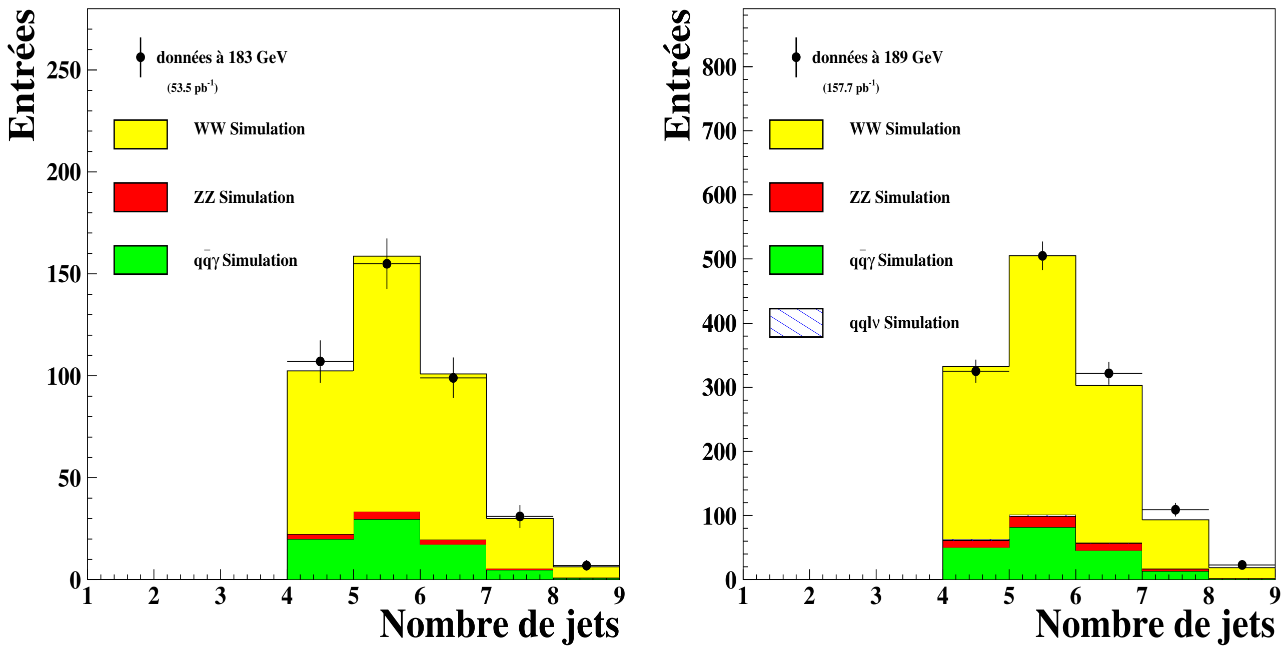


FIG. 5.1: *Distributions du nombre de jets reconstruits avec* y_{cut}*=0.001 en utilisant l'algorithme DURHAM pour les données et la simulation à 183 et 189 GeV. La contamination du fond* WW $\rightarrow$ q$\bar{\mathrm{q}}$lν *a été négligée pour les données à 183 GeV.*

sur les énergies des sous-jets composants pour améliorer la direction. L'ajustement cinématique des événements à 6, 7 et 8 jets n'a cependant pas confirmé cette amélioration potentielle, si bien que nous avons conservé les résultats obtenus avec 5 jets. Une paramétrisation de l'erreur sur les jets adaptée à chaque multiplicité de jet permettrait peut-être d'améliorer le résultat.

5.4 Variables pour l'appariement

Les variables utilisées pour distinguer la bonne combinaison pour les événements avec 4 et 5 jets sont la différence entre les masses des deux W reconstruits et l'angle entre les jets.

- Différence de masses :
  Pour chaque combinaison possible, la différence de masses entre les deux hypothèses de W après un ajustement cinématique de l'impulsion et de l'énergie des jets est utilisée pour identifier la bonne combinaison. Cette variable est très discriminante pour le choix de la bonne combinaison car la largeur de désintégration du W, d'environ 2 GeV, fait que les masses reconstruites seront peu éloignées. La différence entre les deux masses est alors approximativement nulle pour la bonne combinaison. D'autre part, la différence de masses ne contient pas d'information sur la masse nominale du W et ne biaise pas la mesure. On utilise $|M_{ij} - M_{kl}|$ pour les événements à 4 jets, avec M_{ij} la masse invariante des deux jets i et j formant l'un des W par hypothèse et M_{kl} la masse invariante des deux jets k et l issus de l'autre W. Pour les événements à 5 jets, chaque combinaison est composée de deux jets pour l'un des W (de masse invariante M_{ij}) et de 3 jets pour le W opposé (M_{klm}).
- Angle d'ouverture entre les jets :
  L'angle d'ouverture entre les jets est également utilisé pour distinguer les bonnes combinaisons des mauvaises. Les deux W produits sont approximativement au repos car l'énergie dans le centre

de masse est proche du seuil. Les jets issus de leur désintégration seront pratiquement émis dans des directions opposées, c'est-à-dire avec un grand angle d'ouverture.

Les jets sont classés par ordre décroissant en énergie pour distinguer les combinaisons.

5.4.1 Les événements 4 jets

Pour les événements reconstruits en 4 jets, il y a trois possibilités pour associer les jets comme le montre la figure 5.2. La numérotation adoptée pour différencier les combinaisons possibles est :

- Combinaison numéro n° 1 : (le jet 1 avec le jet 2) et (le jet 3 avec le jet 4)
- Combinaison numéro n° 2 : (le jet 1 avec le jet 3) et (le jet 2 avec le jet 4)
- Combinaison numéro n° 3 : (le jet 1 avec le jet 4) et (le jet 2 avec le jet 3)

Les probabilités de chacune des trois combinaisons sont données dans le tableau 5.1.

jets ij-kl	12-34	13-24	14-23
Probabilité	2 %	21 %	77 %

TAB. 5.1: *Probabilité pour chacune des trois combinaisons de jets possibles pour les événements à 4 jets. La notation ij-kl signifie : le jet i est associé avec le jet j pour former un W, le jet k est associé avec le jet l pour former l'autre W. Les jets sont classés par ordre décroissant en énergie.*

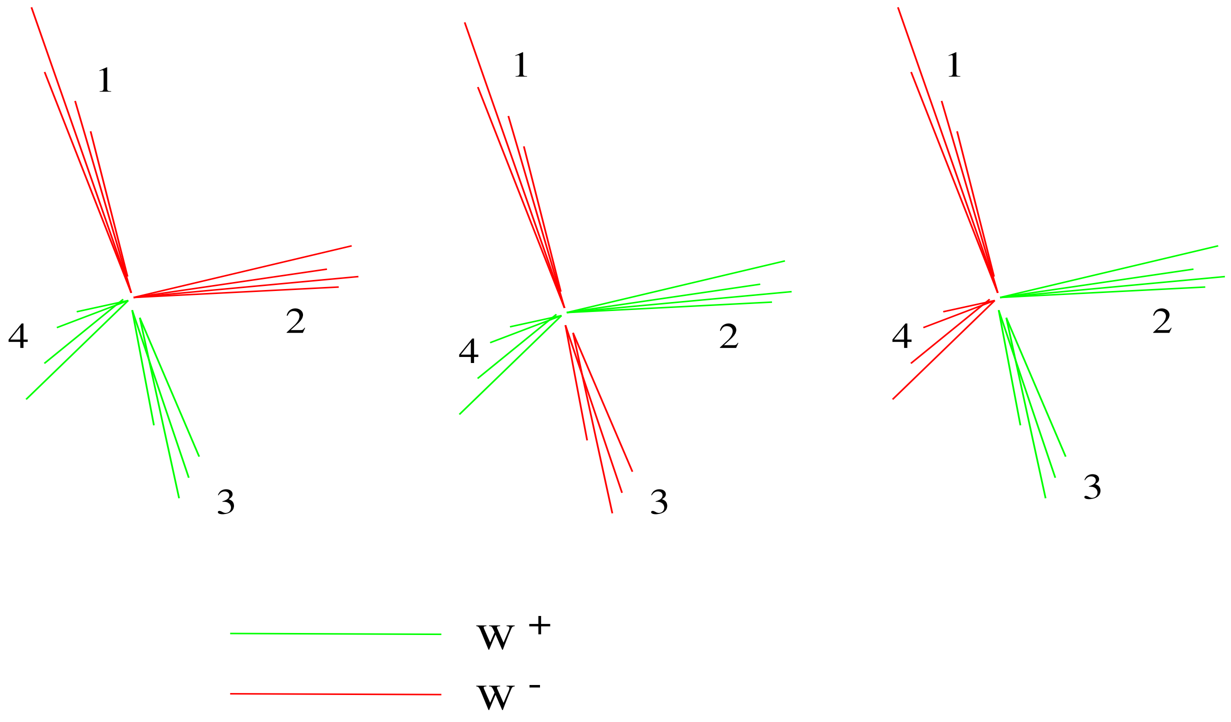


FIG. 5.2: *Les trois possibilités pour associer les jets aux deux W qui les ont formés. La première possibilité est le jet $W^+ = (1-2), W^- = (3-4)$, la deuxième $W^+ = (1-3), W^- = (2-4)$, la troisième $W^+ = (1-4), W^- = (2-3)$.*

Variables d'entraînement

Pour chaque combinaison, les variables utilisées sont :

- $|M_{ij} - M_{kl}|$: la valeur absolue de la différence de masses entre les deux hypothèses de masse.
- $\theta_{ij} + \theta_{kl}$: la somme des angles d'ouverture entre les jets candidats.

Ces variables sont illustrées par la figure 5.3.

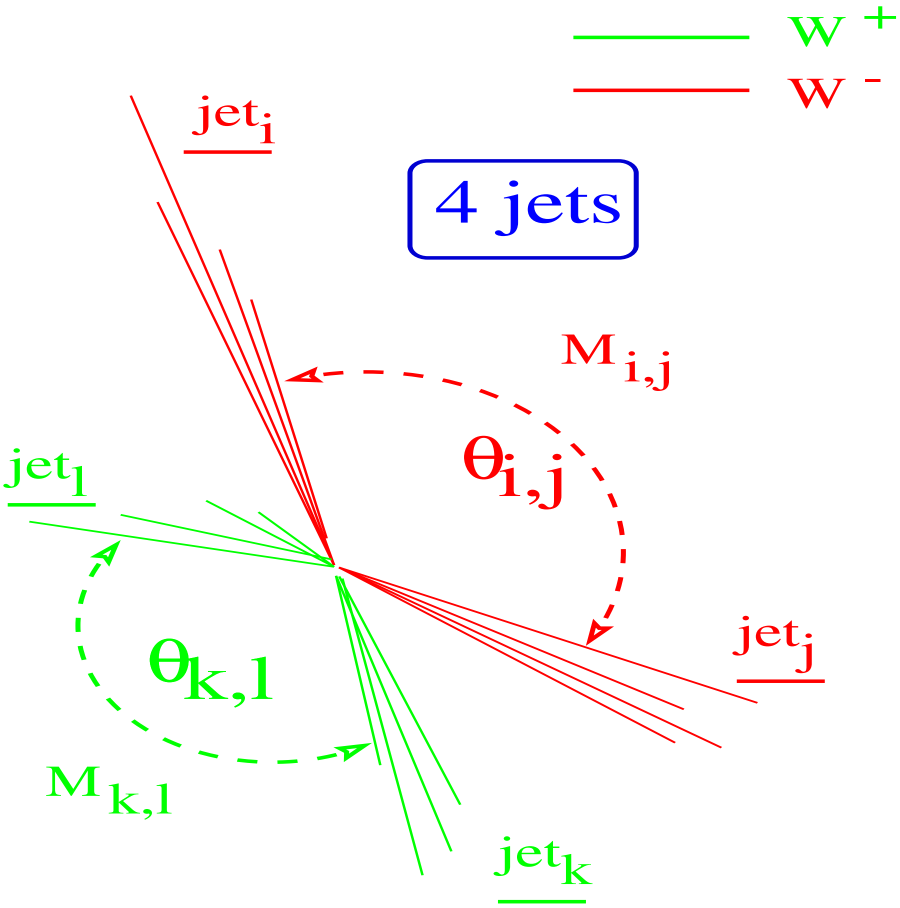


FIG. 5.3: *Représentation schématique d'un événement à 4 jets. Pour les trois possibilités d'associer les jets aux deux W qui les ont formés, la somme des angles d'ouverture entre les jets candidats $\theta_{ij} + \theta_{kl}$ et la valeur absolue de la différence de masses entre les deux hypothèses de masse $|M_{ij} - M_{kl}|$ sont utilisés pour l'entraînement d'un réseau de neurones qui va permettre de déterminer la bonne combinaison.*

Structure du réseau de neurones

Les 6 variables précédentes sont utilisées en entrée du réseau de neurones pour reconnaître la bonne combinaison. Le niveau caché comporte également 6 nœuds et le niveau de sortie 4 nœuds. Les trois premiers nœuds correspondent aux trois combinaisons possibles pour les événements WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$. Le quatrième nœud est réservé pour les événements de bruit de fond puisqu'aucune solution ne peut être privilégiée pour ces événements. Si le réseau de neurones n'est entraîné qu'avec le signal, il cherchera systématiquement à reconnaître un W dans les événements de bruit de fond. Un nœud supplémentaire permet de réduire sensiblement le biais introduit sur ces événements. Le réseau de neurones est entraîné avec les quatre types de configurations suivantes pour le niveau de sortie :

- 1-0-0-0 : si la combinaison numéro n° 1 est la bonne
- 0-1-0-0 : si la combinaison numéro n° 2 est la bonne
- 0-0-1-0 : si la combinaison numéro n° 3 est la bonne

– 0-0-0-1 : pour les événements de bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$

Le nombre de nœuds sur le niveau caché est 6 (même nombre que pour les variables d'entrées). La combinaison sélectionnée est celle associée au nœud de sortie ayant la plus grande valeur.

5.4.2 Les événements 5 jets

Lorsque la configuration finale est reconstruite avec 5 jets, il y a dix possibilités d'associer les jets. Les jets sont couplés en 2 jets pour un W et 3 jets pour le W opposé. La probabilité de chacune des combinaisons est donnée dans le tableau 5.2.

jets *ij-klm*	12-345	13-245	14-235	15-234	23-145
Probabilité	14.2 %	34.0 %	21.9 %	6.9%	16.3 %
jets *ij-klm*	24-135	25-134	34-125	35-124	45-123
Probabilité	3.9%	1.4%	1.1%	0.25%	0.05 %

TAB. 5.2: *Probabilité pour chacune des dix combinaisons de jets possibles pour les événements à 5 jets. La notation ij-klm signifie : le jet i est associé avec le jet j pour former un W, les jet k, l et m sont associés pour former l'autre W. Les jets sont classés par ordre décroissant en énergie.*

Les 4 dernières combinaisons représentent moins de 3 % des bonnes associations. Par exemple, la dernière possibilité est très peu fréquente car elle associe les 3 jets les plus énergiques ensemble pour former l'un des W. Pour diminuer le nombre de combinaisons possibles, les trois dernières ont été exclues des solutions possibles.

Variables d'entraînement

Trois variables, pour chaque combinaison, sont utilisées pour différencier parmi les sept associations retenues :

- θ_{ij} : l'angle d'ouverture entre les deux jets du côté bi-jet.
- $|M_{ij} - M_{klm}|$: la valeur absolue de la différence entre les deux hypothèses de masse des candidats W.
- $\min(\theta_{kl}, \theta_{km}, \theta_{lm})$: l'angle minimal entre les trois jets formant un des W par hypothèse. On favorise ainsi les cas où un gluon, émis à bas angle par l'un des 4 quarks initiaux, a formé un cinquième jet.

Ces variables sont illustrées par la figure 5.5.

Structure du réseau de neurones

Le niveau caché est constitué de 21 nœuds comme en entrée. Le niveau de sortie du réseau de neurones possède un nœud pour chaque combinaison possible, c'est-à-dire sept dans notre cas. Un nœud supplémentaire est utilisé pour entraîner le réseau de neurones avec les événements de bruit de fond. La combinaison sélectionnée est celle associée au nœud de sortie ayant la plus grande valeur.

Les événements à plus de 5 jets, pour le y_{cut}=0.001, sont forcés en 5 jets pour déterminer l'association des jets aux W (on augmente le y_{cut} pour avoir 5 jets). Nous avons cependant essayé avec un réseau de neurones adapté à chaque multiplicité de jet (à 6, 7 et 8 jets). Les résultats n'ont pas montré d'amélioration évidente.

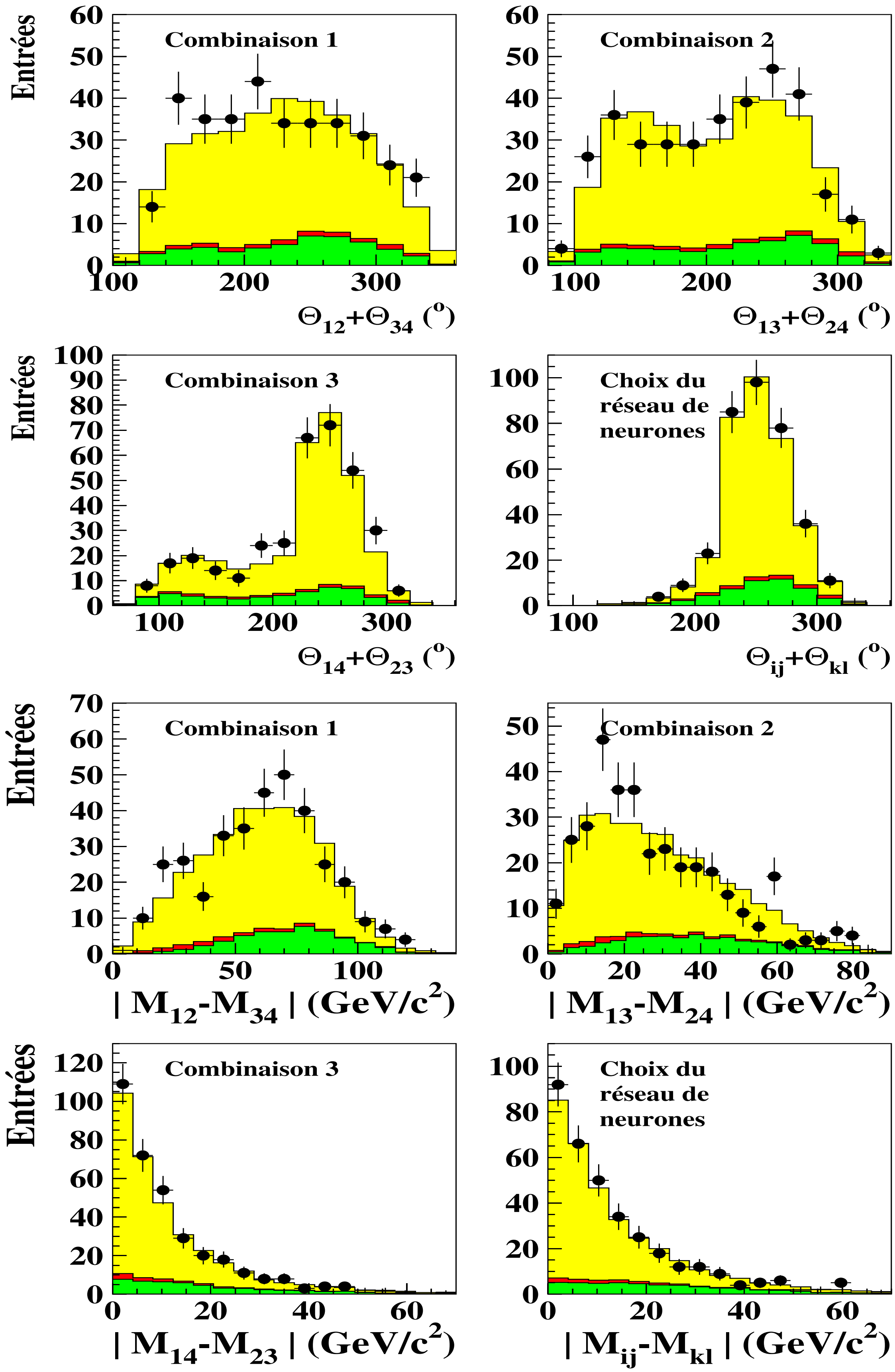


FIG. 5.4: *Distributions de la somme $\theta_{ij} + \theta_{kl}$ des angles d'ouverture (haut) et de la différence des masses invariantes $|M_{ij} - M_{kl}|$ des bi-jets (bas) pour les trois combinaisons possibles des événements reconstruits en 4 jets. Le quatrième histogramme montre la combinaison choisie par le réseau de neurones. Les données à 189 GeV sont représentées par les points noirs. Les conventions de gris pour la simulation sont les mêmes que pour la figure 5.1.*

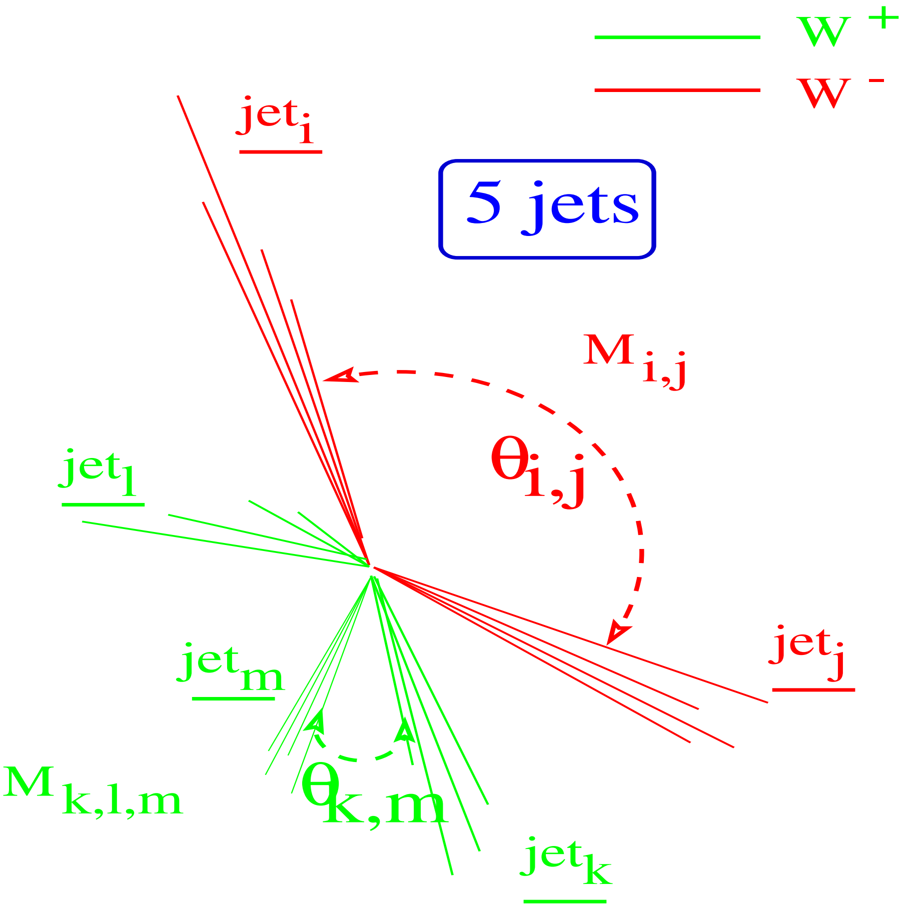


FIG. 5.5: *Représentation schématique d'un événement à 5 jets. Pour les 7 possibilités retenues (parmi les 10) d'associer les jets aux deux W qui les ont formés, l'angle d'ouverture entre les deux jets du côté bi-jet θ_{ij}, la valeur absolue de la différence entre les deux hypothèses de masse des candidats W $|M_{ij} - M_{klm}|$, et l'angle minimal entre les trois jets formant le W opposé au côté bi-jet $\min(\theta_{kl}, \theta_{km}, \theta_{lm})$ sont utilisés pour l'entraînement d'un réseau de neurones qui va permettre de déterminer la bonne combinaison.*

5.5 Entraînement des réseaux de neurones

On associe les jets à l'aide de variables discriminantes qui différencient les combinaisons. Les deux réseaux de neurones sont entraînés séparément, un pour les 4 jets, un autre pour les 5 jets. Environ 10000 événements $q\bar{q}(\gamma)$ et 5000 événements ZZ sont utilisés pour l'entraînement, ces événements ayant passé les coupures de sélection décrites dans le chapitre 3. Le signal WW $\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ se sépare en environ 70000 événements pour les 4 jets et 200000 pour les 5 jets. Des fichiers sont préparés en parallèle pour tester les performances des réseaux de neurones. Ils sont créés avec des événements indépendants de ceux qui ont servi à l'entraînement et représentent, pour chaque canal, 25 % des statistiques précédentes utilisées pour les fichiers d'entraînement.

5.5.1 Choix de la bonne combinaison

L'information contenue dans la simulation permet de déterminer la bonne combinaison et d'entraîner le réseau de neurones à la reconnaître. La méthode décrite au paragraphe 4.2.3 du précédent chapitre est ici utilisée pour identifier la bonne combinaison au niveau détecteur. Elle consiste à com-

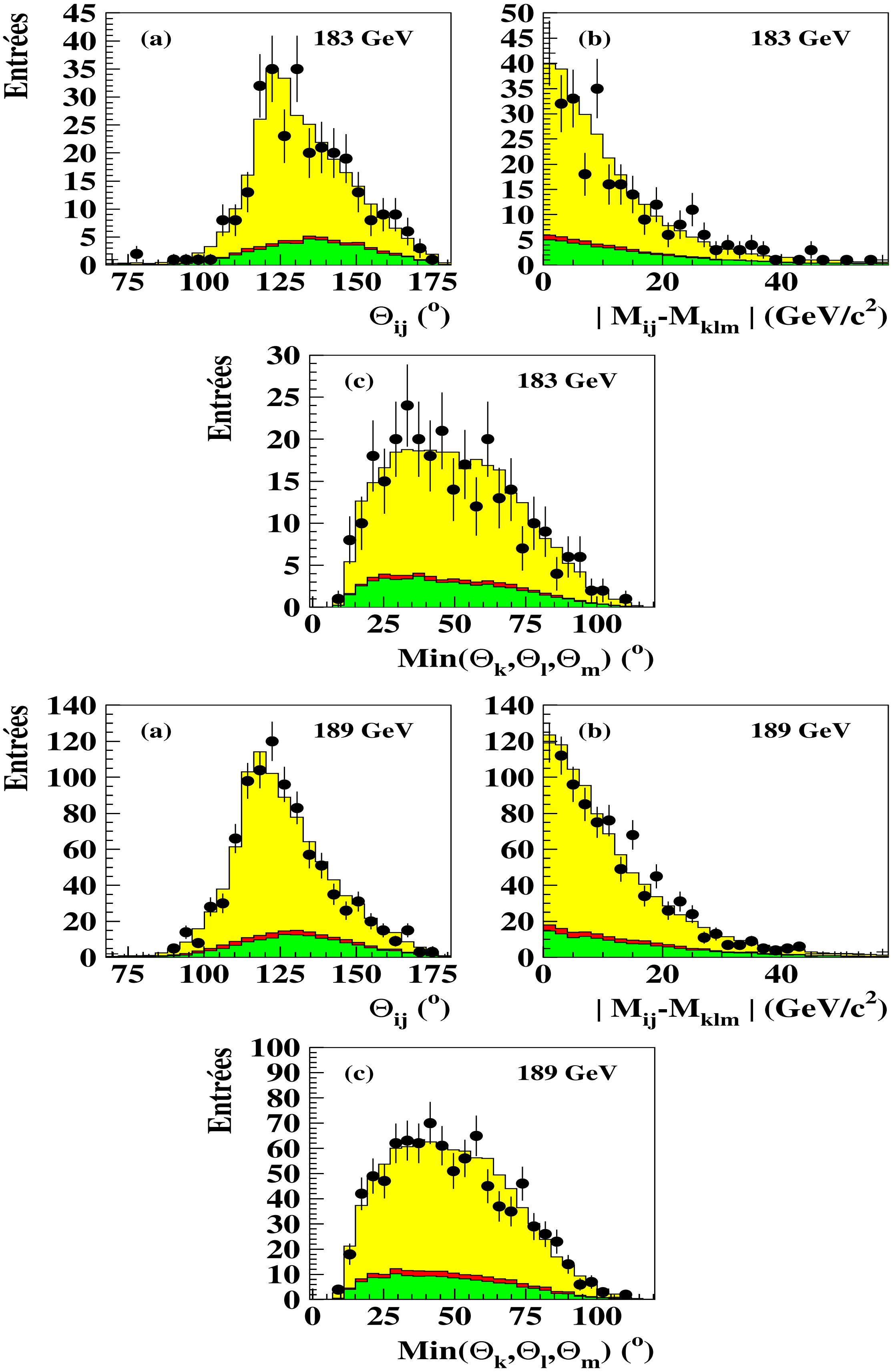


FIG. 5.6: *Variables de sélection pour l'association des jets pour les événements reconstruits en 5 jets. Les histogrammes du haut correspondent aux données et à la simulation à 183 GeV, ceux du bas sont pour 189 GeV. L'angle d'ouverture θ_{ij} entre les jets du côté bi-jet (a), la différence des masses invariantes $|M_{ij} - M_{klm}|$ des bi-jets (b) et l'angle minimal $\min(\theta_k, \theta_l, \theta_m)$ entre les jets du côté à trois jets pour la combinaison sélectionnée par le réseau de neurones. Les conventions de gris pour la simulation sont les mêmes que pour la figure 5.1.*

parer la direction des jets reconstruits au niveau détecteur à celle des jets reconstruits au niveau des hadrons. L'attribution au niveau hadronique étant connue, on en déduit l'attribution au niveau détecteur. Pour les événements à 4 jets (5 jets), 2 % (1 %) des cas conduisent à une combinaison aberrante, c'est-à-dire 3 jets (4 jets) pour former l'un des W. Ces événements sont rejetés dans la phase d'entraînement du réseau de neurones.

5.5.2 Sensibilité de l'entraînement à la masse

Les variables utilisées pour distinguer les différentes combinaisons ne sont jamais parfaitement décorrélées de la masse du W qui a servi à engendrer les événements de la simulation. En entraînant le réseau de neurones avec des événements engendrés sur une seule masse, on constate un biais sur la distribution de masse. Ce n'est pas une source d'erreur si la simulation reproduit cette distorsion. On peut l'évaluer en appliquant la méthode à des paires de W engendrées à des masses différentes de celle qui a servi à l'entraînement du réseau de neurones. Pour que cet étalonnage soit justifié, il est nécessaire d'avoir un bon accord entre les données et la simulation. Un biais trop important, même corrigé, présente l'inconvénient majeur de diminuer la sensibilité de la méthode à la masse du W puisque les événements de bruit de fond vont eux-mêmes présenter un maximum à la masse engendrée. L'efficacité de la méthode est, en outre, diminuée si la masse du W dans les données est différente de celle de l'entraînement car le réseau de neurones ne reconnaît pas la masse qui a servi à l'ajustement de ses paramètres.

5.5.3 Entraînement avec plusieurs masses

Pour réduire ces deux effets, l'information de masse a été "neutralisée" en entraînant le réseau de neurones avec des événements W engendrés à différentes masses distribuées uniformément dans la fenêtre $75 \leq M_W \leq 87$ GeV/c^2 autour de la masse du W. Cette méthode impliquerait un temps de calcul prohibitif si elle nécessitait une simulation complète d'événements W à travers le détecteur. Pour l'éviter, le réseau de neurones est entraîné à reconnaître la bonne combinaison à partir des jets reconstruits au niveau des hadrons. L'algorithme est ensuite appliqué au niveau détecteur. Cette simplification n'introduit aucun biais dans la mesure où la simulation complète reproduit fidèlement le comportement du détecteur.

A 189 GeV, par exemple, 360000 événements WW $\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ sont engendrés avec une masse de W évoluant de 75 GeV à 87 GeV avec un pas de 1 MeV. Les W sont produits avec le générateur PYTHIA [90].

5.5.4 Entraînement avec les jets engendrés

Les jets qui servent à l'entraînement sont reconstruits au niveau des hadrons avec le même y_{cut}=0.001 que celui utilisé dans l'analyse au niveau détecteur. La capacité du réseau de neurones à reconnaître la bonne combinaison au niveau détecteur ne peut être bonne que si les configurations présentées pour l'apprentissage au niveau de la génération ne sont pas trop éloignées de la situation expérimentale.

La figure 5.7 compare le nombre de jets obtenus au niveau du détecteur et de la génération pour chaque paire de W simulées. Les événements sur la diagonale montrent que 84 % des événements ont le même nombre de jets reconstruits aux deux niveaux. Dans le cas contraire, l'événement n'est pas utilisé pour l'entraînement, ce qui correspond à environ 10 % des événements 5 jets qui sont reconstruits en un 4 jets au niveau détecteur. D'autre part, la figure 5.8 représente l'énergie des jets à la génération et à la reconstruction après ajustement cinématique par l'algorithme MULTIJETS [104] pour les événements à 4 et 5 jets. Les événements à plus de 5 jets sont forcés en 5 jets. On constate

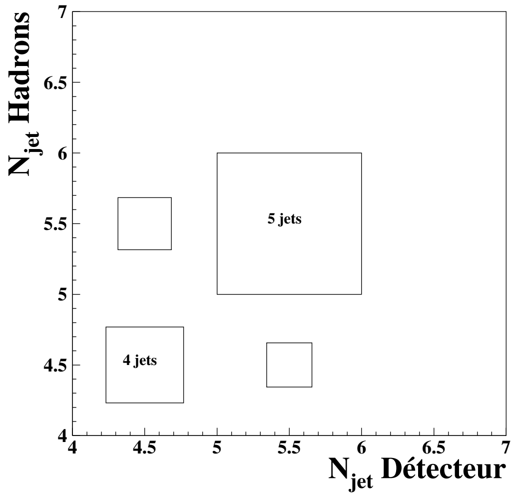


FIG. 5.7: *Comparaison, pour chaque paire de W simulées à 189 GeV, du nombre de jets reconstruits au niveau détecteur avec* y_{cut}*=0.001 comparé au nombre de jets reconstruits au niveau de la génération (hadrons) pour le même* y_{cut}*. Les événements à plus de 5 jets sont forcés en 5 jets.*

que l'ajustement cinématique permet de se rapprocher remarquablement des jets engendrés. Les distributions cinématiques au niveau de la génération hadronique sont effectivement très proches des distributions détectées après correction cinématique.

5.5.5 Résultat pour les événements à 4 jets

La figure 5.4 montre la distribution des 6 variables utilisées en entrée du réseau de neurones pour les données et la simulation. On voit que la troisième combinaison est bien la plus probable, elle associe le jet le plus énergique avec le moins énergique pour former l'un des W. La distribution de ces variables est également montrée pour la combinaison choisie par le réseau de neurones. La somme des angles d'ouverture entre les jets candidats $\theta_{ij} + \theta_{kl}$ est bien piquée entre 200° et 300° comme attendu pour deux objets issus de la désintégration d'un W presque au repos. La valeur absolue de la différence $|M_{ij} - M_{kl}|$ est également piquée vers zéro avec une distribution presque plate pour les événements de bruit de fond.

5.5.6 Résultat pour les événements à 5 jets

Les distributions des trois variables utilisées en entrée du réseau de neurones pour les événements reconstruits à 5 jets sont montrées dans la figure 5.6 pour les données expérimentales et la simulation à 183 GeV et 189 GeV. Les distributions correspondent à la combinaison choisie par le réseau de neurones. Un bon accord entre les distributions prédites par la simulation et celles obtenues avec les données est également observé pour les autres combinaisons. L'angle θ_{ij} entre les deux jets formant un des W, histogramme (a), montre un grand angle d'ouverture comme attendu pour un W presque au repos. La différence de masses entre les deux W candidats $|M_{ij} - M_{klm}|$ est piquée à zéro comme le montre l'histogramme (b). On remarque que pour les événements à 5 jets, le bruit de fond est très difficile à identifier, la différence de masses pour ces événements n'est en effet pas uniformément distribuée mais sensiblement biaisée vers les faibles différences. Ce biais est cependant bien reproduit par la simulation. La troisième variable, histogramme (c), est l'angle minimal $\min(\theta_k, \theta_l, \theta_m)$ entre les trois jets formant le W opposé. L'hypothèse d'un jet issu d'un gluon favorise les petits angles. La coupure $y_{\mathrm{cut}} \geq 0.001$ introduit cependant une coupure intrinsèque correspondant à des angles

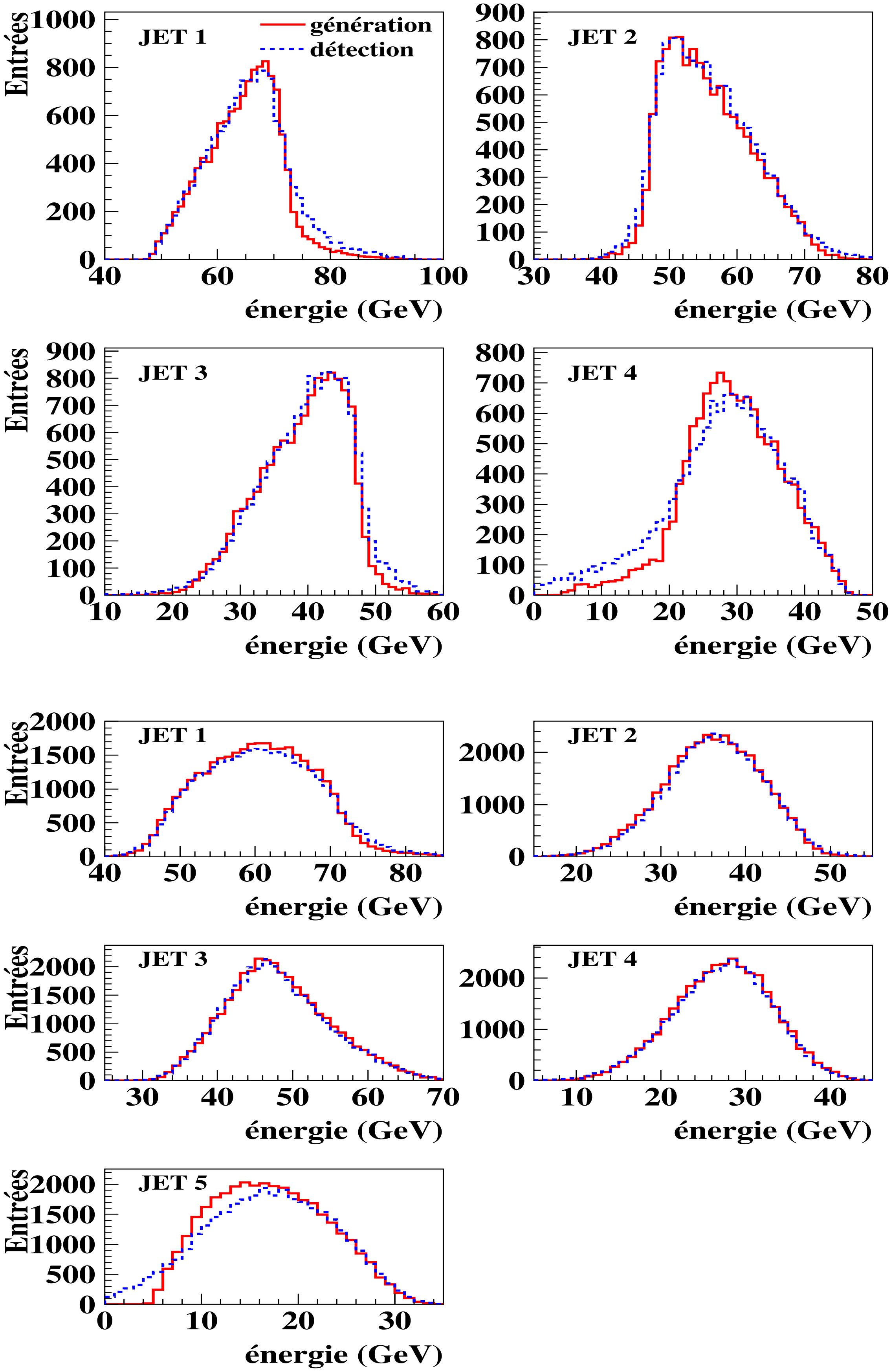


FIG. 5.8: *Comparaison de l'énergie des jets pour les 4 jets (haut) et pour les 5 jets (bas) entre les jets générés (ligne continue) et les jets détectés (tirets) après un ajustement cinématique de l'énergie et de l'impulsion par l'algorithme MULTIJETS [104].*

supérieurs à 10° environ.

5.6 Efficacité de la reconstruction

5.6.1 Réponses des réseaux de neurones

Les deux histogrammes de la figure 5.9 représentent la valeur de sortie des réseaux de neurones pour les événements à 4 jets (haut) et à 5 jets (bas) pour les données réelles et la simulation à 189 GeV. La sortie correspond à la valeur du poids de la combinaison sélectionnée. Le réseau de neurones propose une combinaison pour les 4 jets avec plus de "certitude" que le réseau de neurones des 5 jets. La distribution de la valeur de sortie du réseau de neurones des 5 jets n'est en effet pas piquée vers 1, mais présente une distribution presque continue. Pour les événements à 5 jets, les valeurs de sortie des trois solutions qui suivent celle qui a été retenue sont également montrées sur la même figure. Elles correspondent aux distributions attendues en tenant compte de la contribution des événements de bruit de fond. On constate que même si la solution proposée par le réseau de neurones (notée "1$^{\text{ère}}$ solution") n'est pas piquée vers un, elle se distingue nettement par rapport aux autres solutions.

Le figure 5.10 compare les distributions des valeurs de sortie des réseaux de neurones pour les événements à 4 et 5 jets obtenus à partir de la simulation pour environ 40000 paires de W simulées. L'histogramme en trait plein correspond au cas où la combinaison retenue est la bonne, le cas contraire est montré en trait pointillé. Pour les événements à 4 jets, les mauvaises combinaisons ne représentent que 10.4 % des cas, tandis que pour les événements à 5 jets ce taux augmente à 45.4 %. Bien qu'une solution sur deux ne soit pas la bonne pour les événements à 5 jets, la masse de W proposée est cependant proche de moins de 1 GeV de la masse vraie dans 65 % des cas. La valeur de sortie du réseau de neurones des événements à 5 jets montre que les bonnes et les mauvaises combinaisons sont distribuées différemment.

Les événements à 5 jets ayant une valeur de sortie au-dessus ou en dessous de 0.6 (cette valeur sépare le nombre d'événements 5 jets en deux) ont des résolutions sur la masse du W très différentes comme le montre la figure 5.11. Les mauvaises combinaisons contiennent cependant de l'information sur la masse du W et le résultat final est détérioré si on les rejette.

Les événements de bruit de fond ne sont pratiquement pas reconnus par les réseaux de neurones même si, rappelons-le, ce n'est pas l'objectif de ce réseau de neurones. Cet effet est essentiellement dû à un nombre d'événements trop faible pour l'entraînement comparé à la statistique utilisée pour le signal. On obtient pour ces événements une distribution de masse ayant un maximum plus prononcé autour de 80 GeV si les réseaux de neurones sont entrainés sans le bruit de fond. Le bruit de fond qui subsiste après l'étape de la sélection est, en outre, cinématiquement difficile à distinguer des configurations des événements W. Nous avons préféré entraîner les réseaux de neurones avec un grand nombre d'événements W à cause du nombre très important de paramètres à ajuster dans le réseau de neurones (66 paramètres pour les 4 jets et 630 pour les 5 jets) plutôt que de préserver la proportion observée du signal et du bruit de fond.

5.6.2 Reconstruction de la masse du W

La figure 5.12 représente l'efficacité de la méthode sur la distribution de masse du W. La masse obtenue à l'aide de la bonne combinaison est comparée à celle obtenue à l'aide des réseaux de neurones pour des paires de W simulées à 189 GeV. L'efficacité de reconstruction pour les événements à 4 jets approche les 100 %. Pour les événements à 5 jets, le pic à la masse du W est plus prononcé pour la combinaison sélectionnée par le réseau de neurones : en dépit des précautions prises, le spectre de masse a été légèrement biaisé en faveur du centre de l'intervalle des masses M_{W} engendrées, mais le résultat est cependant remarquable pour des événements si difficiles à associer. La masse trouvée est

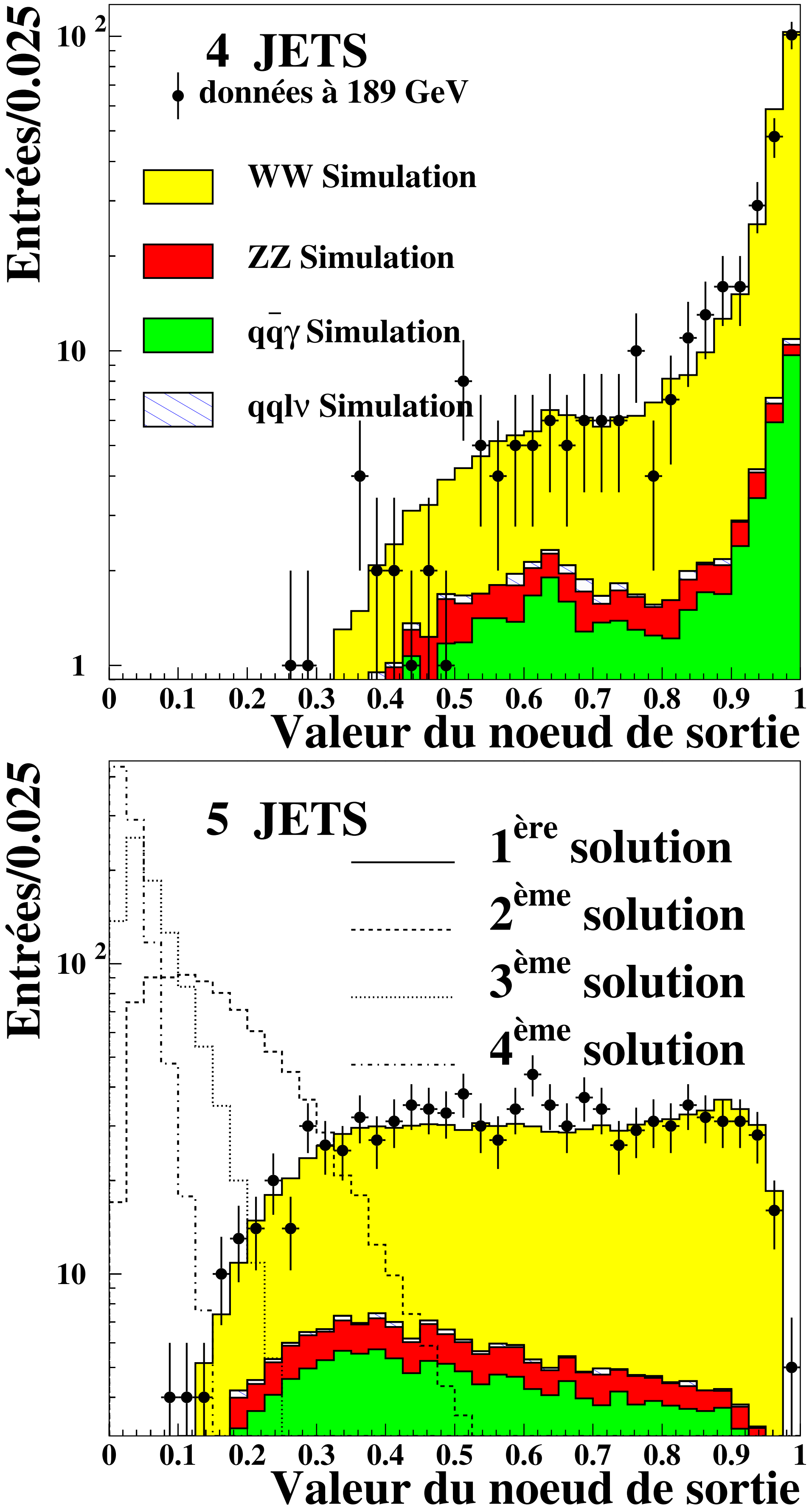


FIG. 5.9: *Valeur de sortie associée à la combinaison sélectionnée pour les événements à 4 jets (haut) et 5 jets (bas) pour les données et la simulation à 189 GeV. Pour les 5 jets, la valeur de sortie associée aux quatre premières combinaisons est montrée pour la simulation.*

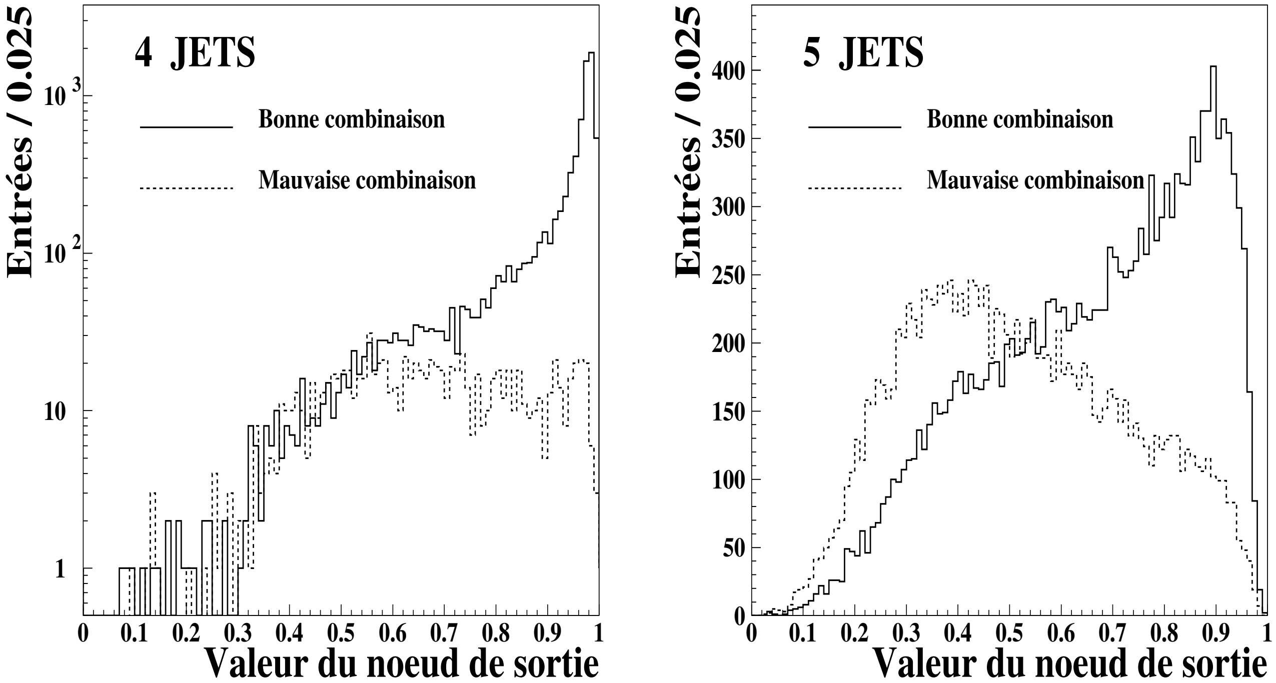


FIG. 5.10: *Distributions de la valeur de sortie des réseaux de neurones utilisés pour l'association des jets aux W pour les événements à 4 jets (histogramme de gauche) et à 5 jets (histogramme de droite). La courbe en trait plein représente la valeur de sortie lorsque la combinaison choisie est la bonne, la courbe en pointillé correspond au cas contraire. Les événements ayant plus de 5 jets reconstruits sont forcés en 5 jets.*

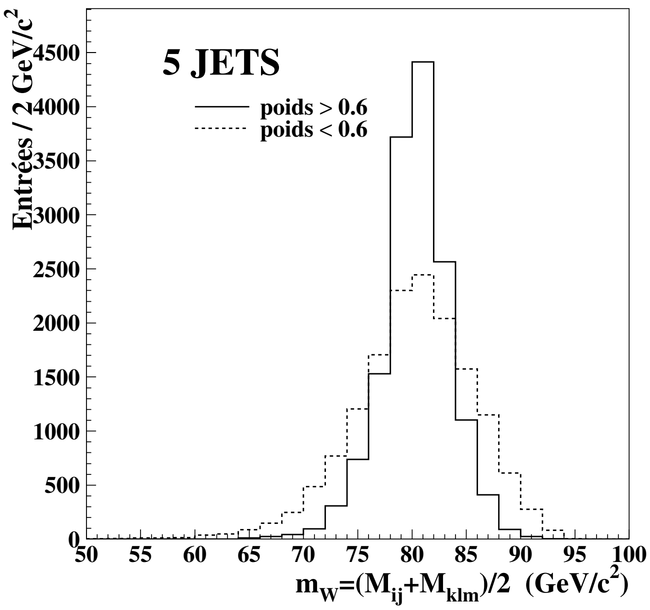


FIG. 5.11: *Distribution de la masse du W des événements à 5 jets ayant une valeur de sortie (voir figure 5.10) supérieure ou inférieure à 0.6.*

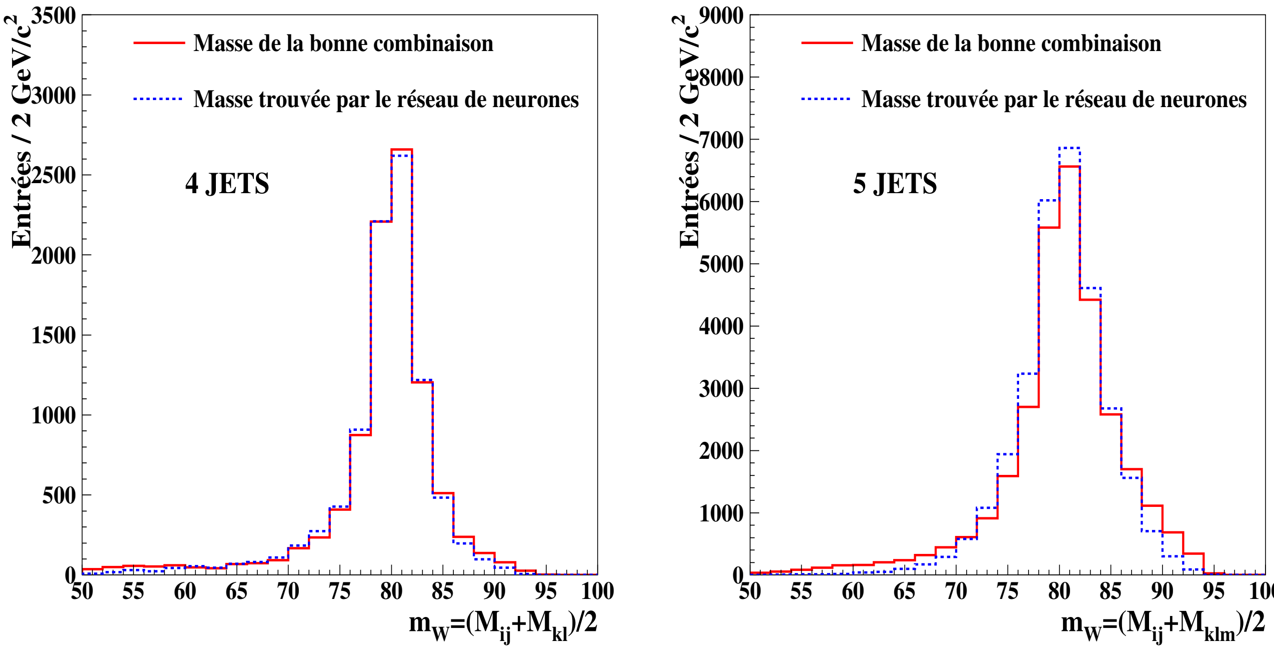


FIG. 5.12: *Comparaison, au niveau de la détection, entre la masse (en* GeV/c^2*) obtenue à l'aide de la bonne combinaison (ligne continue déterminée avec la simulation) et de la masse obtenue par le réseau de neurones (tirets) pour les 4 jets (gauche) et les 5 jets (droite).*

proche de la masse vraie en moyenne. Au chapitre suivant, nous verrons également comment on tient compte du biais sur la masse introduit lors de la reconstruction.

5.7 Reconstruction de la masse du W pour les données à 183 et 189 GeV

La distribution de masse du W obtenue avec la méthode des réseaux de neurones décrite précédemment est représentée sur la figure 5.13. La figure du haut montre les résultats pour les données à 183 GeV, tandis que celle du bas correspond aux données à 189 GeV. Un bon accord entre les données et la simulation est observé. Les événements de bruit de fond sont sensiblement biaisés autour de la masse du W, cet effet diminue la sensibilité de la méthode à la masse du boson W. L'incertitude sur la masse du W provenant de la forme du fond, qui peut être plus ou moins bien simulée par le Monte-Carlo, sera estimée dans le chapitre 7 consacré à l'étude des effets systématiques.

5.8 Conclusion

Une méthode nouvelle fondée sur l'utilisation de réseaux de neurones pour déterminer la parenté des jets reconstruits dans des événements W a été mise au point. Elle fournit pratiquement toujours la bonne combinaison dans les 4 jets. Le taux d'erreur est environ 10 %. On tient compte à l'aide de la simulation du léger biais introduit pour les 5 jets, où l'association choisie privilégie les combinaisons proches de 80 GeV, mais il a pour effet de diminuer la sensibilité de la méthode.

Nous avons pu montrer dans le précédent chapitre qu'une analyse qui limite la reconstruction des événements en 4 jets perd en efficacité par rapport à une étude où le nombre moyen de jets reconstruits

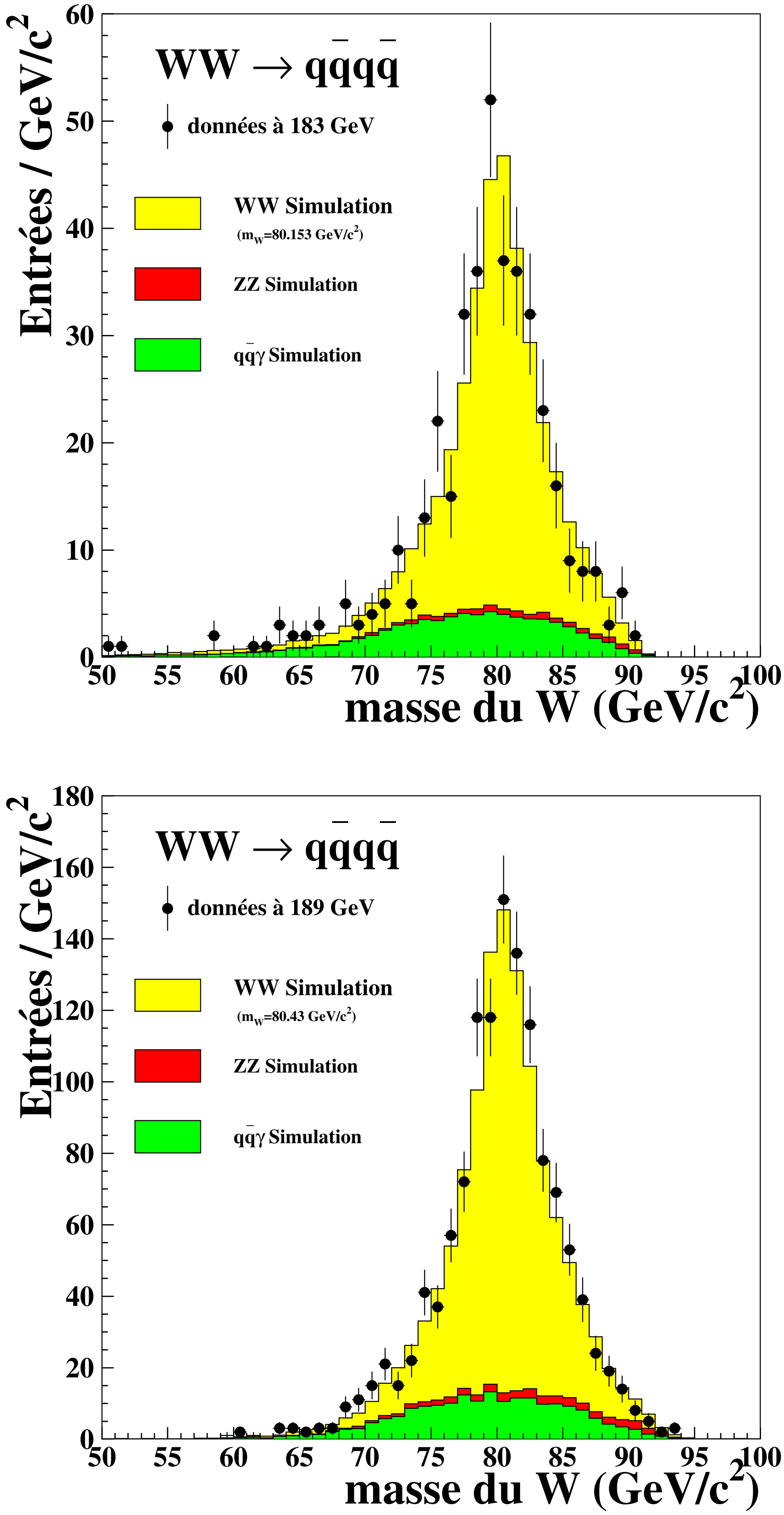


FIG. 5.13: *Distributions de la masse du W (c'est-à-dire ici* $\sqrt{(m_{W_1})^2 + (m_{W_2})^2}$*, voir paragraphe 4.2.3 du chapitre 4) reconstruite avec la méthode des réseaux de neurones pour les données (points avec les barres d'erreur) à 183 GeV (figure du haut) et 189 GeV (figure du bas) comparée à la distribution attendue avec la simulation (histogramme achuré) pour le canal* WW → $q\bar{q}q\bar{q}$.

est supérieur. Elle permet en outre de mieux tenir compte de la radiation de gluon. Nous améliorons la résolution sur la masse de l'ordre de 6 % en utilisant un nombre moyen de jets égal à 5 environ avec cette méthode d'association des jets.

Chapitre 6

Mesure de la masse du boson W

6.1 Introduction

La mesure de la masse du W s'obtient par deux méthodes principales. La première ajuste la forme de la distribution de masse à l'aide d'une fonction analytique qui dépend de $\mathrm{M_W}$. Une paramétrisation est difficile à établir à cause des effets de détection et des processus physiques complexes à modéliser. Elle nécessite une calibration de la masse pour corriger les approximations de la paramétrisation. Cette méthode est brièvement décrite au début de ce chapitre. La deuxième méthode évite la paramétrisation en comparant directement la population prédite par la simulation, qui dépend de $\mathrm{M_W}$, à celle qui est obtenue dans les données dans des domaines finis judicieusement choisis. Une technique de pondération des événements simulés à des masses arbitraires de W permet de calculer la population attendue dans chaque domaine. Cette méthode a été adoptée dans l'analyse finale.

Un calcul de maximum de vraisemblance est utilisé pour l'ajustement de la distribution reconstruite. La sensibilité à la masse du W est améliorée en ajustant le maximum de vraisemblance à une distribution à deux dimensions. Les deux dimensions choisies sont la valeur moyenne et la différence des deux masses des deux W reconstruits pour chaque événement. Nous verrons qu'on a également intérêt à séparer les événements en fonction du nombre de jets reconstruits.

La troisième partie de ce chapitre donne les résultats obtenus pour la masse du W à 183 GeV et 189 GeV et présente les différents tests réalisés pour vérifier ces valeurs.

6.2 Méthode de paramétrisation du signal

Cette méthode utilise, pour décrire la distribution de masse du W, une fonction analytique plus ou moins arbitraire qui ne tient pas compte de tous les effets des processus physiques et de détection présents trop difficiles à modéliser. L'effet de la fonction sur des échantillons simulés à des masses connues doit être évalué pour relier les paramètres de la fonction à la masse du boson W.

6.2.1 Choix de la paramétrisation

Le choix d'une fonction est délicat car la distribution de masse est complexe. Elle ne peut être décrite par une expression trop simple si on veut optimiser la sensibilité à la masse. Pour illustrer la méthode, la distribution de masse est ici paramétrée par le produit d'une Breit-Wigner $BW(M_W, m)$ de largeur variable $\Gamma(m) = \Gamma_W(\frac{m}{M_W})^2$, selon [107], avec une fonction d'espace de phase $PS(m)$:

$$BW(M_W, m) \times PS(m) \propto \frac{\Gamma_W}{M_W} \frac{m^2}{(m^2 - M_W^2)^2 + \frac{m^4 \Gamma_W^2}{M_W^2}} \times \sqrt{E_{\text{fais}}^2 - m^2}$$

où le terme de largeur constante du W vaut $\Gamma_W = 2.07$ GeV/c^2 et E_{fais} est l'énergie du faisceau. La masse du W cherchée est notée M_W. Cette expression est convoluée avec une fonction de résolution $G(m, m_f)$ qui tient en partie compte des effets de la détection et de la reconstruction. La distribution de masse étant asymétrique, la fonction de résolution choisie est la somme de deux gaussiennes asymétriques :

$$G(m, m_f) = \alpha(1 + \beta_1(m - m_f))\frac{e^{-\frac{(m-m_f)^2}{2\sigma_1}}}{\sigma_1\sqrt{2\pi}} + (1-\alpha)(1 + \beta_2(m - m_f))\frac{e^{-\frac{(m-m_f)^2}{2\sigma_2}}}{\sigma_2\sqrt{2\pi}}$$

- α : poids relatif de la première gaussienne.
- σ_1 et σ_2 : résolution de chaque gaussienne.
- β_1 et β_2 sont utilisés pour prendre en compte les asymétries. L'asymétrie n'est pas la même en fonction de la masse à cause de l'espace de phase qui varie. En procédant par une recherche itérative sur des échantillons simulés à des masses connues, on paramétrise β_i en fonction de la masse du W.
- m_f : la masse de chaque événement reconstruit ($m_f = (M_W^1 + M_W^2)/2$)

On sépare les événements en deux catégories : ceux qui ont une différence entre les deux masses M_W^1 et M_W^2 inférieure à 10 GeV et ceux pour lesquels cette différence est comprise entre 10 et 20 GeV. La résolution sur la masse pour ces événements est différente puisque qu'on s'attend à deux objets de masses proches lorsque l'événement est bien reconstruit. Cet effet est représenté par les histogrammes de la figure 6.1. Le tableau 6.1 donne la valeur des cinq paramètres $\alpha, \sigma_i, \beta_i$ évalués pour la fonction de résolution. Environ 25 % des événements ont une différence plus grande que 20 GeV, mais ils ne sont pas utilisés pour cette étude car la résolution sur la masse est mauvaise et difficile à paramétrer.

	$\lvert M_1 - M_2\rvert \leq 10$	$10 \leq \lvert M_1 - M_2\rvert \leq 20$
α	0.54	0.32
β_1	0.	1.7+0.3(M_W-80.35)
β_2	0.064-0.044(M_W-80.35)	-0.056(M_W-80.35)
σ_1	0.96	1.48
σ_2	3.66	3.92

TAB. 6.1: *Paramètres utilisés dans la fonction de résolution $G(m, m_f)$ décrite dans le texte. La masse du W cherchée est notée M_W.*

La distribution est décrite par la fonction $F(M_W, m_f)$:

$$F(M_W, m_f) \propto \left(\int_0^{E_{\text{fais}}} BW(M_W, m) \times PS(m) \times G(m, m_f) dm\right) + P_b(m_f) \tag{6.1}$$

où pour l'ajustement on se limite à l'intervalle $70 \leq m_f \leq 89$ GeV/c^2. La forme du fond $P_b(m_f)$ est prise en compte par une interpolation numérique de la distribution Monte-Carlo. L'ajustement de la distribution de masse par une méthode de minimum de χ^2 est montré sur la figure 6.1 pour les deux régions de différence de masses.

Nous avons également paramétré la distribution de masse à l'aide de la courbe théorique donnée par la section efficace différentielle $d\sigma/dM_1dM_2$ de production de deux W de masse M_1 et M_2 [65] décrite au paragraphe 1.4.3 du premier chapitre. Un changement de variable permet de passer à $d\sigma/d(M_1 + M_2)d(M_1 - M_2)$, la distribution de la valeur moyenne est alors obtenue en intégrant sur la différence $(M_1 - M_2)$. Un exemple d'utilisation de cette paramétrisation, appliquée à une méthode

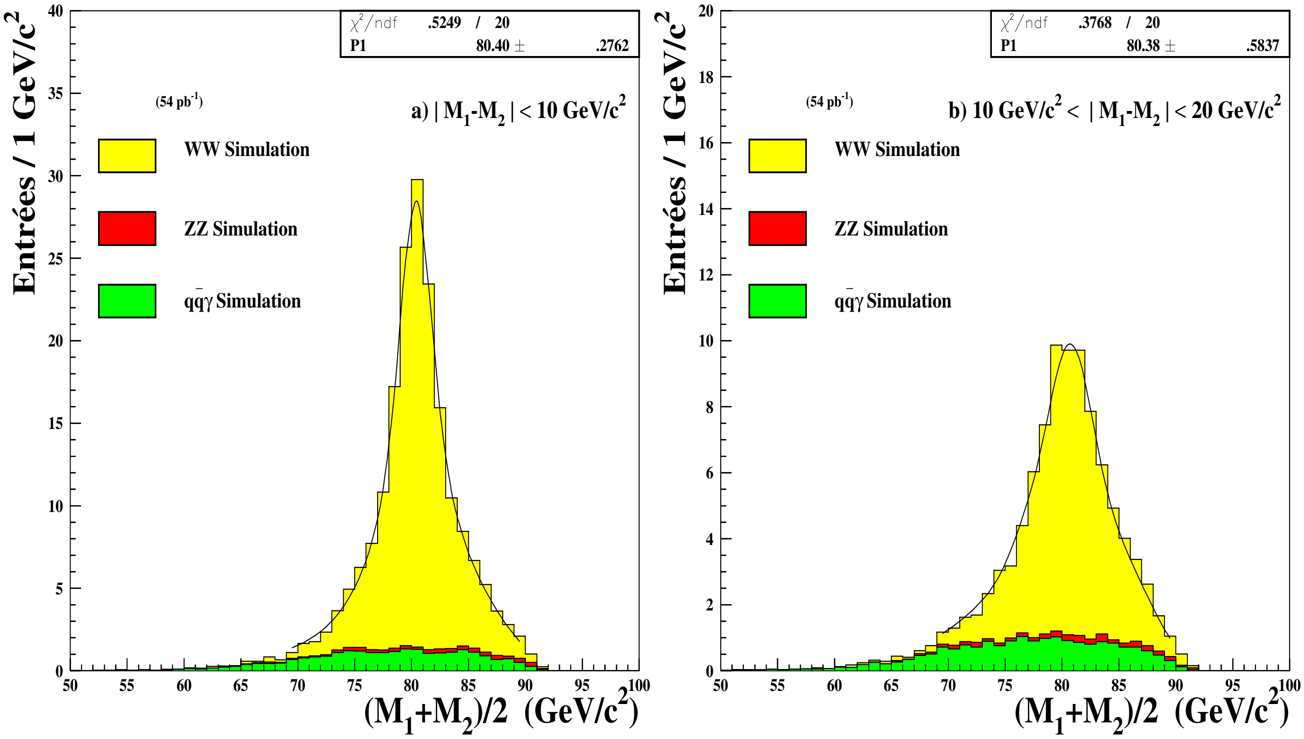


FIG. 6.1: *Distributions de masse pour des événements simulés à 183 GeV ayant une différence entre les deux masses* $M_W^1 - M_W^2 \leq 10$ GeV/c^2*, histogramme a) et* $10 \leq M_W^1 - M_W^2 \leq 20$ GeV/c^2*, histogramme b). Les courbes continues lissées correspondent à l'ajustement de la distribution de masse par la fonction analytique (6.1). Le* χ^2/ndf *de l'ajustement, ainsi que la masse de W (notée* P_1*) et l'erreur statistique obtenue sont données dans le cadre supérieur droit. Le nombre d'entrées a été normalisé aux données.*

simplifiée pour l'attribution des jets, est donné dans la référence [104]. Cette paramétrisation ne permet pas d'améliorer la description de la distribution de masse et augmente d'un facteur dix le temps de calcul par rapport à la description par la fonction (6.1).

6.2.2 Calibration

Il est nécessaire d'appliquer une correction à la masse et à l'erreur statistique lorsqu'on emploie la méthode analytique. On constate en effet que les masses obtenues à l'aide de la fonction (6.1) sont 80.396 GeV/c^{2}et 80.379 GeV/c^{2}pour $M_W^1 - M_W^2 \leq 10$ GeV/c^2 et $10 \leq M_W^1 - M_W^2 \leq 20$ GeV/c^2 respectivement, alors que la masse générée est 80.35 GeV/c^2. La correction est évaluée à partir de cinq échantillons de masses générées $M_{\text{gén}}$ à 79.35, 79.95, 80.35, 80.75 et 81.35 GeV/c^2. La réponse de l'ajustement en fonction de la masse vraie générée est montrée dans la figure 6.2 pour les deux régions de différence de masses. Le biais sur la masse est bien décrit par une fonction linéaire du type :

$$M_{\text{obt}} - 80.35 = b + a * (M_{\text{gén}} - 80.35) \qquad (6.2)$$

où M_{obt} est la masse obtenue à partir de la fonction analytique (6.1) et $M_{\text{gén}}$ est la masse de génération de l'échantillon Monte-Carlo. La résolution sur la masse du W attendue par cette méthode est évaluée à 235 MeV/c^2 sur la simulation à 183 GeV. La masse obtenue dans les données est 80.129 GeV/c^2 à cette énergie.

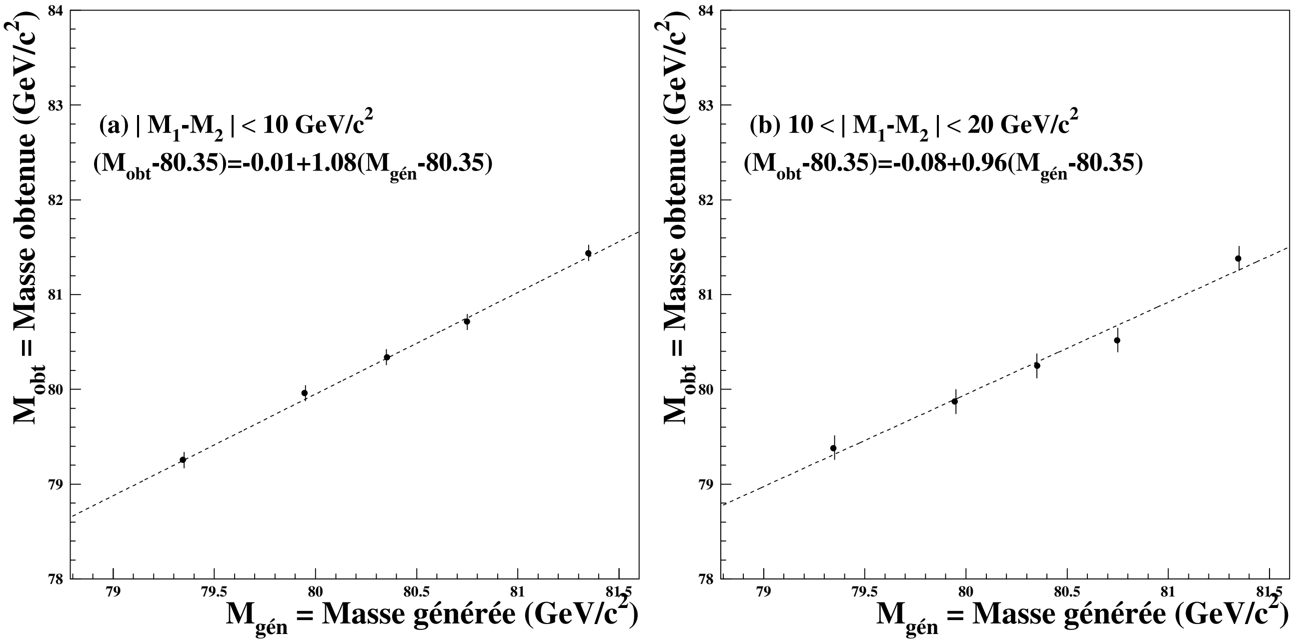


FIG. 6.2: *Courbe de calibration de la méthode de paramétrisation du signal par la fonction analytique* $F(M_W, m_f)$ *(6.1) pour deux régions de différence de masses. L'histogramme (a) correspondant à* $M_W^1 - M_W^2 \leq 10$ GeV/c^2 *et l'histogramme (b) à* $10 \leq M_W^1 - M_W^2 \leq 20$ GeV/c^2. *L'abscisse correspond à la masse vraie générée* $M_{\text{gén}}$ *et l'ordonnée à la masse obtenue par la fonction d'ajustement* M_{obt}.

6.3 Méthode de pondération du Monte-Carlo

La méthode précédente a montré les difficultés rencontrées lorsqu'on cherche à décrire la forme de la distribution de masse reconstruite. Les sources de distorsion sont nombreuses : effets de détection, méthode de reconstruction de la masse, phénomènes physiques comme la radiation dans l'état initial de photons (ISR) qui modifie l'espace de phase, etc.

La méthode finalement adoptée pour mesurer la masse est différente. Elle utilise directement la forme prédite par la simulation Monte-Carlo et on cherche la distribution qui s'ajuste le mieux à celle obtenue dans les données. On intègre ainsi tous les effets possibles de distorsion et l'ajustement est le meilleur possible, aux erreurs statistiques et systématiques près.

6.3.1 Maximum de vraisemblance à deux dimensions

Une méthode de maximum de vraisemblance, fonction de la masse du W, est utilisée pour comparer les données et la simulation.

Choix des dimensions

Les distributions qu'on compare sont à deux dimensions. On pourrait utiliser M_1 et M_2 pour les deux dimensions, mais il est plus avantageux de choisir $(M_1 + M_2)/2$ et $|M_1 - M_2|$. En effet, la valeur moyenne des masses, ou mieux $\sqrt{(M_1^2 + M_2^2)/2}$, permet de compenser des erreurs d'attribution de traces comme le justifient l'équation (4.2) et la figure 4.10 du chapitre 4. Un gain d'environ 5 % est observé avec la moyenne des carrés par rapport à la moyenne simple. La deuxième dimension, $|M_1 - M_2|$, permet d'incorporer dans la fonction de maximum de vraisemblance un critère qui sépare les événements bien reconstruits des autres. On s'attend à une petite différence de masses entre les deux W à cause de la largeur de désintégration $\Gamma = 2.07$ GeV/c^2 du W. Une grande différence de masses est le signe d'une mauvaise reconstruction. La figure 6.1 montre la différence de résolution pour les deux intervalles $M_W^1 - M_W^2 \leq 10$ GeV/c^2 et $10 \leq M_W^1 - M_W^2 \leq 20$ GeV/c^2. Les distributions à deux dimensions sont représentées dans la figure 6.3 pour le signal et le bruit de fond $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$.

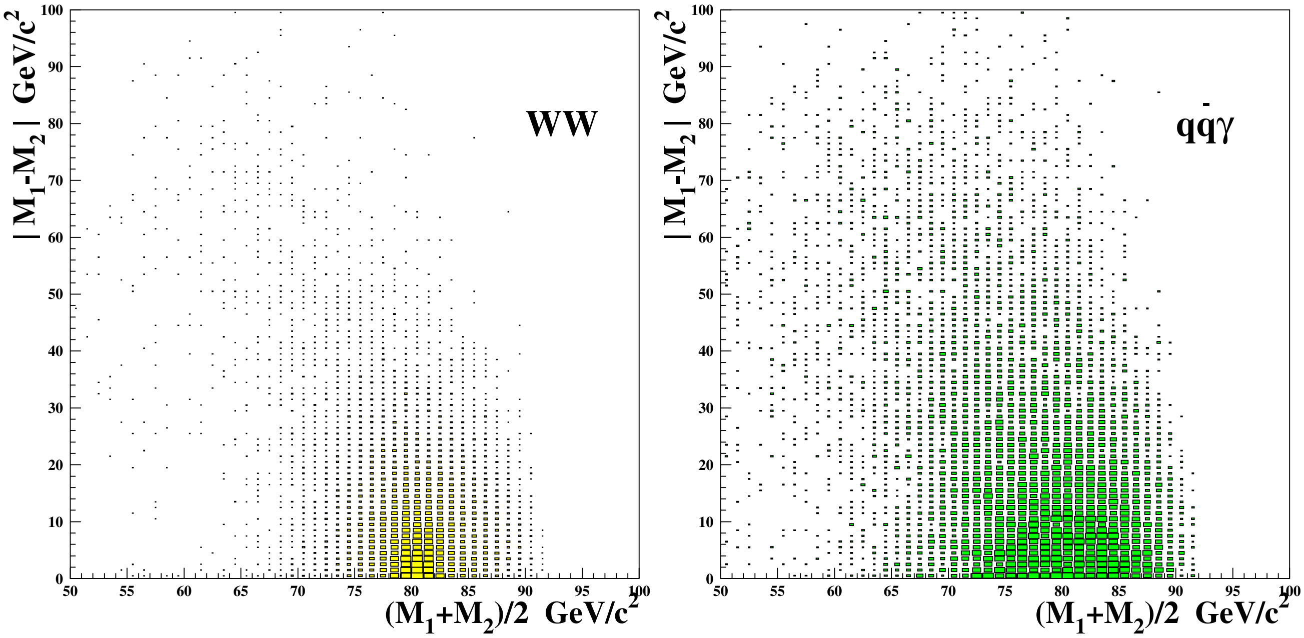


FIG. 6.3: *Moyenne et différence des masses pour des événements* $\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ *(gauche) et de bruits de fond* $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$ *simulés (droite). La normalisation relative est arbitraire. Une méthode de maximum de vraisemblance est appliquée sur ces distributions pour extraire la masse du boson W.*

La projection de la première dimension correspond à la masse reconstruite et est donnée à 183 et 189 GeV par la figure 5.13 du chapitre précédent. La projection de la deuxième dimension, la différence de masses, est montrée à 189 GeV pour des événements reconstruits à 4 jets et à 5 jets sur la figure 6.4. Les données simulées et reconstruites sont en accord. Les différentes catégories de jets ont été séparées car, comme nous le verrons plus loin, nous distinguons ces événements dans la fonction de maximum de vraisemblance.

Choix des intervalles

Pour comparer les distributions prédites par la simulation à celles obtenues dans les données, on décompose les distributions en différents intervalles disjoints. Dans chaque intervalle, c'est-à-dire "pavé" (i,j), le nombre d'événements attendus par la simulation $N_{(i,j)}^{\mathrm{MC}}$ est une fonction de la masse du W. Ce nombre est comparé au nombre d'événements observés dans les données $N_{(i,j)}^{\mathrm{D}}$. La probabilité d'observer un événement dans l'intervalle (i,j) est $p_{(i,j)} = N_{(i,j)}^{\mathrm{MC}}/N_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{MC}}$, où $N_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{MC}}$ est le nombre total d'événements Monte-Carlo attendus (signal et bruit de fond). La probabilité d'observer $N_{(i,j)}^{\mathrm{D}}$ événements dans l'intervalle (i,j) est $\left(p_{(i,j)}\right)^{N_{(i,j)}^{\mathrm{D}}}$. La probabilité pour l'ensemble des pavés de la

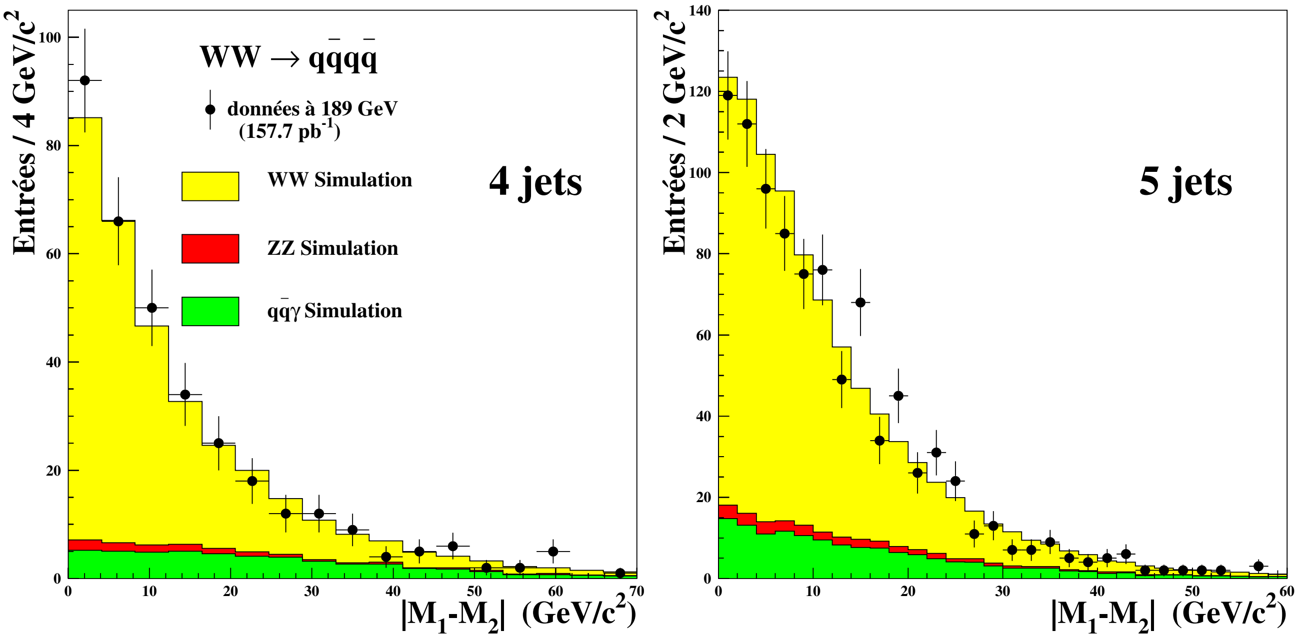


FIG. 6.4: *Projection de la deuxième dimension utilisée dans la fonction de maximum de vraisemblance : la différence de masses $|M_1 - M_2|$ entre les masses de W reconstruites. Les événements sont séparés en événements à 4 jets reconstruits à l'aide du $y_{\rm cut}$=0.001 et à 5 jets à 189 GeV (voir chapitre 4). Les événements "naturellement" reconstruits à plus de 5 jets sont forcés dans la configuration à 5 jets pour cet histogramme.*

distribution à deux dimensions est :

$$\frac{N^{\rm D}!}{\prod_{(i,j)} \; N^{\rm D}_{(i,j)}!} \prod_{(i,j)} \; \left(p_{(i,j)}\right)^{N^{\rm D}_{(i,j)}}$$

En maximisant cette expression, ou encore en minimisant l'opposé de son logarithme, on forme la fonction de vraisemblance à deux dimensions :

$$\mathcal{L}(M_W) = -2 \sum_{i}^{N^i_{\rm inter}} \sum_{j}^{N^j_{\rm inter}} N^{\rm D}_{(i,j)} \; \log \left(\frac{N^{\rm MC}_{(i,j)}}{N^{\rm MC}_{\rm tot}} \right) \tag{6.3}$$

Cette expression ne tient pas compte de la constante de normalisation $(N^{\rm D}!/\prod_{(i,j)} N^{\rm D}_{(i,j)}!)$, qui ne varie pas au cours de l'ajustement et n'influence ni la valeur du minimum, ni celle de l'erreur. Le nombre d'intervalles selon $\sqrt{(M_1^2+M_2^2)/2}$ est noté $N^i_{\rm inter}$ et $N^j_{\rm inter}$ selon $|M_1 - M_2|$. On se limite aux intervalles $50 \leq \sqrt{(M_1^2+M_2^2)/2} \leq 89$ GeV/c^2 et $0 \leq |M_1 - M_2| \leq 80$ GeV/c^2. Pour $65 \leq \sqrt{(M_1^2+M_2^2)/2} \leq 89$ GeV/c^2 et $0 \leq |M_1 - M_2| \leq 40$ GeV/c^2, il y a $21 \times 7 = 147$ pavés (i,j) et, au total, 153 pour couvrir le plan à deux dimensions. La dimension des intervalles a été choisie de façon à être la plus petite possible, pour augmenter ainsi la sensibilité à la masse, mais en vérifiant que le nombre minimum d'événements simulés dans chaque pavé (i,j) soit suffisamment grand. Il est environ 250 fois à 183 GeV, et 50 fois à 189 GeV, supérieur à celui attendu dans les données. Ces proportions sont fonction du nombre d'événements disponibles dans la simulation. Les nombres d'événements WW → q$\bar{\rm q}$q$\bar{\rm q}$ utilisés dans l'analyse sont indiqués dans les tableaux 6.2 et 6.3 pour 183 GeV et 189 GeV.

6.3.2 Pondération des événements

Il n'est pas envisageable de produire une grande quantité d'événements simulés pour chaque masse de W possible (tous les MeV/c^2 environ) dans un intervalle raisonnable autour de la masse du W attendue ($79 \leq M_W \leq 82$ GeV/c^2). Cette difficulté technique est résolue en repondérant à une nouvelle masse M_W^{n} des événements générés à la masse $M_{\mathrm{gén}}$ [108].

Poids des événements

Pour prendre en compte correctement tous les diagrammes de Feynman contribuant à la production de 4 fermions à LEP2, DELPHI a choisi d'utiliser le générateur d'événements EXCALIBUR [63]. Tous les diagrammes sont ainsi pris en compte avec les effets d'interférences et de corrections radiatives.

Le poids de pondération $w(i)$ d'un événement i est donné par le rapport du carré des éléments de matrice $\mathcal{M}$:

$$w(i) = \frac{|\mathcal{M}(M_W^{\mathrm{n}}, \Gamma_W^{\mathrm{n}}, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2}{|\mathcal{M}(M_W^{\mathrm{gen}}, \Gamma_W^{\mathrm{gen}}, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2} \tag{6.4}$$

où p_1, p_2, p_3, p_4 sont les quadrivecteurs des 4 fermions du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4}$ et Γ_W la largeur du W. Cette largeur est constante au cours de la pondération.

Bien que l'utilisation de cette méthode soit beaucoup plus rapide que la simulation complète de nouveaux événements, elle reste trop lente quand il est nécessaire de pondérer un très grand nombre de masses lors de la recherche du minimum de la fonction de vraisemblance. Afin d'augmenter la vitesse de calcul, une interpolation est utilisée entre les poids calculés à différentes masses. Un pas de 50 MeV/c^2 est utilisé pour construire une table de 48 poids correspondant à des masses comprises entre $79 \leq M_W \leq 81.35$ GeV/c^2. Le poids d'un événement, à une masse comprise entre deux poids de la table, est obtenu par interpolation linéaire. Cette approximation produit une incertitude plus petite que 1 MeV/c^2 sur la masse du W par rapport au calcul complet avec l'élément de matrice et permet un gain en temps d'un facteur 130 environ.

Pondération avec plusieurs masses générées

Lorsqu'un lot d'événements engendrés à une certaine masse est pondéré à une nouvelle masse, cet échantillon perd de son pouvoir statistique. Le nombre équivalent d'événements N_{eff} de N événements pondérés est appelé "statistique effective" et est donné par :

$$N_{\mathrm{eff}} = \frac{\left(\sum_i^N w(i)\right)^2}{\sum_i^N w(i)^2}$$

où $w(i)$ est le poids de chaque événement i pondéré à la nouvelle masse. Une distribution venant de la somme de N événements pondérés a donc le même poids statistique que N_{eff} événements non pondérés. L'effet de cette perte statistique est illustré par la figure 6.5 où on voit que lorsqu'on repondère à 1 GeV de la masse générée, le poids statistique de l'échantillon est réduit de moitié environ.

Nous avons pondéré cinq échantillons de masses de W générées à 79.35, 79.95, 80.35, 80.75 et 81.35 GeV/c^2 à une même masse en tenant compte du poids effectif de chaque échantillon pour cette masse. On obtient ainsi des distributions ayant un poids statistique effectif suffisamment important pour toutes les masses pondérées. Cette méthode permet également d'augmenter la statistique Monte-Carlo disponible à une masse arbitraire.

6.4 Résolution des événements à 4, 5, et 6-7-8 jets

La valeur du paramètre qui permet de définir la distance relative entre les jets, le y_{cut}(=0.001) décrit au chapitre 4, a été choisie suffisamment petite de façon à isoler des événements 4 jets bien

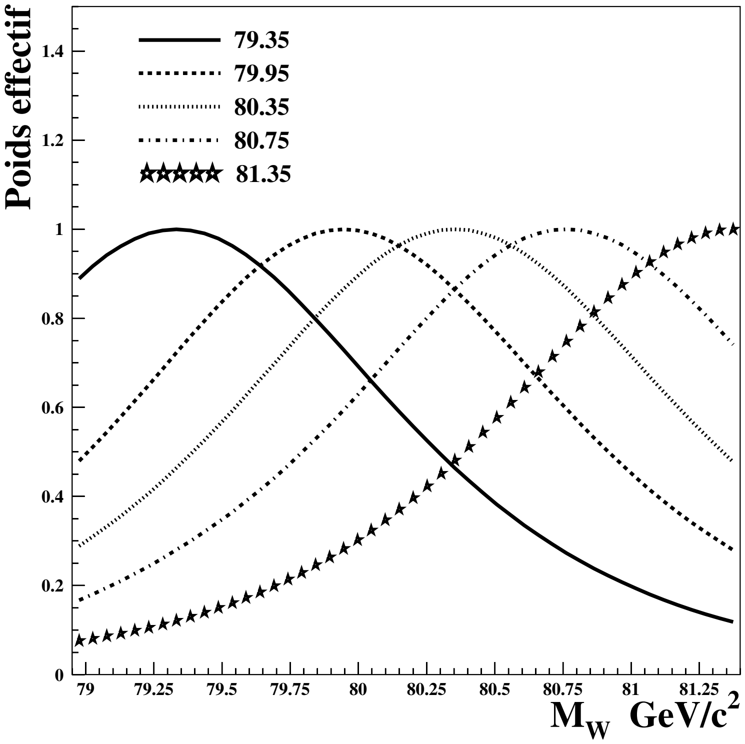


FIG. 6.5: *Poids effectif (ordonnée) d'échantillons engendrés à 5 masses en fonction de la nouvelle masse après pondération (abscisse) à l'aide de l'équation (6.4). Le maximum de chaque courbe vaut 1, il correspond à la masse de génération. La pondération à une nouvelle masse diminue le poids statistique de l'échantillon.*

séparés en angle. La distribution du nombre de jets a été montrée dans la figure 5.1 du chapitre précédent. La méthode utilisée pour l'association des jets a une efficacité proche de 100 % pour trouver la bonne combinaison des événements à 4 jets et la résolution sur la masse du W est très bonne. Les événements à 5 jets, plus difficiles à associer, ont une résolution dégradée par rapport aux 4 jets. Bien que les événements reconstruits à plus de 5 jets aient été forcés dans une configuration à 5 jets pour l'association, on les distingue des événements "naturellement" reconstruits en 5 jets pour la valeur y_{cut}=0.001. Les trois histogrammes de la figure 6.6 montrent la dégradation progressive de la résolution en fonction du nombre de jets reconstruits. Les 4 jets, représentant 25 % des événements reconstruits, ont une résolution 1.4 et 2 fois supérieure aux événements à 5 et 6, 7 ou 8 jets respectivement. L'ordre de grandeur des résolutions de chacune des catégories est donné dans le tableau 6.4 à 183 GeV.

La fonction de vraisemblance (6.3) se réécrit sous la forme :

$$\mathcal{L}(M_W) = \mathcal{L}^{4\ \mathrm{jets}} + \mathcal{L}^{5\ \mathrm{jets}} + \mathcal{L}^{6-7-8\ \mathrm{jets}} \tag{6.5}$$

6.5 Résultats et tests de l'erreur statistique

Les distributions à deux dimensions simulées sont ajustées avec celles des données par la fonction de vraisemblance (6.5) en utilisant le programme MINUIT [109].

183 GeV					
Canal	$M_W = 79.35$	$M_W = 79.95$	$M_W = 80.35$	$M_W = 80.75$	$M_W = 81.35$
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	40200	27359	71649	20126	40649
$q\bar{q}(\gamma)$	1040883				

TAB. 6.2: *Nombre d'événements Monte-Carlo utilisés dans l'analyse à 183 GeV. Le canal* $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ *est généré à 5 masses de W* ($\mathrm{GeV/c^2}$) *avec EXCALIBUR tandis que les événements de bruit de fond* $q\bar{q}(\gamma)$ *sont générés avec PYTHIA.*

189 GeV		
Canal	$M_W = 80.35$	$M_W = 81.35$
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	57023	27216
$q\bar{q}(\gamma)$	607472	

TAB. 6.3: *Nombre d'événements Monte-Carlo utilisés dans l'analyse à 189 GeV. Le canal* $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ *est généré à 2 masses de W* ($\mathrm{GeV/c^2}$) *avec EXCALIBUR tandis que les événements de bruit de fond* $q\bar{q}(\gamma)$ *sont générés avec PYTHIA.*

6.5.1 Masse du W à 183 et 189 GeV

Les résultats obtenus pour la masse du boson W à 183 GeV et à 189 GeV à partir de 401 et 1309 événements sélectionnés dans les données sont :

$$M_W(183 \text{ GeV}) = 80.153 \pm 0.183 \text{ (stat) GeV/c}^2$$

$$M_W(189 \text{ GeV}) = 80.430 \pm 0.117 \text{ (stat) GeV/c}^2$$

L'erreur statistique attendue à partir de la simulation est ± 0.215 à 183 GeV et ± 0.119 à 189 GeV. Une correction de 27 $\mathrm{MeV/c^2}$ a été apportée à la masse du W pour prendre en compte l'approximation de largeur fixe du W lors de la génération des échantillons Monte-Carlo avec EXCALIBUR. Cette correction a été évaluée dans [62]. Les distributions de masse sont montrées dans la figure 5.13 du chapitre 5.

6.5.2 Contrôle de la méthode de mesure

Un certain nombre de tests ont été effectués pour contrôler les résultats précédents.

Linéarité de la pondération

La méthode suppose que la distribution Monte-Carlo qui s'ajuste le mieux à la distribution des données fournit la masse du W. Cette méthode est non biaisée par définition, c'est-à-dire qu'aucune correction à la masse ou à l'erreur statistique n'est nécessaire. Il est cependant bon de vérifier l'absence

183 GeV			
N_{jets}	4 jets	5 jets	6-7-8 jets
Nombre d'événement	102	161	139
$\Delta M_W(\text{stat})$ $\mathrm{GeV/c^2}$	0.32	0.35	0.53

TAB. 6.4: *Nombre d'événements ayant* N_{jets} *reconstruits à 183 GeV. L'ordre de grandeur de la résolution statistique* $\Delta M_W(\text{stat})$ *sur la masse du W de chacune des catégories est indiqué en* $\mathrm{GeV/c^2}$.

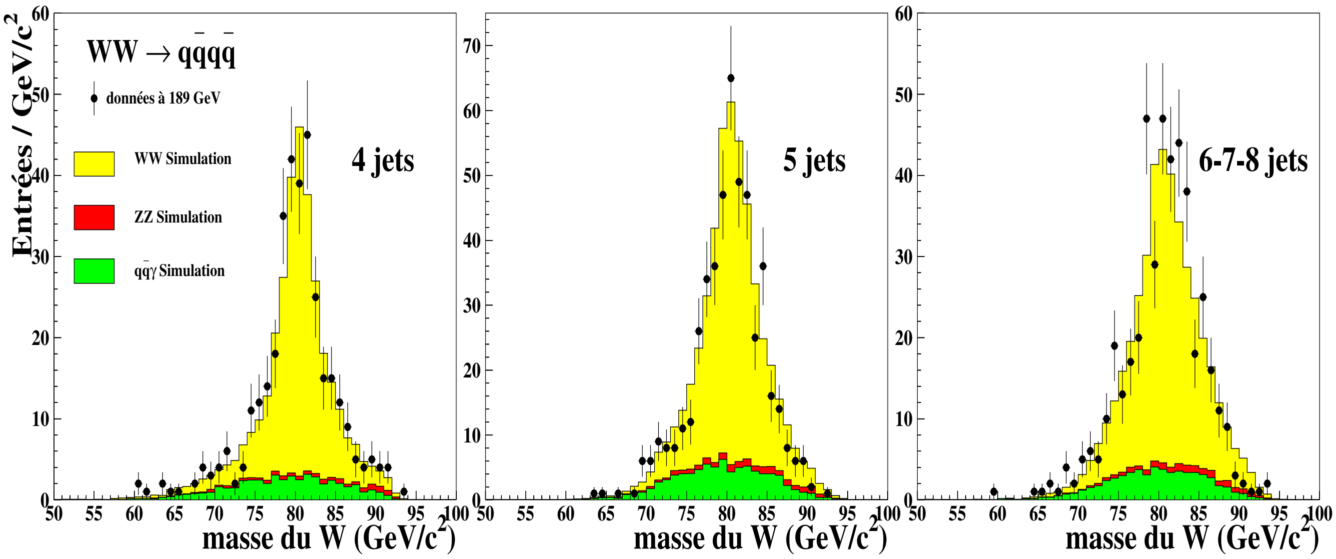


FIG. 6.6: *Distributions de la masse du W reconstruite pour les données et la simulation à 189 GeV. Les événements sont séparés en fonction du nombre de jets reconstruits avec l'algorithme de jet DURHAM pour un y_{cut}=0.001. Les événements à 6, 7 ou 8 jets sont regroupés dans le troisième histogramme.*

d'erreur technique[1] en comparant la masse obtenue pour 5 échantillons Monte-Carlo indépendants avec la masse utilisée à la génération. On construit ainsi une courbe de calibration analogue à celle de l'équation (6.2). Les valeurs de la pente a et du décalage systématique b sont fournies dans le tableau 6.5. La relation entre la masse obtenue et la masse vraie ne fait pas apparaître d'erreur dans le cadre des statistiques disponibles : la pente est en accord avec l'unité et le décalage systématique en accord avec zéro.

a	1.02 ± 0.03
b (GeV/c^2)	0.01 ± 0.02

TAB. 6.5: *Test de calibration de la méthode de pondération. Les paramètres a et b sont définis dans l'équation (6.2). Ils correspondent à la pente et au décalage systématique (éventuels) entre la masse obtenue et la masse vraie de génération.*

Vérification de l'erreur statistique

La taille des intervalles de la distribution à deux dimensions a été optimisée de façon à obtenir, dans chaque pavé, un nombre d'événement simulés suffisamment grand. Il y a au moins 250/50 fois plus d'événements Monte-Carlo que d'événements observés dans les données à 183/189 GeV. L'erreur statistique sur la masse a une variation inférieure à quelques MeV/c^2 lorsqu'on n'utilise que 60 % des événements Monte-Carlo au lieu de la statistique totale disponible. Pour contrôler l'erreur statistique, la méthode a été appliquée sur 10000 échantillons indépendants simulés constitués du même nombre d'événements que celui présent dans les données ; ces événements ayant tous préalablement passé les coupures de sélection.

1) <u>Distribution de l'erreur statistique :</u>
La distribution des 10000 erreurs statistiques obtenues en appliquant la méthode sur les

[1] Je sous-entends humaine.

échantillons simulés à 183 GeV est montrée dans la figure 6.7. La valeur moyenne des erreurs statistiques est 216 MeV/c^2, résultat qui confirme l'erreur statistique attendue de 215 MeV/c^2 lorsqu'on ajuste une distribution utilisant toute la statistique Monte-Carlo disponible. L'erreur statistique obtenue dans les données à 183 GeV est 183 MeV/c^2. Elle correspond à une situation favorable par rapport à l'erreur attendue mais compatible avec la dispersion autour de la valeur moyenne. Environ 4.5 % des échantillons Monte-Carlo ont une erreur statistique plus faible que 183 MeV.

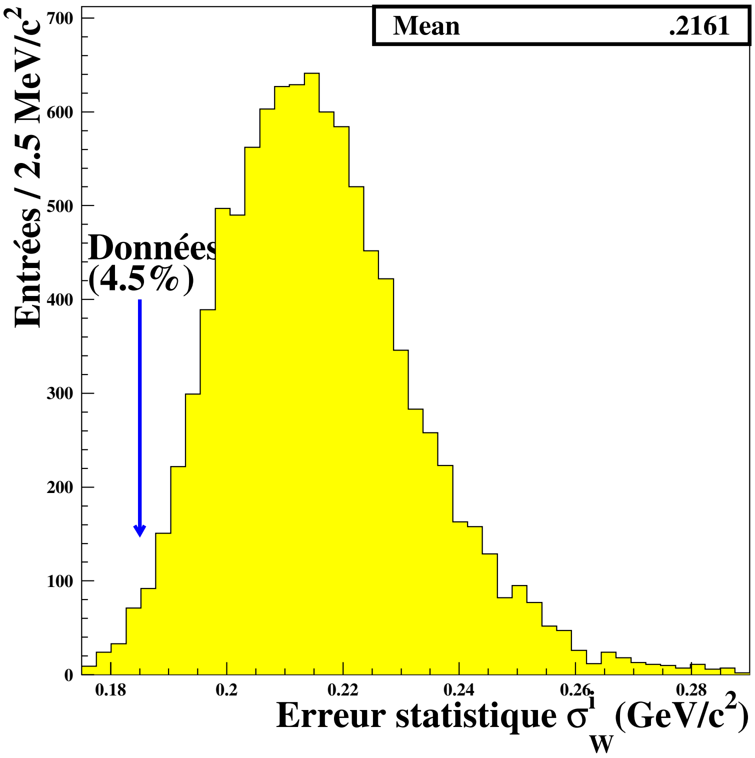


FIG. 6.7: *Distribution de l'erreur statistique obtenue avec 10000 échantillons indépendants constitués du même nombre d'événements simulés que celui observé dans les données à 183 GeV. La flèche indique l'erreur statistique obtenue dans les données à cette énergie. Environ 4.5 % des échantillons ont une erreur plus petite que 183* MeV/c^2*, erreur obtenue pour les données à 183 GeV. La valeur moyenne des erreurs statistiques est 216* MeV/c^2.

2) Dispersion autour de la masse vraie :
Pour vérifier que l'erreur statistique calculée est un bon estimateur de la dispersion des masses obtenues autour de la masse vraie 80.35 GeV/c^2 utilisée pour chaque échantillon, on définit le "Pull" :

$$\mathrm{Pull} = \frac{80.35 - \mathrm{M^i_W}}{\sigma^\mathrm{i}_\mathrm{W}}$$

où M^i_W et σ^i_W sont la masse et l'erreur statistique de l'echantillon i. La figure 6.8 montre le résultat à 183 GeV. L'écart type du "Pull" est compatible avec l'unité et la valeur centrale avec zéro.

2) Dispersion en fonction de l'erreur :
Les histogrammes précédents permettent d'établir que l'erreur statistique calculée est un bon

estimateur en valeur moyenne. On a également vérifié que cette erreur n'est pas biaisée lorsqu'elle est éloignée de la valeur la plus probable comme c'est le cas à 183 GeV. On calcule, comme précédemment, l'écart type autour de la valeur vraie 80.35 GeV/c^2, divisée par l'erreur statistique, en fonction de l'erreur statistique σ_W^i pour chaque échantillon i. La figure 6.9 montre que sur toute la gamme d'erreurs statistiques possibles, c'est-à-dire 175 MeV/c^2 $\leq \sigma_W^i \leq$ 280 MeV/c^2, l'écart type est compatible avec l'unité.

6.6 Conclusion

La méthode utilisée, fondée sur l'utilisation de la forme des distributions prédites par le Monte-Carlo, a permis d'éviter les difficultés liées à une paramétrisation analytique des distributions. La fonction de vraisemblance fournit une estimation fiable de la masse et de l'erreur statistique comme l'étude des échantillons simulés l'a confirmé. Nous le verrons dans le dernier chapitre, les résultats obtenus pour la masse du boson W sont en bon accord avec d'autres analyses et la résolution sur la masse est voisine de l'optimum obtenu par les expériences LEP.

Les jets, après association, forment deux ensembles dont la masse invariante est proche puisque correspondant aux deux W initiaux. La sensibilité à la masse est augmentée en tenant compte de cet effet et en construisant une fonction de vraisemblance à deux dimensions. La première dimension est la valeur moyenne des masses invariantes des deux ensembles, elle présente un pic à la masse du W autour de 80 GeV. La deuxième dimension est la différence de masse entre les deux ensembles, elle est petite pour des W et grande pour des événements mal reconstruits ou qui sont des événements de bruit de fond. Le passage à deux dimensions permet un gain de 11 % sur la résolution par rapport à une méthode de vraisemblance à une dimension n'utilisant que la valeur moyenne des masses des deux W.

Le nombre de jets reconstruits pouvant varier entre 4 et 8, la fonction de vraisemblance sépare les événements à 4 jets, 5 jets, et 6-7-8 jets. Les 4 jets sont bien séparés en angle, alors que dans le cas des événements à 6-7-8 jets il est très difficile de les attribuer correctement aux deux W, ce qui a pour conséquence une résolution médiocre sur la masse. Cette séparation conduit à un gain de 7 % sur la résolution de la masse.

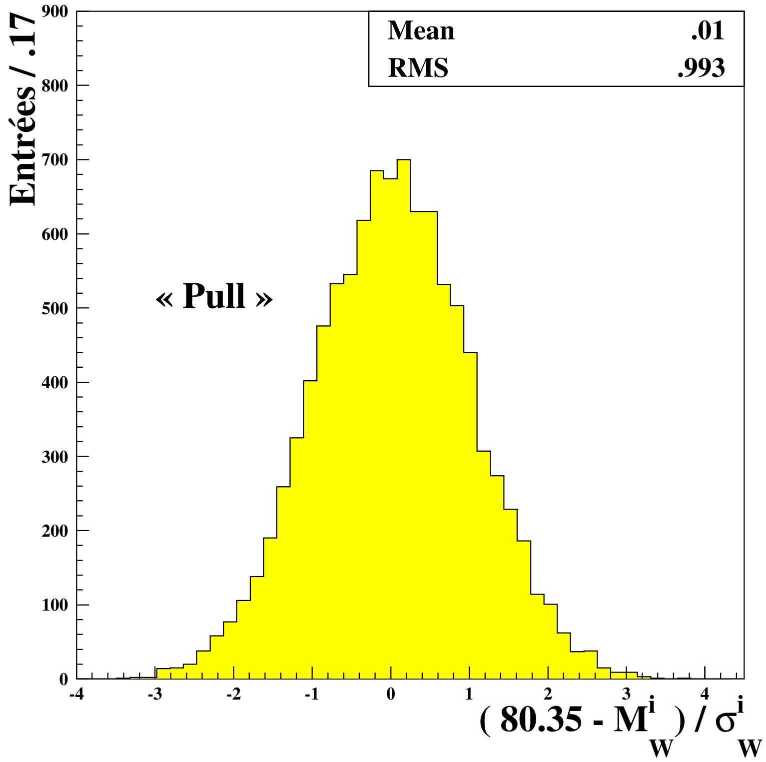


FIG. 6.8: *Dispersion de la différence entre la masse obtenue et la masse vraie 80.35* GeV/c^2 *divisée par l'erreur statistique calculée sur 10000 échantillons Monte-Carlo constitués du même nombre d'événements que celui observé dans les données. La valeur moyenne est* 0.01 ± 0.01 *et l'écart type* 0.99 ± 0.01*.*

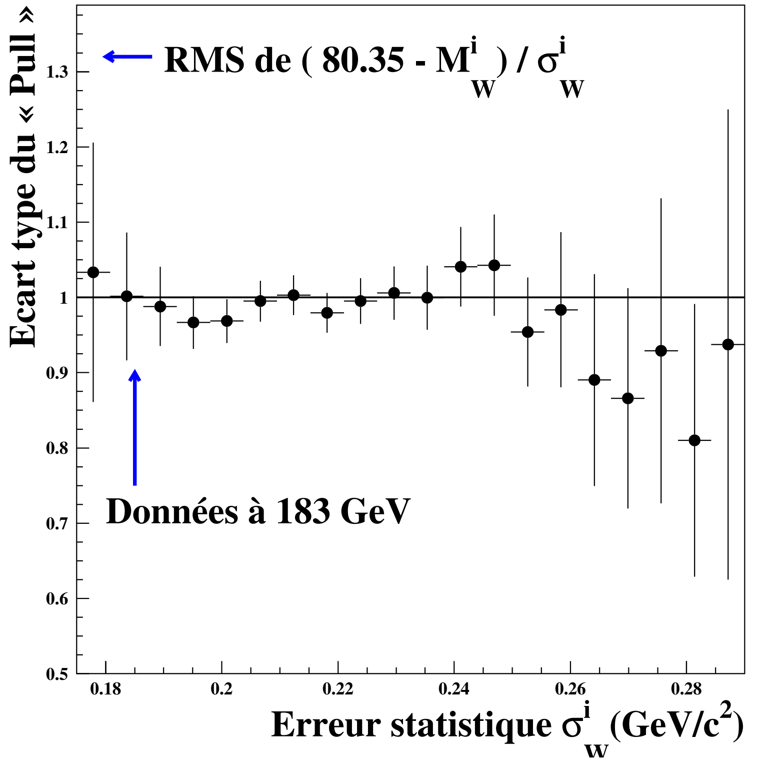


FIG. 6.9: *L'ordonnée correspond à la valeur de l'écart type de la distribution du "Pull"* $(80.35 - M_W^i)/\sigma_W^i$*. L'abscisse est l'erreur statistique* σ_W^i *de l'échantillon i. L'erreur statistique obtenue pour les données à 183 GeV est indiquée.*

Chapitre 7

Incertitudes systématiques sur la mesure

7.1 Introduction

Ce chapitre ébauche l'analyse des effets systématiques qui peuvent affecter la mesure de la masse du W. Ils proviennent tous d'imperfections de la simulation dues à l'ignorance partielle d'une part de la modélisation théorique de l'interaction et, d'autre part, de la compréhension de la réponse du détecteur ou du faisceau. Il y a en outre plusieurs niveaux dans les incertitudes théoriques. Le calcul des corrections radiatives est ardu mais assez bien maîtrisé. Au contraire, la fragmentation ou les effets d'interaction dans l'état final (Bose-Einstein et recombinaison de couleur) restent liés à un ajustement empirique des données, qui n'est jamais achevé.

7.2 Incertitudes expérimentales

Nous allons décrire différentes sources d'incertitudes expérimentales. L'effet dû à la fragmentation est inclu dans cette partie car indissociable des effets expérimentaux dans la méthode employée qui est fondée sur l'étude des événements au pic du Z à 91 GeV.

7.2.1 Energie du faisceau

L'énergie du faisceau E_{faisc} délivrée par le LEP est utilisée dans la contrainte de l'ajustement cinématique des jets donnée par l'équation (4.3) du chapitre 4. L'incertitude ΔE_{faisc} sur la connaissance de l'énergie du faisceau se répercute sur la masse mesurée suivant la relation :

$$\Delta \mathrm{M_W} = \mathrm{M_W} \frac{\Delta E_{\text{faisc}}}{E_{\text{faisc}}} \tag{7.1}$$

A LEP1, l'utilisation du phénomène de dépolarisation résonnante a permis d'obtenir une incertitude sur l'énergie du faisceau très faible [110]. La largeur de la résonance devient cependant trop grande lorsque l'énergie du faisceau devient supérieure à 55 GeV comme c'est le cas à LEP2.

Une précision de 30 MeV/c^2 sur la masse du W nécessite une incertitude $\Delta E_{\text{faisc}} < 15$ MeV. La méthode employée actuellement à LEP2 pour déterminer l'énergie du faisceau est la suivante [111] :

- Le champ magnétique local dans les dipôles de l'accélérateur LEP est mesuré à basse énergie dans la région $41 \leq E_{\text{faisc}} \leq 61$ GeV par 16 sondes NMR et calibré avec la méthode de dépolarisation résonnante. La figure 7.1 représente un des dipôles utilisés au LEP.

- La relation entre l'énergie du faisceau et la mesure du champ magnétique est supposée linéaire entre la région calibrée par dépolarisation et celle à haute énergie. En 1998 le "Fill 5214" a permis, pour la première fois, d'obtenir 5 points de mesure à basse énergie. L'incertitude sur l'extrapolation représente l'erreur systématique dominante sur la détermination de l'énergie du faisceau à haute énergie.

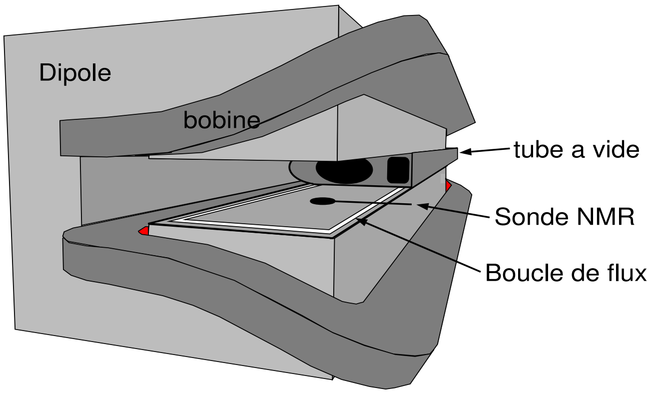


FIG. 7.1: *Représentation artistique d'un dipôle de l'accélérateur LEP. L'énergie du faisceau est obtenue par la mesure du champ magnétique par les sondes NMR des dipôles. Des boucles de câbles mesurent le flux du champ magnétique.*

Les incertitudes sur l'énergie du faisceau ont été évaluées [111] pour les quatre années de fonctionnement du LEP. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 7.1. Les incertitudes seront prochainement diminuées grâce à l'installation de spectromètres capables de déterminer directement E_{faisc} à haute énergie [112].

Année	Energie dans le centre de masse	Incertitude sur E_{faisc}
1996	161 GeV	27 MeV
1996	172 GeV	30 MeV
1997	183 GeV	25 MeV
1998	189 GeV	20 MeV

TAB. 7.1: *Incertitude sur l'énergie du faisceau E_{faisc} pour les quatre années de prise de données à LEP2 [111].*

Pour tenir compte des fluctuations du champ magnétique dans les dipôles au cours du temps, on utilise dans l'analyse une valeur de l'énergie du faisceau évaluée toutes les 15 minutes. La distribution de l'énergie du faisceau est montrée dans la figure 7.2 pour les données en 1998 à 189 GeV. Si au lieu de prendre en compte ces fluctuations de l'énergie, on utilise la valeur moyenne de l'énergie du faisceau $< E_{\text{faisc}} >= 94.3\ GeV$, on obtient une masse plus basse de 9 MeV/c^2 dans les données.

Les incertitudes systématiques estimées sur la masse du W à partir de la relation (7.1) pour les données à 183 GeV et 189 GeV sont $\Delta M_W = 21$ MeV/c^2 et $\Delta M_W = 17$ MeV/c^2 respectivement.

7.2.2 Estimation du bruit fond $q\bar{q}(\gamma)$

La méthode mise au point pour sélectionner les événements et reconstruire leurs masses prévilégie les masses comprises entre 70 GeV/c^2 et 90 GeV/c^2. Le biais introduit par les événements de bruit de fond est pris en compte dans le Monte-Carlo mais la simulation n'est pas parfaite. Pour simuler une description approximative, le niveau et la forme du bruit de fond prédits sont modifiés dans le Monte-Carlo.

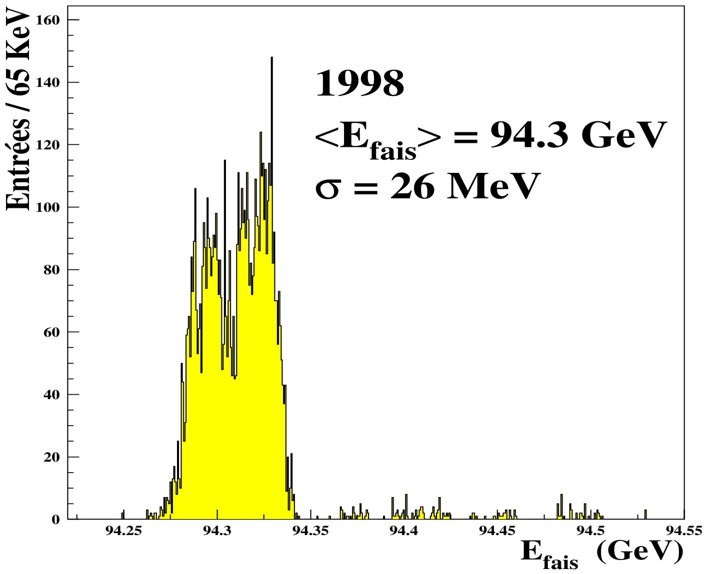


FIG. 7.2: *Distribution de l'énergie du faisceau E_{faisc} pour les données de 1998 à 189 GeV. L'énergie moyenne est 94.3 GeV.*

Niveau du bruit de fond

En modifiant le niveau du bruit de fond attendu de ±10%, la variation sur la masse mesurée dans les données est $\Delta M_W = \pm 4$ MeV/c^2.

Forme du bruit de fond

L'effet de la forme du bruit de fond est estimé en comparant la distribution de masse obtenue avec JETSET [90] et HERWIG [2]. La fonction de vraisemblance, donnée par les équations 6.3 et 6.5 du chapitre précédent, est calculée pour des événements de bruit de fond engendrés avec JETSET.

En appliquant cette fonction de vraisemblance sur un échantillon Monte-Carlo indépendant où les événements de bruit de fond sont générés avec HERWIG, on observe un écart de $\Delta M_W = +16 \pm 25$ (stat.) MeV/c^2 par rapport à la masse vraie. L'erreur statistique (stat.) estimée sur cette valeur, due au nombre limité d'événements disponibles dans la simulation, est retenue comme incertitude systématique due à la forme du bruit de fond.

7.2.3 Efficacité de la sélection

Le nombre d'événements Monte-Carlo et réels dépend de la valeur de coupure effectuée sur le nœud de sortie du réseau de neurones utilisé pour la sélection. Les distributions du nœud de sortie sont représentées dans les figures 3.12 et 3.13 du chapitre 3. La valeur de coupure est modifiée de ±10 % dans la simulation tandis que celle dans les données reste fixe. L'effet systématique observé est $\Delta M_W = \pm 4$ MeV/c^2. Cette erreur est partiellement corrélée au niveau du bruit de fond.

7.2.4 Statistique limitée de la simulation

La fonction de vraisemblance utilisée pour mesurer la masse est obtenue à partir de la simulation. Le nombre d'événements limité dans la simulation introduit une incertitude sur la densité de probabilité calculée.

Les nombres d'événements WW $\rightarrow$ q$\bar{q}$q$\bar{q}$ simulés sont indiqués dans les tableaux 6.2 et 6.3 à 183 GeV et à 189 GeV. Ces événements sont engendrés à différentes masses que l'on a pondéré à la masse mesurée dans les données. Cette méthode permet ainsi d'augmenter la statistique disponible dans le Monte-Carlo à la masse mesurée. En tenant compte de la statistique effective de chaque échantillon et de l'efficacité de la sélection, il y a environ 124000 événements Monte-Carlo à 183 GeV et 57700 événements Monte-Carlo à 189 GeV qui contribuent à l'évaluation de la fonction de vraisemblance. En tenant compte de la résolution attendue à ces deux énergies, l'incertitude systématique estimée à 183 GeV est $\Delta M_W = 11$ MeV/c^2 et $\Delta M_W = 16$ MeV/c^2 à 189 GeV.

7.2.5 Etude des événements au pic du Z

Le nombre de paires de W produites à LEP2 est faible. Une comparaison entre les données et la simulation permet d'identifier des désaccords éventuels mais l'évaluation d'un effet systématique quantitatif de l'ordre de quelques MeV/c^2 paraît difficile compte tenu de la faible statistique des données à 183-189 GeV. On peut cependant estimer l'importance du désaccord en comparant données et simulation à haute énergie et ensuite appliquer un effet du même ordre de grandeur sur un échantillon Monte-Carlo. La statistique cesse alors d'être une limitation. Cet aspect est évoqué dans le paragraphe 7.2.6.

La méthode employée ici pour diminuer l'incertitude statistique sur l'évaluation de l'incertitude systématique est fondée sur l'utilisation d'environ 50000 désintégrations hadroniques de bosons Z. En effet, tous les ans, une période courte de la prise de donnée est consacrée à l'enregistrement de bosons Z, à 91 GeV dans le centre de masse, pour calibrer le détecteur.

Nous allons décrire comment, en mesurant la masse du boson Z, on peut en déduire une estimation de certaines des incertitudes systématiques sur la masse du boson W.

Principe de la méthode MLBZ

Dans cette méthode, on combine deux désintégrations hadroniques de Z à 91 GeV et on applique une poussée de Lorentz à haute énergie à l'ensemble des traces pour ne former qu'un seul événement constitué de deux Z. La topologie de cet événement artificiel est alors similaire à celle d'une paire de W. On applique l'analyse mise au point pour reconstruire la masse du W en l'adaptant à la masse du boson Z. Cette méthode est appelée MLBZ ("Mixed Lorentz Boosted Z's"). La méthode est illustrée par la figure 7.3.

Que peut-on évaluer avec MLBZ ?

Les incertitudes systématiques suivantes peuvent être évaluées :

- La méthode de reconstruction de la masse : les effets de l'algorithme de jet DURHAM et du choix des associations par les réseaux de neurones sont pris en compte.
- La fragmentation : la radiation dure de gluons par les quarks initiaux et la simulation de la cascade partonique de JETSET sont adaptées aux données accumulées au pic du Z. L'impact de la fragmentation sur la méthode de mesure peut être estimé à partir des désaccords observés entre les données et la simulation.
- Le détecteur : les conditions d'appareillage à $\sqrt{s} = 183 - 189\ GeV$ sont voisines de celles au pic du Z. En effet les gammes d'énergie des jets ne sont pas trop différentes pour les données prises au pic du Z et à haute énergie dans la production de deux W. Nous indiquerons plus loin les différences qui subsistent.

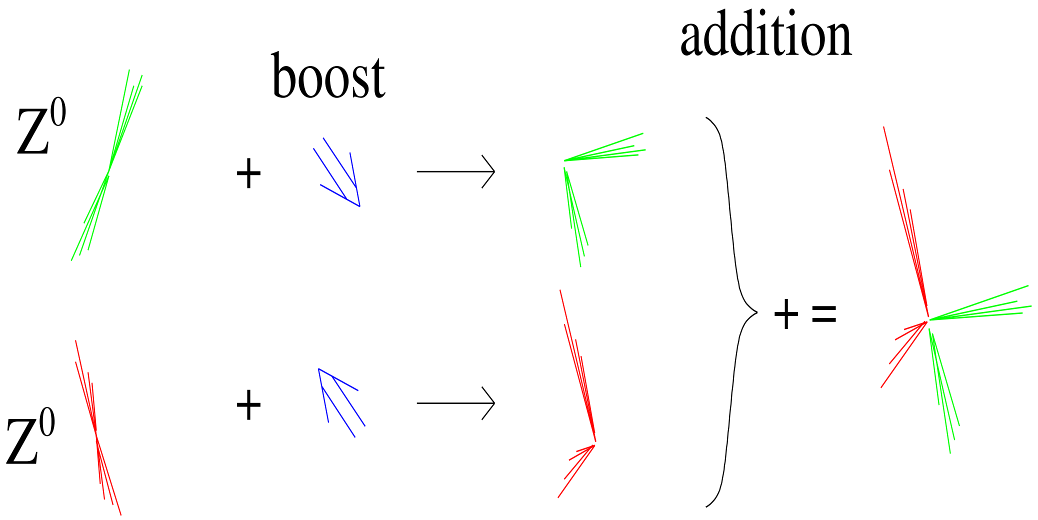


Fig. 7.3: *Illustration de la méthode MLBZ utilisée pour évaluer les incertitudes systématiques liées aux effets de la détection, de la fragmentation et de la reconstruction. On applique une poussée de Lorentz aux traces de deux désintégrations hadroniques de Z. Les traces sont additionnées pour ne former plus qu'un seul événement : la topologie de cet événement artificiel est similaire à celle d'une paire de W.*

Etapes de la reconstruction du Z

La reconstruction de la masse du boson W est fondée sur l'utilisation de réseaux de neurones qui attribuent les jets aux deux W. Ils sont entraînés à reconnaître des masses comprises entre 75 GeV/c^2 et 86 GeV/c^2 et ne peuvent donc pas être directement appliqués pour les événements MLBZ puisque la masse du boson Z vaut $M_Z = 91.1867 \pm 0.0021$ GeV/c^2. Il est nécessaire d'entraîner les réseaux de neurones à reconnaître l'attribution des jets pour les événements MLBZ. La même procédure que celle décrite au chapitre 5 est appliquée. Les étapes de la reconstruction sont les suivantes :

- Etape n° 1 : Sélection des événements Z.
  Les coupures de sélection appliquées pour sélectionner les désintégrations hadroniques de Z sont :
  - La même sélection de traces que pour les événements à haute énergie est utilisée.
  - L'énergie chargée dans chaque hémisphère doit être supérieure à 5 GeV.
  - L'énergie chargée totale doit être supérieure à 15 GeV.
  - Le nombre total de traces chargées doit être supérieur à 10.
- Etape n° 2 : Supprimer la dépendance angulaire du Z.
  Les désintégrations des bosons Z sont en $1+\cos^2\theta$, où θ est l'angle que forme l'un des deux quarks avec l'axe du faisceau. La distribution de $\cos\theta$, ainsi que l'ajustement par la fonction $1+\cos^2\theta$, sont montrés dans la figure 7.4. Les jets de Z sont émis principalement vers l'avant tandis que la distribution du cosinus de l'angle des quarks de W est approximativement plate. Pour pouvoir comparer les jets de W et de Z, il convient de supprimer la dépendance angulaire du boson Z.
  On calcule le "Thrust" (c'est-à-dire la "poussée") des événements Z sélectionnés et on élimine de manière aléatoire certains événements selon la distribution en $1+\cos^2\theta$ avec θ l'angle que forme l'axe du Thrust avec l'axe du faisceau. Les jets de Z sont ainsi distribués comme les jets de W. L'emploi du Thrust est une excellente approximation de la direction des quarks initiaux comme le montre la figure 7.4.
  Le cosinus de l'angle entre l'axe du Thrust et l'axe du faisceau est représenté dans la figure 7.5. La distribution obtenue dans les données est en bon accord avec celle prédite par la simulation. Le

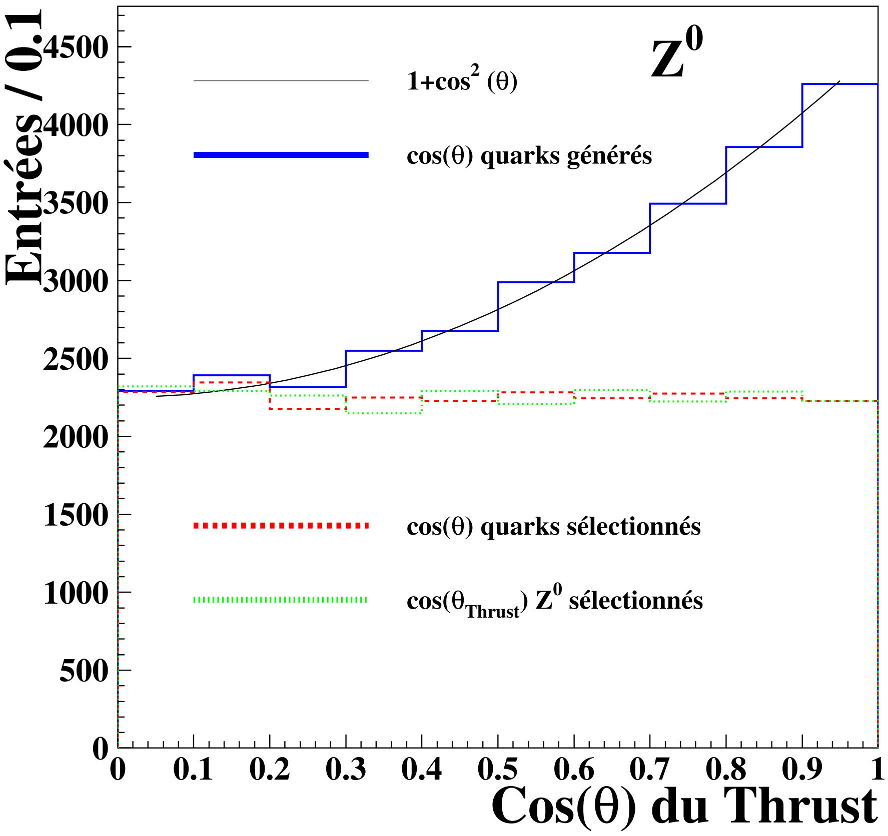


FIG. 7.4: *Distributions du cosinus* $\cos\theta$ *de l'angle que forme les quarks avec l'axe du faisceau. L'histogramme supérieur correspond à des désintégrations hadroniques de Z simulées à 91 GeV. L'ajustement de cet histogramme par la fonction* $1+\cos^2\theta$ *est représenté. En éliminant de manière aléatoire les événements selon* $1+\cos^2\theta$*, les désintégrations sélectionnées ont une distribution de jets plate comme c'est approximativement le cas pour les jets de W. L'axe de Thrust (la poussée) reproduit très bien l'axe des quarks.*

déficit d'événements observés à l'avant est dû à l'efficacité de détection des jets qui est diminuée dans cette région.

- Etape n° 3 : Poussée de Lorentz des deux Z.
  On applique une poussée de Lorentz à l'ensemble des traces d'un des deux événements dans une direction aléatoire. L'autre événement subit la même poussée de Lorentz ("boost") mais dans la direction opposée. La poussée de Lorentz à 189 GeV est définie par :

  $$\gamma = \frac{189/2}{80.35}$$

  Le boson Z ainsi boosté se désintègre de manière équivalente à une particule de masse 80.35 GeV/c^2 à 189 GeV.
- Etape n° 4 : Reconstruction des jets.
  L'algorithme de jet DURHAM reconstruit les jets à partir des traces boostées des deux événements Z. Le y_{cut}=0.001 utilisé est le même que celui employé pour les paires de W. La distribution du nombre jets obtenu est montrée dans la figure 7.6. Les événements à plus de 5 jets sont forcés en 5 jets pour l'ajustement cinématique contraint et pour l'étape de l'attribution

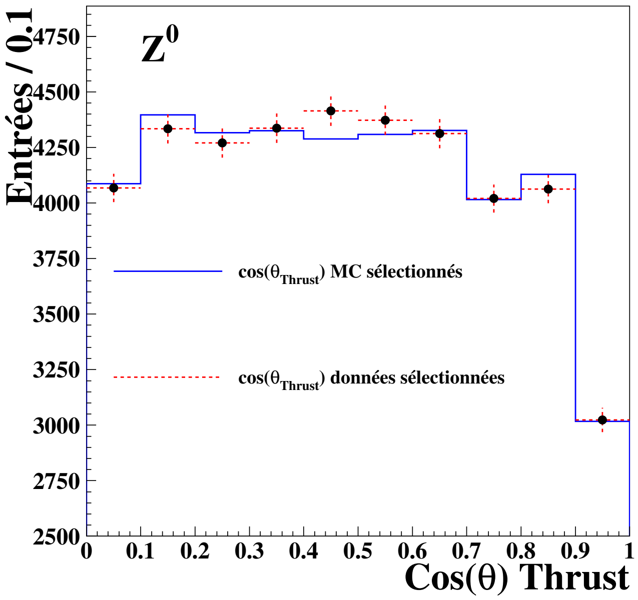


FIG. 7.5: *Distribution du cosinus de l'angle entre l'axe du Thrust et l'axe du faisceau pour les événements* Z *sélectionnés à 91 GeV. L'histogramme correspond aux événements Monte-Carlo (MC), les données sont représentées par les points.*

des jets. L'énergie dans le centre de masse est fixée à $2 \times 91.25 \times \gamma = 214.2$ GeV dans les données et la simulation.

– Etape n° 5 : Entraînement des réseaux de neurones.
  Les réseaux de neurones pour les 4 jets et les 5 jets sont entraînés de façon équivalente au cas des paires de W. Les variables d'entraînement sont les angles entre les jets et les différences de masse entre les deux bosons Z (voir chapitre 5).
  Nous avons engendré environ 350000 désintégrations hadroniques de Z. Après supression de la dépendance angulaire et addition des Z, environ 135000 événements MLBZ sont utilisés pour l'entraînement. Pour cet entraînement, les bosons Z sont engendrés avec des masses uniformément distribuées dans l'intervalle $85.8 \leq M_{\mathrm{Z}} \leq 97.8$ GeV/c^2 de largeur identique à celle employée pour les paires de W.

La distribution de masse du boson Z reconstruite par la méthode des réseaux de neurones est représentée dans la figure 7.7 pour des événements simulés à 4 jets et à 5 jets au niveau détecteur. Les événements à plus de 5 jets sont forcés en 5 jets. La masse du Z reconstruite pour chaque événement par le réseau de neurones est très proche de la masse vraie, montrant la bonne efficacité de la méthode d'attribution des jets. La distribution pour les données est représentée dans la figure 7.8.

Estimation du biais systématique

Pour les étapes décrites précédemment, la même procédure est appliquée pour les données et la simulation. L'écart entre la masse obtenue dans le Monte-Carlo et la masse obtenue dans les données permet d'évaluer un effet systématique.

La méthode de mesure de la masse présentée dans le chapitre 6 ne peut être reproduite pour mesurer la masse du boson Z. En effet, la technique de maximum de vraisemblance est fondée sur la pondération des événements à quatre fermions. Le poids est défini à l'aide des éléments de matrice de production des quatre fermions. Dans le cas des événements MLBZ, il n'y a pas d'élément de matrice.

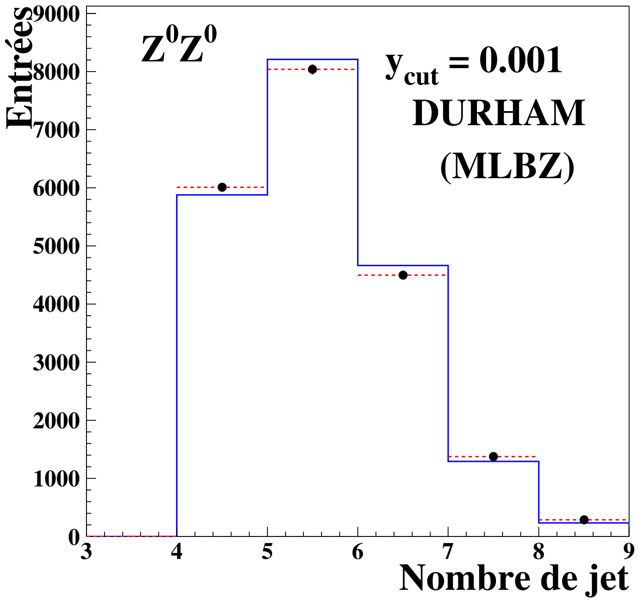


FIG. 7.6: *Distribution du nombre de jets reconstruit avec DURHAM pour la valeur du y_{cut}=0.001. Chaque événement (MLBZ) provient de l'addition de deux désintégrations hadroniques de boson* Z *enregistré à 91 GeV et boosté à 189 GeV.*

Deux méthodes sont employées pour estimer l'incertitude systématique sur la masse du Z et, par analogie, sur la masse du W.

- Première méthode : on calcule la valeur moyenne des masses des bosons Z reconstruits (dans la fenêtre $87 \leq M_{\mathrm{Z}} \leq 95$ GeV/c^2 pour s'affranchir des queues de distribution). La différence entre la valeur moyenne obtenue dans le Monte-Carlo $\overline{M_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{MC}}}$ d'une part, et dans les données $\overline{M_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{D}}}$ d'autre part, est considérée comme l'erreur systématique. Le résultat est :

$$\Delta\left(\overline{M_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{MC}}} - \overline{M_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{D}}}\right) = +6.6 \pm 15.2 \text{ (stat.) MeV/c}^2$$

- Deuxième méthode : on paramétrise la distribution de masse du Z dans la simulation et les données par une Breit-Wigner convoluée avec deux gaussiennes asymétriques. Le choix de cette fonction est arbitraire, elle permet juste d'avoir une bonne résolution. L'objectif est d'appliquer la même fonction sur le Monte-Carlo et sur les données. La différence entre les deux résultats est :

$$\Delta\left(\overline{M_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{MC}}} - \overline{M_{\mathrm{Z}}^{\mathrm{D}}}\right) = +3. \pm 14.7 \text{ (stat.) MeV/c}^2$$

Dans les deux cas, l'écart observé est bien inférieur à l'incertitude statistique qui sera considérée comme l'erreur systématique sur la mesure de la masse du W. L'incertitude systématique estimée à l'aide de la méthode des Z boostés est $\Delta \mathrm{M_W} = 15$ MeV/c^2

Les limites de la méthode MLBZ

Les événements MLBZ ne sont pas identiques à la production de paires de W. De nombreuses différences existent. Les aspects théoriques sont moins déterminants que les effets dûs à l'appareillage.

En ce qui concerne l'appareillage, la principale différence provient de l'énergie des jets. Dans un événement W, l'énergie des jets est distribuée dans une plage de l'ordre de 20 à 80 GeV tandis que

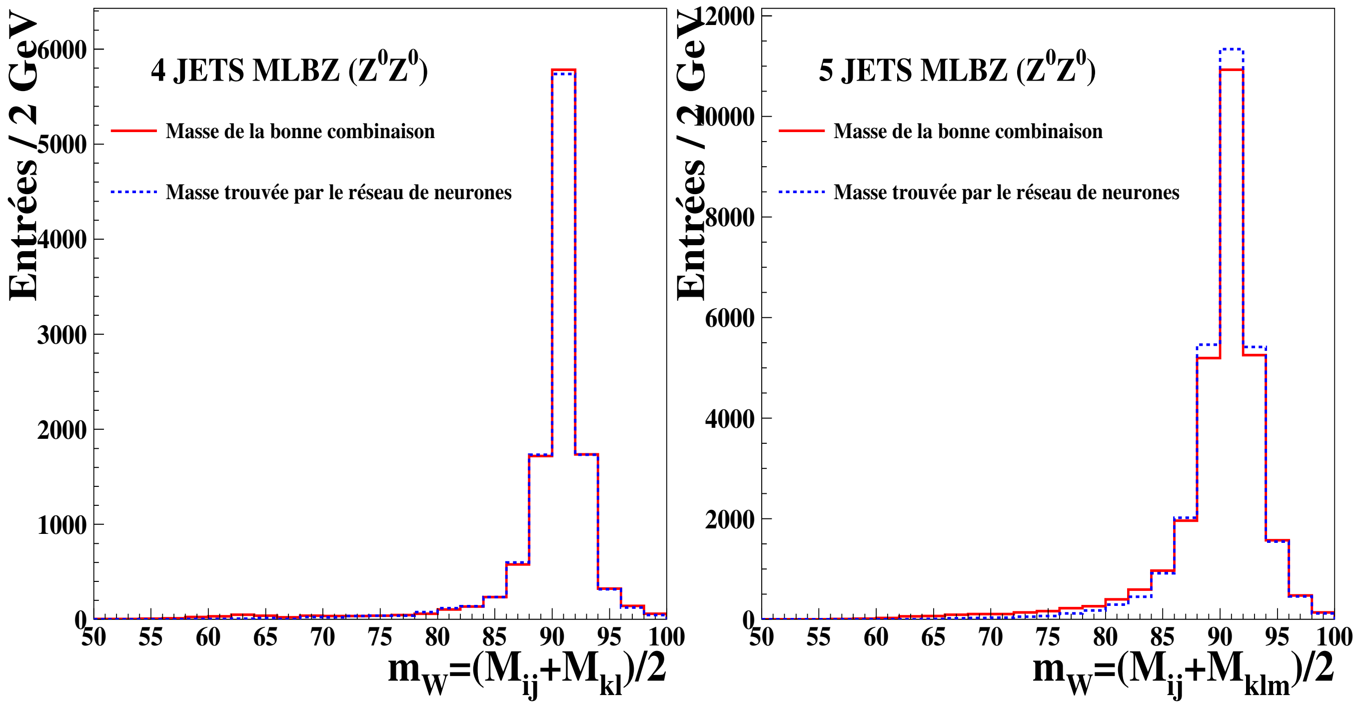


FIG. 7.7: *Distributions de la masse (en* GeV/c^2*) du boson* Z *reconstruite pour des événements MLBZ simulés complètement au niveau détecteur. La masse obtenue à l'aide de la bonne combinaison (ligne continue déterminée par la simulation) est comparée à la masse reconstruite par le réseau de neurones (tirets) pour les 4 jets (gauche) et les 5 jets (droite).*

pour les événements MLBZ l'énergie du jet est 45 GeV[1]. La réponse du détecteur à ces deux gammes d'énergie est différente et la méthode présentée ne teste pas complètement cet aspect. D'autre part, dans une désintégration hadronique de Z, l'angle d'ouverture entre les deux jets est très proche de 180 degrés. Ceci introduit une corrélation entre les deux jets qui peut avoir un effet lorsqu'un des jets traverse une région peu instrumentée.

L'analyse des incertitudes systématiques avec MLBZ doit être complétée en examinant les données à hautes énergies.

7.2.6 Accord données-simulation

L'examen des distributions simulées montre un bon accord global avec les données pour l'ensemble des variables montrées dans cette étude. Certains désaccords sont cependant observés et pourraient induire des effets systématiques sur la masse. L'objet des paragraphes suivants est d'analyser les sources de désaccord et d'isoler, dans la mesure du possible, la cause de l'effet observé.

L'énergie chargée

L'impulsion des traces sélectionnées dans l'analyse est représentée dans la figure 3.2 du chapitre 3 pour les données à 189 GeV. L'histogramme du rapport entre les données et la simulation révèle deux sources de désaccords : 5 % d'excès dans les données pour des traces d'impulsion inférieures à 5 GeV

[1] Il peut cependant y avoir émission de gluons ce qui conduit à des jets d'énergie plus faible.

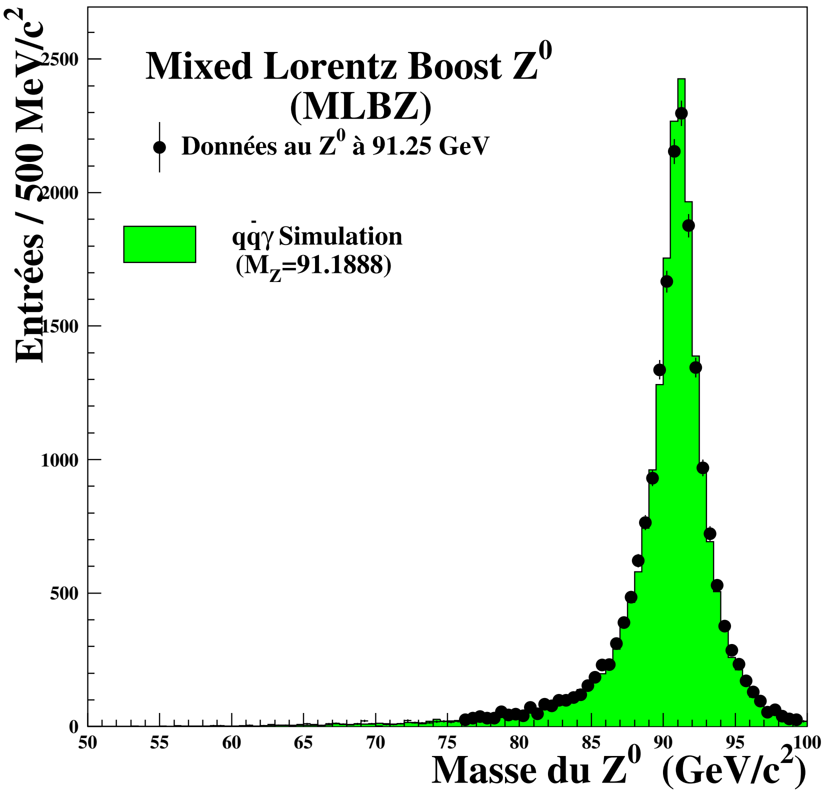


FIG. 7.8: *Distribution de la masse du boson Z reconstruite pour des événements MLBZ par la méthode des réseaux de neurones utilisée pour le boson W.*

et 25 % de désaccords pour les traces situées dans la zone à $E_{\text{faisc}}/2 \simeq 47$ GeV. L'effet des traces à 47 GeV est évoqué dans le chapitre 3 et l'impact sur la masse est estimé inférieur à 10 MeV/c^2.

Pour comprendre l'origine des désaccords observés, on distingue les traces chargées et neutres au sens de la détection. Les photons de conversion ($\gamma \to e^+e^-$) sont considérés comme des traces chargées, de même pour les Kaons neutres courts ($K_s^0 \to \pi^+\pi^-$).

Les histogrammes de la figure 7.9 représentent le rapport entre les données et la simulation pour les distributions d'énergie chargée ou neutre électromagnétique dans les jets. On distingue les jets situés dans la partie avant du détecteur, les bouchons $10° \leq \theta_{\text{jet}} \leq 35°$, et dans la partie centrale, le baril $42° \leq \theta_{\text{jet}} \leq 90°$ puisque ces deux régions sont intrumentées différemment. L'énergie chargée est bien décrite par la simulation jusqu'à des énergies de l'ordre de 40 GeV. On constate au-delà un excès dans les données aussi bien dans les bouchons que dans le baril. Les traces à haute impulsion contribuent à cet excès de données du spectre de jets (pour environ 20 %), le reste étant probablement dû à des effets de résolution.

L'énergie neutre

L'énergie neutre des jets comprend les traces identifiées comme amas isolés dans les calorimètres électromagnétiques (γ) et les pions neutres reconstruits à partir de deux amas voisins ($\pi^0 \to \gamma\gamma$), mais les photons convertis ($\gamma \to e^+e^-$) sont comptés parmi les chargés. Aussi bien dans le calorimètre électromagnétique avant, FEMC, que dans le calorimètre électromagnétique central, la HPC, on ob-

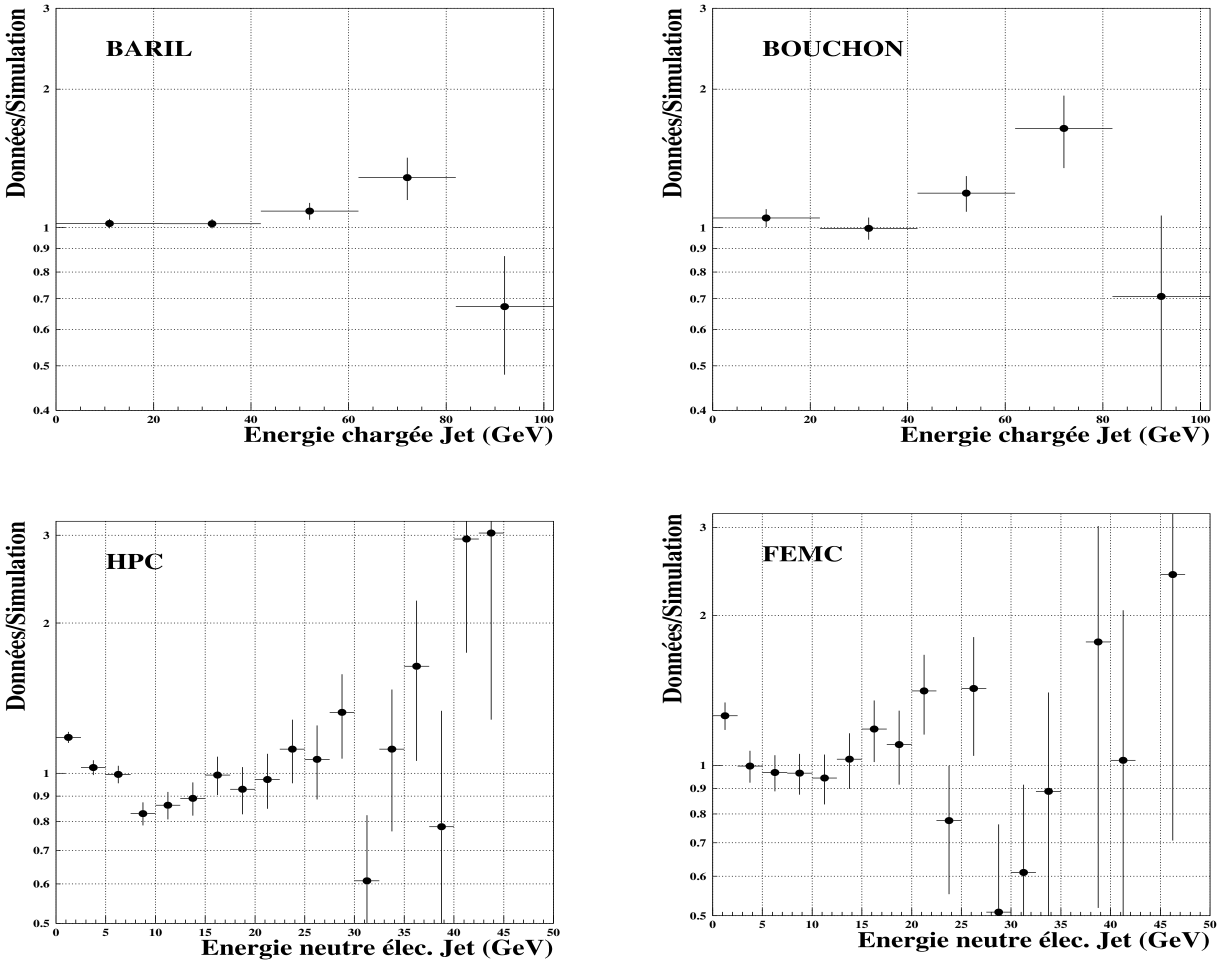


FIG. 7.9: *Rapport entre les données et la simulation pour l'énergie chargée et neutre électromagnétique des jets à 189 GeV. Les jets à l'avant du détecteur, bouchons/FEMC, et dans la partie centrale, baril/HPC, sont distingués.*

serve un excédent de données à basse et haute énergie. L'accord précédemment obtenu pour l'énergie chargée jusqu'à 40 GeV suggère des effets liés au détecteur. La localisation des surplus de données pour $E_{\text{jet}} \leq 1$ GeV dans le FEMC peut provenir des seuils utilisés dans la simulation. Pour rendre compte des résultats de la figure 7.9, il faut invoquer tout un ensemble de réglages fins en ce qui concerne la calibration et les résolutions de la simulation par rapport aux données. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que ce réglage ne s'impose pas dans l'état actuel.

L'effet de l'ajustement cinématique des jets

Les désaccords constatés entre les données et la simulation sont manifestement fortement compensés par l'ajustement cinématique contraint des jets décrit dans le chapitre 4. La figure 7.10 représente le rapport entre les données et la simulation de l'énergie totale de chaque jet en fonction de l'énergie des jets après l'ajustement cinématique. Ce rapport est constant en moyenne sur toute la gamme d'énergie traduisant un bon accord entre les données et les simulations. Les désaccords observés entre les données et la simulation sur la masse du W sont par conséquent faibles. Le rapport entre les données et simulation du spectre d'énergie des jets a été paramétré en fonction de l'angle pour évaluer l'incertitude systématique qui en résulte sur la masse du W. Le résultat est $\Delta M_W = 20$ MeV/c^2 [5].

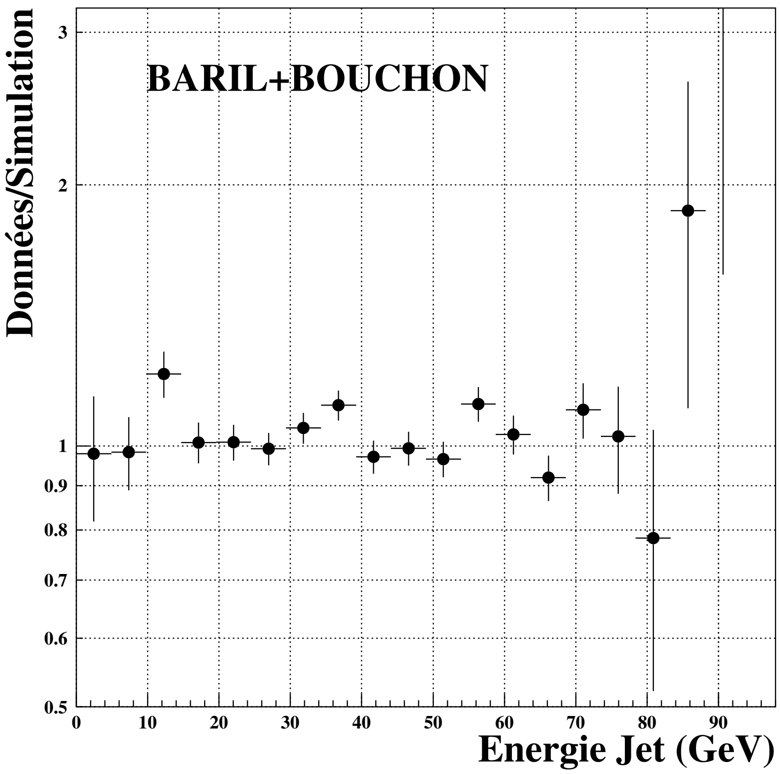


FIG. 7.10: *Rapport entre les données et la simulation pour l'énergie des jets à 189 GeV après ajustement cinématique contraint.*

7.3 Incertitudes théoriques

7.3.1 Rayonnement dans l'état initial

La conservation de l'énergie imposée par l'équation 4.3 du chapitre 4, requise lors de l'ajustement cinématique contraint des jets, suppose que l'énergie disponible est égale à deux fois l'énergie du faisceau E_{faisc}. Or la radiation de photons dans l'état initial (ISR) infirme cette hypothèse et entraîne un biais important sur la masse. En effet, l'énergie moyenne de chacun des deux W est égale à $E_{\text{faisc}} - < E_\gamma > /2$, introduisant un décalage de la masse de l'ordre de :

$$\Delta M_W \simeq M_W \frac{< E_\gamma > /2}{E_{\text{faisc}}} \simeq 900 \text{ MeV/c}^2$$

Ce biais est pris en compte par la simulation mais l'incertitude théorique sur $< E_\gamma >$ conduit à une incertitude systématique. Elle est estimée en comparant la distribution de l'énergie perdue par ISR dans les événements simulés par le générateur EXCALIBUR [63] avec la distribution obtenue pour des événements simulés par le générateur KORALW [78]. Le générateur EXCALIBUR utilisé dans cette analyse est une version qui tient compte du rayonnement de photons multiples de moments transverses non nuls. Les deux distributions, montrées dans la figure 7.11 pour des événements simulés

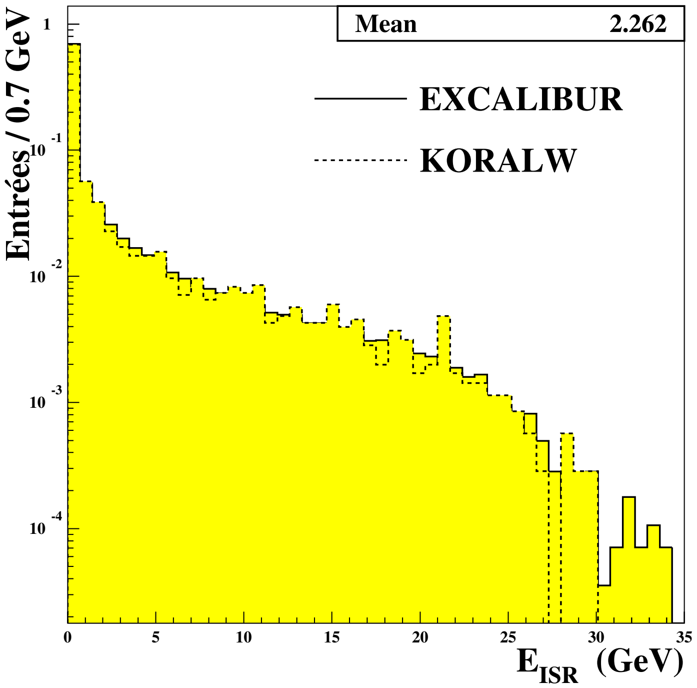


FIG. 7.11: *Distribution de l'énergie rayonnée dans l'état initial par les photons ISR pour des événements simulés par le générateur EXCALIBUR (trait plein) et KORALW (tiret) à 189 GeV. La valeur moyenne de l'énergie rayonnée est* $< E_\gamma >= 2.262$ GeV *pour EXCALIBUR* ($< E_\gamma >= 2.377$ GeV *pour KORALW).*

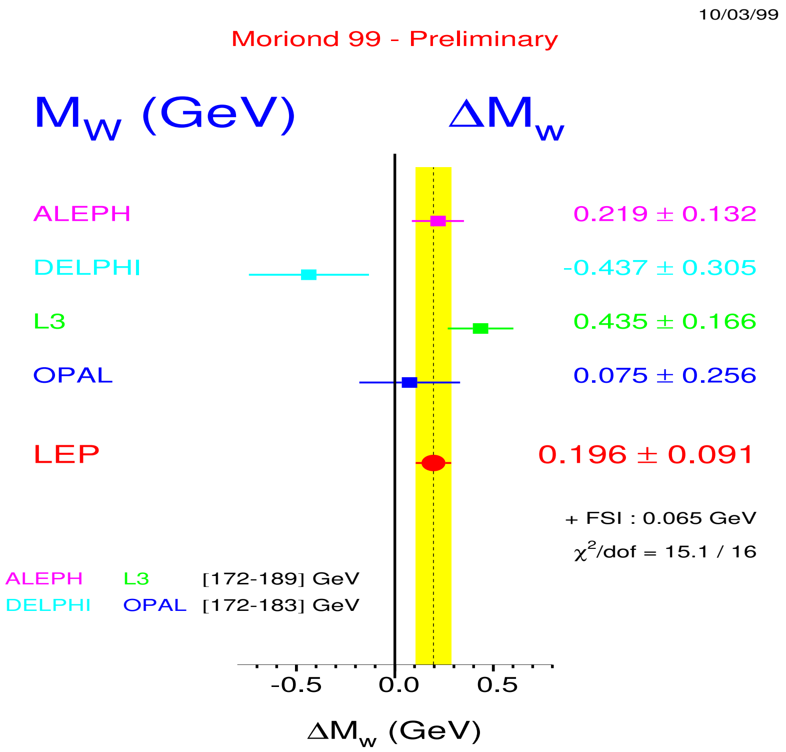


FIG. 7.12: *Différence entre la masse du W obtenue dans le canal hadronique et semileptonique pour les résultats combinés des quatres expériences LEP (avril 1999) [88].*

à 189 GeV, sont en bon accord. L'incertitude sur $< E_\gamma >$ conduit à une estimation de l'incertitude sur la masse de l'ordre de $\Delta M_W = 10$ MeV à 183 GeV [2]. Cette incertitude augmentant avec $< E_\gamma >$, on estime la valeur $\Delta M_W = 15$ MeV à 189 GeV.

7.3.2 Corrélations dans l'état final

La distance entre les vertex de désintégration des deux W à LEP2 est beaucoup plus petite que l'échelle typique d'hadronisation de 0.5-1.0 fm. L'interaction entre les produits de désintégration dans le canal hadronique pourrait induire des décalages systématiques de la masse reconstruite puisque cet effet n'est pas inclu dans la simulation utilisée. Deux sources de tels effets ont été identifiées : les corrélations de Bose-Einstein entre des bosons identiques dans l'état final et les recombinaisons de couleur entre les partons durant la phase non-perturbative de la fragmentation.

L'étude de l'impact systématique sur la masse est basée sur la comparaison des prédictions de différents modèles phénoménologiques. Ces modèles doivent être préalablement en mesure de décrire les données au pic du Z et celles du W à haute énergie. L'effet sur la masse du W dépend beaucoup du modèle utilisé. Une bonne compréhension de ces modèles et un ajustement fin des paramètres libres sont des préliminaires nécessaires à toutes conclusions sur les effets systématiques dûs aux corrélations dans l'état final (noté FSI). Ce travail long et délicat n'étaient pas l'objet de cette thèse et l'estimation des valeurs systématiques est fondée sur les résultats de la collaboration DELPHI [5]. Ces valeurs peuvent dépendre légèrement de la méthode d'analyse employée pour mesurer la masse.

Corrélation de Bose Einstein

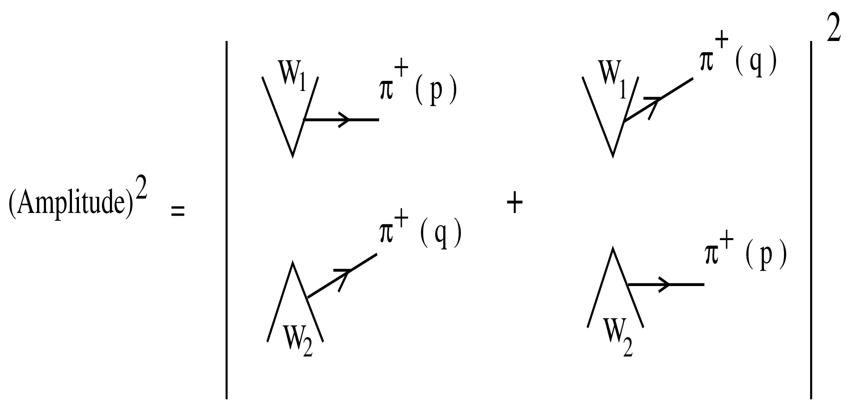


Fig. 7.13: *Illustration du phénomène de mécanique quantique provenant des corrélations de Bose-Einstein entre les pions identiques produits par les deux W. Les pions π^+ proviennent à la fois du W_1 et du W_2. L'impulsion des pions est notée p et q.*

La prise en compte de l'effet de corrélation de Bose-Einstein (BEC) impliquerait la symétrisation de l'amplitude $e^+e^- \to W^+W^- \to$ *bosons* vis à vis de l'ensemble des bosons émis par les deux W (principalement des pions). Dans le cas où on se restreint à la production de deux pions π^+ dans l'état final d'impulsion p et q, la figure 7.13 illustre la symétrisation de l'amplitude. Le pion π^+ provient à la fois du W_1 et du W_2. La simulation de la corrélation de Bose-Einstein est en réalité beaucoup plus compliquée puisqu'il faudrait symétriser la fonction d'onde d'un système avec un très grand nombre de pions identiques. Cette amplitude de transition n'est évidemment pas connue et l'effet doit être estimé dans le cadre de modèles.

Les corrélations de Bose-Einstein sont usuellement étudiées en terme de fonction de corrélation à deux particules :

$$R(p,q) = \frac{P(p,q)}{P_0(p,q)}$$

où $P(p,q)$ est la distribution de probabilité à deux particules pour des bosons identiques ($\pi^+\pi^+$ ou $\pi^-\pi^-$) d'impulsion p et q, $P_0(p,q)$ est une distribution de référence identique en tout point à $P(p,q)$, mais qui n'inclut pas de corrélation de Bose-Einstein. Le choix d'une distribution de référence $P_0(p,q)$ est l'une des principales difficultés expérimentales. Dans la plupart des analyses, l'échantillon de référence est constitué de pions de signes différents. Une autre possibilité est d'utiliser des événements semi-leptoniques WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$lν pour définir un échantillon de référence où il n'y a pas de corrélation entre deux W.

Dans l'hypothèse d'une source de pions, la paramétrisation de R est écrite sous la forme :

$$R(Q) = 1 + \lambda e^{-r^2Q^2}$$

où $Q^2 = -(p-q)^2$, r est l'écart type du rayon de la source et λ la force de corrélation entre les deux pions.

Les premières estimations d'une influence possible de BEC sur la masse du W reconstruite montraient un effet systématique pouvant être plus grand que 100 MeV/c^2 [113]. Les études récentes semblent indiquer un effet inférieur à 20-30 MeV/c^2 [114]. Trois types de modèles peuvent être évoqués :

- L'algorithme LUBOEI [115], inclu dans le programme JETSET, simule BEC en modifiant l'impulsion des pions produits. Après avoir engendré l'impulsion p_i d'un pion, les impulsions générées p_j pour tous les pions j identiques à i sont modifiés par un algorithme qui réduit Q^2. Ce modèle ne cherche pas à symétriser l'amplitude.
- BEC peut être simulée en utilisant un poids qui pondère l'événement pour calculer statistiquement les effets de BEC sur des échantillons d'événements W$^+$W$^-$ [116]. Cette étude a été effectuée avec un échantillon d'événements simulés par EXCALIBUR. Le décalage systématique obtenu est ΔM$_\text{W} = -10 \pm 10$ MeV/c^2 [5], mais là encore aucune symétrisation de l'amplitude n'est introduite.
- La symétrisation de l'amplitude de production des bosons a été évaluée dans le cadre du modèle des "cordes" qui décrit la fragmentation dans l'espace (x,t). Ce modèle est inclu dans le générateur JETSET pour des corrélations à deux et trois particules [117]. L'incertitude systématique trouvée est ΔM$_\text{W} = 0 \pm 10$ MeV/c^2 [5].

Une étude plus approfondie des paramètres des deux derniers modèles étant nécessaire, l'incertitude systématique attribuée à la masse du W provenant des effets de corrélation de Bose-Einstein est estimée par la collaboration DELPHI à ΔM$_\text{W} = 20$ MeV/c^2 [5].

Recombinaison de Couleur

Des gluons faiblement énergiques (E$_\text{g} \leq \Gamma_\text{W}$) sont émis pendant la phase non perturbative. La longueur d'onde de ces gluons produits par chacun des deux W est suffisamment grande pour qu'ils interagissent entre eux. Ils peuvent ainsi former des hadrons dans l'état final qui appartiennent à la fois au W$^+$ et au W$^-$ et non plus à l'un ou à l'autre comme le suppose la simulation utilisée pour notre mesure. Cet effet est illustré par la figure 7.14.

La présence de recombinaison de couleur, dans le processus WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$, a été considérée pour la première fois dans la référence [118]. Le rôle des interconnections QCD dans le contexte de la mesure de la masse du boson W a été étudié par T. Sjöstrand et V.A. Khoze en 1994 [119]. Les effets d'interconnection existent déjà en QED avec l'échange de photons entre les deux W dans la correction

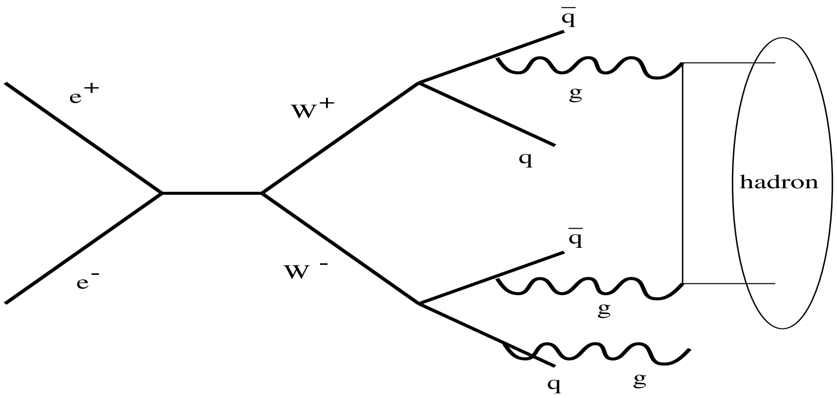


FIG. 7.14: *Illustration du phénomène de recombinaison de couleur pendant la phase non perturbative de l'hadronisation des partons pouvant introduire des effets systématiques sur la mesure de la masse dans le canal hadronique* $\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$. *Le hadron formé appartient à la fois au* W^+ *et au* W^-.

de Coulomb représentée par la figure 1.20 du premier chapitre. Cette correction est bien évaluée et prise en compte dans la simulation. En revanche, en QCD, aucune méthode de calcul rigoureuse n'existe pour tenir compte de l'échange de gluons lors de l'hadronisation et l'on doit faire appel à des modèles phénoménologiques qui tentent de prendre en compte la recombinaison de couleur. Parmi les effets prédits par les modèles réalistes, on peut distinguer les points suivants :

- Ce sont principalement les particules de faibles impulsions ($p \leq 1$ GeV) qui sont affectées et leur nombre est attendu légèrement plus faible par rapport à un modèle où la recombinaison de couleur est absente. La multiplicité moyenne dans le canal hadronique $\langle N^{(4\mathrm{q})}\rangle$ doit être plus faible que deux fois celle du canal semileptonique $\langle N^{(2\mathrm{q})}\rangle$,

$$\frac{\langle N^{(4\mathrm{q})}\rangle}{2\langle N^{(2\mathrm{q})}\rangle} < 1$$

  Les résultats obtenus par la collaboration DELPHI à 183 GeV et 189 GeV sont [120],

$$\left(\frac{\langle N^{(4\mathrm{q})}\rangle}{2\langle N^{(2\mathrm{q})}\rangle}\right)^{0.1\,\leq\,p\,\leq\,1\ \mathrm{GeV/c}}_{189\ \mathrm{GeV}} = 0.966 \pm 0.027\ (\mathrm{stat.})\ \pm 0.027\ (\mathrm{syst.})$$

$$\left(\frac{\langle N^{(4\mathrm{q})}\rangle}{2\langle N^{(2\mathrm{q})}\rangle}\right)^{0.1\,\leq\,p\,\leq\,1\ \mathrm{GeV/c}}_{183\ \mathrm{GeV}} = 0.926 \pm 0.041\ (\mathrm{stat.})\ \pm 0.023\ (\mathrm{syst.})$$

- L'interférence entre les deux W diminue lorsqu'on monte en énergie, les hadrons qui en sont issus ayant des directions mieux différenciées.
- L'effet d'interconnection dépend de la topologie de l'événement comme par exemple dans le cas où deux jets se superposent.
- L'interférence doit être relativement faible et, selon V.A. Khoze [121], l'incertitude systématique sur la masse est certainement inférieure à 50 MeV/c^2.

L'incertitude systématique provenant de la recombinaison de couleur a été testée en utilisant les modèles inclus dans le générateur ARIADNE [122]. Dans un premier modèle (AR2), seuls les gluons d'énergie inférieure à Γ_{W} participent à la recombinaison de couleur, tandis que le deuxième modèle (AR3) autorise également la recombinaison des gluons énergiques. Comme la recombinaison de couleur de la phase perturbative est fortement atténuée [119], ce dernier modèle n'est pas favorisé et ne sera pas utilisé pour estimer l'incertitude systématique. Dans ces modèles, la probabilité de recombinaison de couleur est maximal pour la configuration correspondant à des "longueurs" de corde minimales entre les partons. Le programme de simulation rapide du détecteur DELPHI [123] est appliqué avec la sélection des événements et la méthode de reconstruction de la masse décrite dans la référence [5]. Le décalage systématique observé est 28 ± 6 MeV/c^2 pour AR2 et 55 ± 6 MeV/c^2 pour AR3. Comme les autres modèles qui existent pour prendre en compte la recombinaison de couleur n'ont pas encore été étudiés, une incertitude systématique de précaution sur la masse du W de $\Delta M_W = 50$ MeV/c^2 est attribuée, bien que les tests quantitatifs effectués à ce jour suggèrent plutôt 30 MeV/c^2.

Les deux autres types de modèles couramment utilisés sont : Sjöstrand-Khoze (SK) [119] et Ellis-Geiger (EG) [124]. Le modèle EG ne reproduit pas les multiplicités des particules observées dans les données expérimentales et il est désormais abandonné. Le modèle SK est fondé sur le modèle des cordes de Lund dans lequel des cordes entre les partons des deux W se croisent. La probabilité de recombinaison de couleur est proportionnelle au volume d'espace temps lors du croisement de ces "tubes de couleur". Les deux principaux scénario sont appelés SKI et SKII et feront l'objet d'études à l'occasion des prises de données futurs.

L'étude des recombinaisons de couleur est un sujet important pour une meilleur compréhension de la chromodynamique quantique. D'autres processus peuvent également présenter des effets similaires comme,

$$e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$$

Dans cette transition, les interactions dans l'état final perturbent la détermination de la masse du top, qui est l'un des objectifs principaux des futurs collisionneurs linéaires e^+e^-.

La différence entre la masse du W obtenue dans le canal $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et $WW \rightarrow q\bar{q}e\nu$ est représentée dans la figure 7.12 pour les quatre expériences LEP [88]. Une éventuelle différence entre les leptons et les hadrons pourrait provenir d'effets systématiques comme les corrélations dans l'état final. La précision actuelle ne permet pas de conclure.

7.4 Résumé des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur la mesure de la masse du boson W sont données dans le tableau 7.2 à 183 GeV et 189 GeV.

Pour combiner les incertitudes aux deux énergies dans le centre de masse à 183 GeV et 189 GeV, il est nécessaire de prendre en compte les corrélations. La seule source d'incertitude systématique indépendante est la statistique finie du Monte-Carlo, les autres sources sont considérées comme complètement corrélées.

Sources d'incertitudes systématiques	Incertitude (MeV/c^2) 183 GeV	189 GeV	Combinaison (MeV/c^2)
Statistique finie du MC	11	16	12
Niveau du Fond	4	4	4
Forme du Fond	25	25	25
Efficacité réseau de neurones	4	4	4
Energie des jets	20	20	20
Fragmentation Détecteur Réseau de neurones (attribution jets)	15	15	15
Total Détecteur	**37**	**39**	**38**
Energie du LEP	**21**	**17**	**18**
I.S.R	**10**	**15**	**14**
Recombinaison de Couleur	50	50	50
Bose-Einstein	20	20	20
Total FSI	**54**	**54**	**54**
Total	**69**	**70**	**69**

TAB. 7.2: *Incertitudes systématiques sur la mesure de la masse du W dans le canal* $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ *à 183 GeV et 189 GeV.*

Chapitre 8

Résultats et perspectives de l'analyse

8.1 Résultats de la mesure de $\mathrm{M_W}$

Les valeurs mesurées pour la masse du W par la méthode mise au point dans cette étude à 183 GeV et 189 GeV dans le centre de masse sont :

$$\underline{\sqrt{s} = 183\ \text{GeV}\ \mathbf{:}}$$

$$M_W = 80.153 \pm 0.183\ \text{(stat.)}\ \pm 0.037\ \text{(exp.)}\ \pm 0.055\ \text{(th.)}\ \pm 0.021\ \text{(LEP) GeV/c}^2$$

$$\underline{\sqrt{s} = 189\ \text{GeV}\ \mathbf{:}}$$

$$M_W = 80.430 \pm 0.117\ \text{(stat.)}\ \pm 0.038\ \text{(exp.)}\ \pm 0.056\ \text{(th.)}\ \pm 0.017\ \text{(LEP) GeV/c}^2$$

$$\underline{\sqrt{s} = 183\ \mathbf{et}\ 189\ \text{GeV}\ \mathbf{:}}$$

$$M_W = 80.350 \pm 0.099\ \text{(stat.)}\ \pm 0.038\ \text{(exp.)}\ \pm 0.056\ \text{(th.)}\ \pm 0.018\ \text{(LEP) GeV/c}^2$$

où sont notées (exp.) les incertitudes expérimentales, (th.) les incertitudes théoriques dues aux effets de corrélation de Bose-Einstein, de recombinaison de couleur et de la radiation de photons dans l'état initial, (LEP) est l'incertitude sur l'énergie du faisceau.

8.2 Comparaison avec d'autres mesures

La figure 8.1 donne les résultats des mesures de la masse du W pour les quatre expériences LEP dans le canal de désintégration WW $\rightarrow$ $\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ à 183-189 GeV. Les résultats de notre étude sont indiqués pour comparaison. Les valeurs de $\mathrm{M_W}$ à 189 GeV sont toutes préliminaires. Les autres résultats correspondent à ceux présentés aux conférences d'hivers 1999 [88].

La valeur de la masse du W dans le canal de désintégration hadronique, en combinant les quatre expériences LEP, est [88] :

$$M_W = 80.429 \pm 0.049\ \text{(stat.)}\ \pm 0.074\ \text{(syst.) GeV/c}^2$$

La figure 8.2 donne les mesures directes et indirectes pour la mesure de la masse du W dans toutes les voies de désintégration. En combinant les mesures de la masse du W à TEVATRON :

$$M_W = 80.448 \pm 0.062\ \text{GeV/c}^2$$

Résultats à 183 GeV et résultats préliminaires à 189 GeV

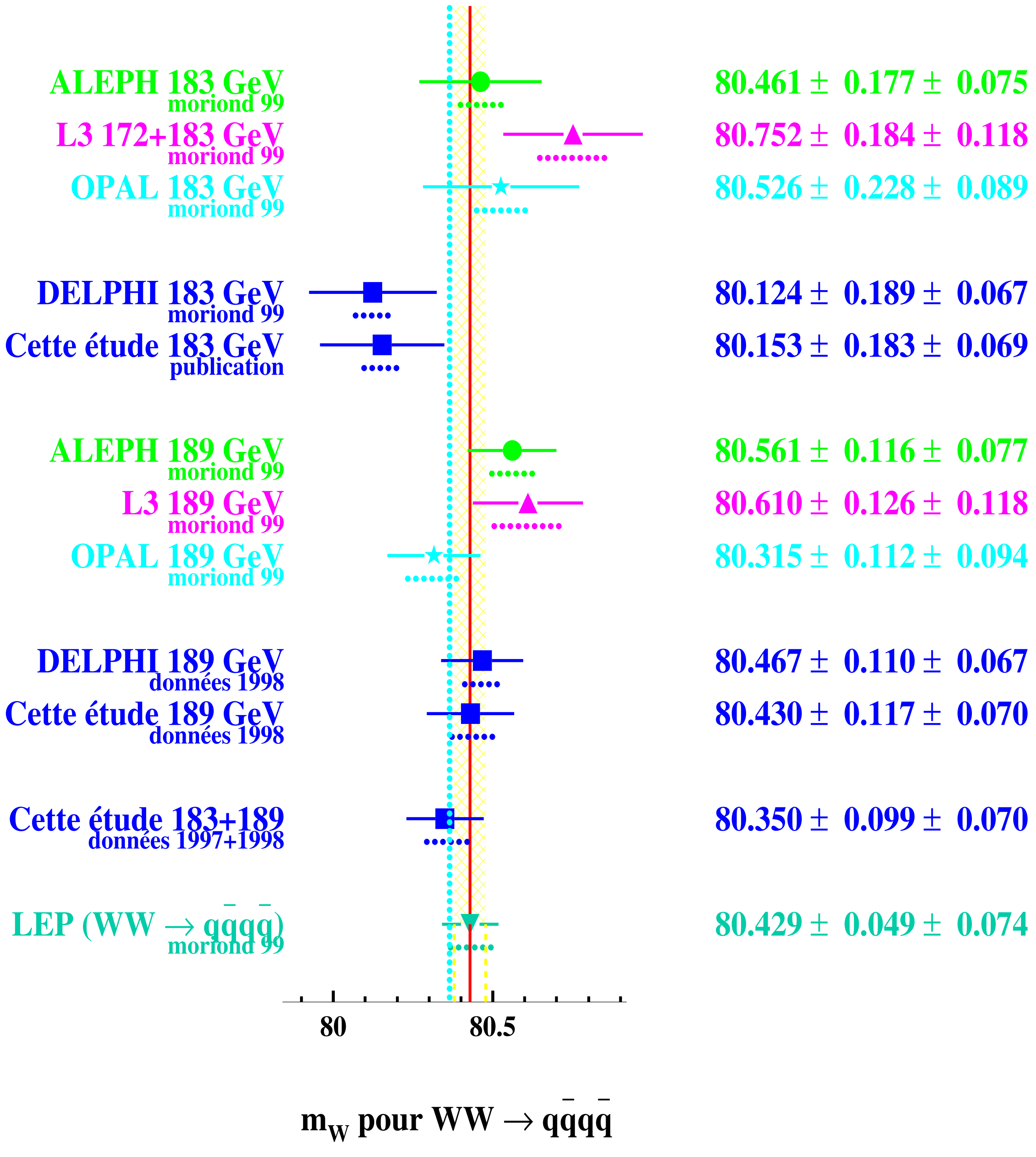


FIG. 8.1: *Résultats à 183 GeV et résultats préliminaires à 189 GeV pour la masse du W dans le canal de désintégration* WW → $q\bar{q}q\bar{q}$ *pour les quatre expériences LEP comparés aux mesures obtenues par la méthode mise au point dans cette étude. La première incertitude est statistique, la deuxième systématique. La bande verticale hachurée représente l'incertitude statistique sur la masse du W pour* WW → $q\bar{q}q\bar{q}$ *en combinant toutes les valeurs LEP disponibles à la conférence de Moriond en 1999 [88]. La ligne verticale en pointillé correspond à la valeur centrale de la masse du W résultant de la détermination indirecte.*

avec la valeur du LEP2 :

$$M_W = 80.350 \pm 0.056 \text{ GeV/c}^2$$

la moyenne actuelle des mesures directes est :

$$M_W = 80.394 \pm 0.042 \text{ GeV/c}^2$$

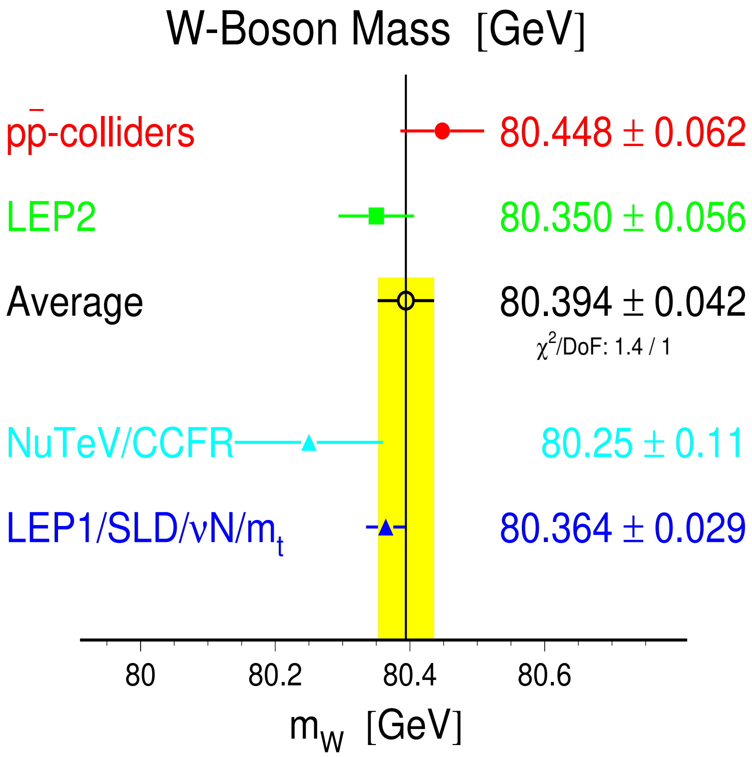


FIG. 8.2: *Mesures directes et indirectes de la masse du boson W (avril 1999) [88].*

8.3 Perspectives de l'analyse

La méthode de mesure de la masse du boson W mise au point peut être améliorée en prenant en compte la résolution sur la masse de chaque W reconstruit. L'évaluation de cette résolution est compliquée car elle inclut beaucoup d'effets comme : la qualité de la mesure des jets fonction de leur angle, de leur énergie, et de la proportion des énergies neutres et chargées, l'énergie perdue par photons radiatifs, l'optimisation des algorithmes de jets, la méthode d'association des jets, la différence intrinsèque des masses de chacun des W.

Une estimation analytique de la résolution est pratiquement impossible. Serait-il envisageable d'utiliser un réseau de neurones ?

A défaut d'avoir un tel critère, la différence de masse entre les masses des deux W reconstruits est apparue comme une approximation de la résolution de chaque événement. En supposant un nombre d'événements Monte-Carlo suffisamment grand, il serait intéressant d'ajouter un autre critère reflétant la qualité de l'événement, comme le poids de sortie du réseau de neurones servant à attribuer les jets aux W. Nous avons montré dans la figure 5.11 du chapitre 5 que cette variable est très corrélée à la résolution.

Un complément de travail sur une évaluation précise de l'ensemble des effets systématiques aussi bien expérimentaux que théoriques sera nécessaire pour atteindre le niveau de précision de 30 MeV/c^2 sur la masse requise à LEP2 avec 500 pb^{-1} en combinant tous les canaux de désintégration.

L'erreur statistique sur la masse du boson W de notre méthode pour le canal WW $\rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ rapportée à 500 pb^{-1} est 68 MeV/c^2.

8.4 Contraintes sur le Modèle Standard

8.4.1 Contraintes sur le Higgs

Les mesures de précisions électrofaibles sont sensibles aux corrections radiatives décrites au premier chapitre. Ces mesures sont utilisées pour prédire les valeurs pour M_W, M_{top} et la masse du boson de Higgs M_H. Elles permettent également de tester la cohérence du Modèle Standard. Les paramètres sont ajustés à l'aide des programmes TOPAZ0 [125] et ZFITTER [126]. Les améliorations récentes des calculs théoriques présentés sont désormais inclues dans ces programmes, ce qui réduit de façon significative les incertitudes théoriques sur les paramètres déterminés, par rapport aux résultats de 1995 [127].

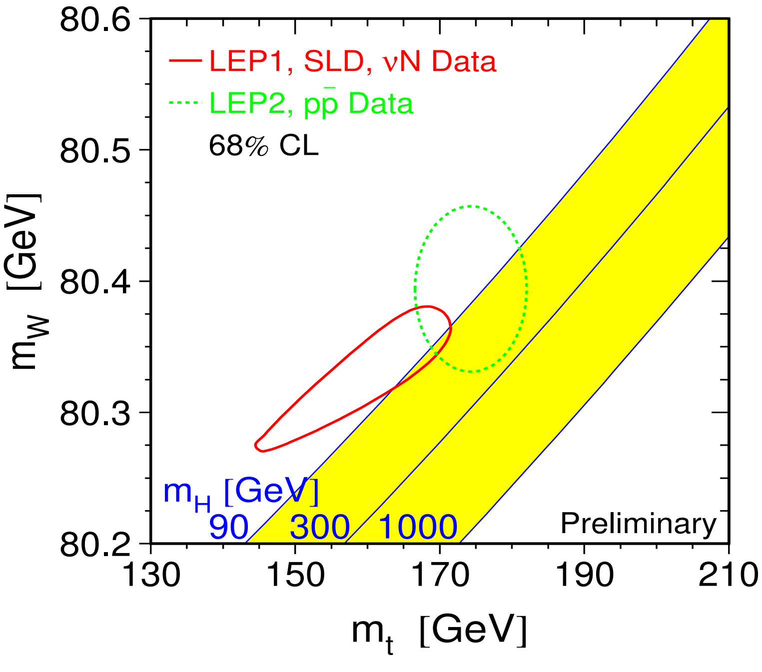


FIG. 8.3: *Masse du W en fonction de la masse du top. Les contours à 68.3 % de C.L pour les mesures directes (LEP2,* $p\bar{p}$*) et indirectes (LEP1,SLD,* νN*) sont indiqués. Une bande ombrée représente la zone du plan de* M_W *en fonction de* M_{top} *permise pour différentes valeurs de la masse du Higgs [88].*

La sensibilité aux corrections radiatives par l'intermédiaire de Δr permet de déterminer la masse du quark top $M_{top} = 151 \pm 25$ GeV/c^2, valeur en accord avec la mesure directe $M_{top} = 173.8 \pm 5.0$ GeV/c^2 [23]. Si l'on inclut, en plus des mesures au Z, les mesures de la masse du W et les mesures de diffusion neutrino-nucléon [128], la masse du top est déterminée à 8 GeV/c^2

près : $M_{top} = 161.1^{+8.2}_{-7.1}$ GeV/c^2, et permet de bien décrire les données (χ^2/ddl=13.3/14) [54]. De plus, si on contraint l'ajustement précédent avec la mesure directe de la masse du top, on obtient :

$$\begin{aligned} M_{top} &= 171.1 \pm 4.9 \text{ GeV/c}^2 \\ \log(M_H/\text{GeV/c}^2) &= 1.88^{+0.33}_{-0.41} \qquad (M_H = 76^{+85}_{-47} \text{ GeV/c}^2) \\ \alpha_s &= 0.119 \pm 0.003 \end{aligned}$$

avec un χ^2/ddl=14.9/15. Si on utilise les calculs récents réduisant l'incertitude théorique pour $\alpha^{-1}(M_Z)$ et présentés au paragraphe (1.3.3), les résultats précédents deviennent :

$$\begin{aligned} M_{top} &= 171.4 \pm 4.8 \text{ GeV/c}^2 \\ \log(M_H/\text{GeV/c}^2) &= 1.96^{+0.23}_{-0.26} \qquad (M_H = 91^{+64}_{-41} \text{ GeV/c}^2) \\ \alpha_s &= 0.119 \pm 0.003 \end{aligned}$$

avec le même niveau de confiance χ^2/ddl=14.9/15.

- Mesure indirecte de la masse du W :
  En omettant la valeur de la mesure directe de la masse du W, on obtient la prédiction indirecte pour la masse [88] :

  $$M_W = 80.364 \pm 0.029 \text{ GeV/c}^2.$$

  Ce qui fixe l'objectif de 30 MeV/c^2 de précision à atteindre pour la mesure directe de la masse du boson W à LEP2.
- Contraintes sur la masse du Higgs [54] :
  En incluant les incertitudes théoriques et expérimentales de l'été 1998, la borne supérieure à 95 % de niveau de confiance sur la masse d'un boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard est[1]

  $$\underline{M_H < 262 \text{ GeV } \textit{à } 95 \text{ \% C.L.}}$$

Les contours d'exclusion à 68.3 % C.L pour la masse du top et la masse du W sont montrés dans la figure 8.3. Les hypothèses de masse du Higgs entre 90 GeV/c^2 et 1 TeV/c^2 sont indiquées par la bande inclinée. Les données privilégient un Higgs léger.

8.4.2 Améliorations futures des contraintes sur le Higgs

Dans le futur, on peut espérer obtenir $\Delta\alpha^{-1}(M_Z) = 0.01$, $\Delta M_W = 30$ MeV/c^2 pour la mesure directe de la masse du W et $\Delta M_{top} = 2$ GeV/c^2 pour la mesure de la masse du quark top. Ceci aura pour conséquence de réduire l'erreur sur $\log(M)_H$ d'un facteur 2.5 [129]. La figure 8.4 montre l'effet sur la courbe du minimum du χ^2 de la masse du Higgs. Si les données continuent à privilégier un Higgs léger, la fenêtre de masse pour le Higgs sera de quelques dizaines de GeV dans les années à venir.

La figure 8.5 montre que pour une valeur de la masse du top fixée, les deux paramètres les plus contraignants pour le Higgs sont la masse de M_W et l'angle de mélange effectif $\sin^2\theta_{eff}$ [52]. Dans l'hypothèse où SLD ne complète pas la prise de données pour la mesure de $\sin^2\theta_{eff}$, la mesure de la masse du W au LEP2 et au TEVATRON sera la mesure de précision la plus importante pour restreindre le domaine autorisé pour la masse du Higgs, et engager l'évolution de la physique au-delà du Modèle Standard.

[1] En avril 1999, la limite préliminaire est $M_H < 220$ GeV *à* 95 % C.L.

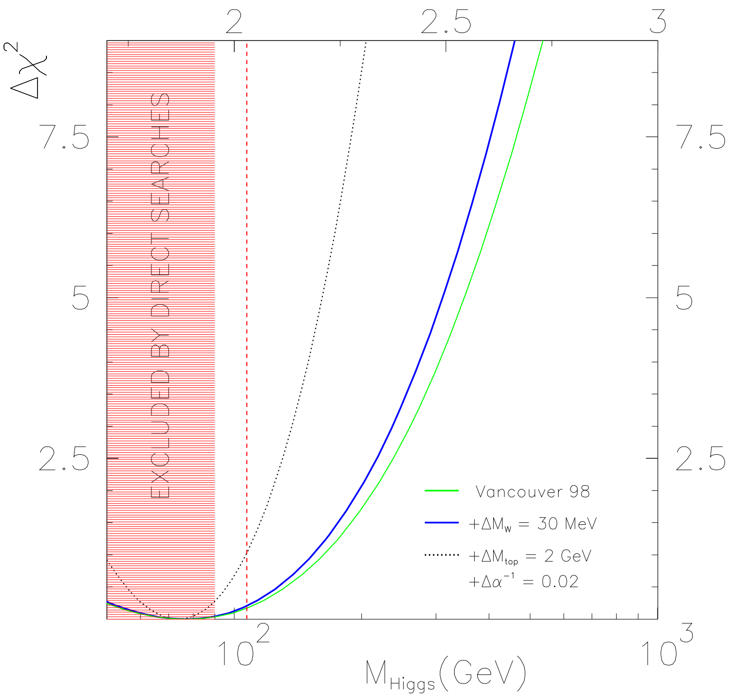


FIG. 8.4: $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\rm min}$ *en fonction de* $\mathrm{M_{higgs}}$*. Plusieurs cas sont considérés : la situation à l'été 1998, les cas futures où* $\Delta\mathrm{M_W}$ *est mesurée avec une précision de 30* $\mathrm{MeV/c^2}$*,* $\Delta\alpha^{-1} = 0.02$ *et* $\Delta\mathrm{M_{top}} = 2\ \mathrm{GeV/c^2}$*. La bande sombre montre la limite d'exclusion des recherches directes du boson de Higgs, la limite verticale correspond à la zone d'exclusion qui devrait être atteinte à la fin de LEP2 si le Higgs n'est pas découvert [54].*

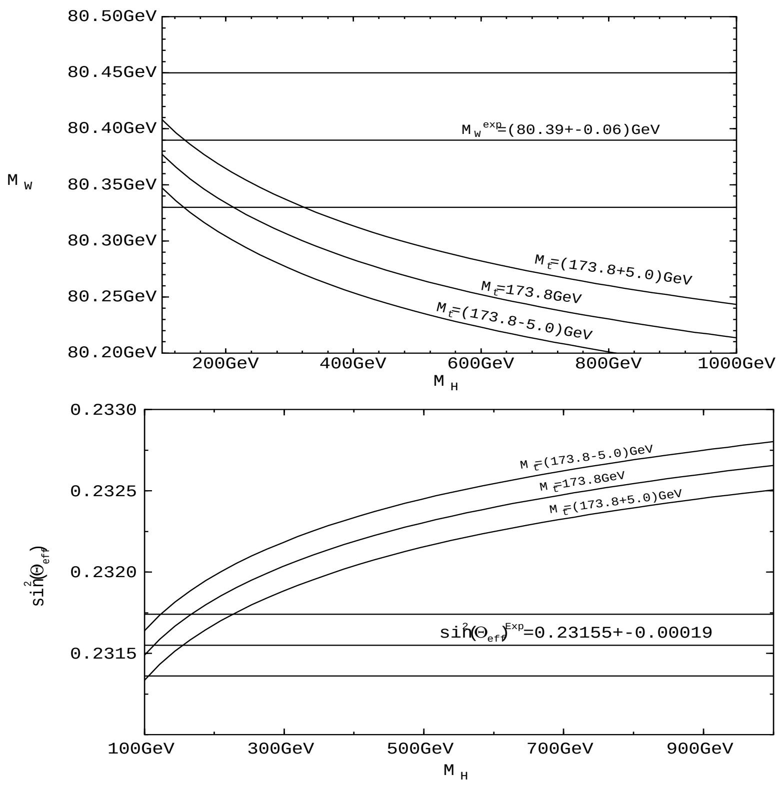


FIG. 8.5: *Dépendance de la masse du Higgs en fonction de* $\mathrm{M_W}$ *la masse du W, de* $\mathrm{M_{top}}$ *la masse du top et de* $\sin^2\theta_{\rm eff}$ *l'angle de mélange effectif. Les incertitudes expérimentales sont celles de l'été 1998 [52].*

Conclusion

Résultats

A partir des données enregistrées par le détecteur DELPHI entre 1997 et 1998, un échantillon de 1710 désintégrations hadroniques de bosons W a été sélectionné. Ces événements ont permis de reconstruire la distribution de masse du W dans le canal WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$ et de mesurer sa masse.

Les outils d'analyse nécessaires pour la mise en œuvre d'une méthode de mesure nouvelle ont été élaborés pour les différentes étapes de la détermination de la masse.

Une première étape a été la mise au point d'une sélection efficace du signal, fondée sur l'utilisation d'un réseau de neurones entraîné avec des variables caractéristiques de la topologie et de la cinématique des événements WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$. Les gains obtenus sur l'efficacité et la pureté de la sélection sont respectivement de 4 % et de 3 % par rapport à une méthode séquentielle. L'efficacité et la pureté obtenues sont :

- Efficacité = 86.0 ± 0.2 %
- Pureté = 79.7 ± 0.2 %

Ce travail a également contribué à améliorer la mesure de la section efficace WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$ pour les données à 189 GeV mais l'analyse complète n'était pas l'objet de cette thèse.

En combinant les résultats obtenus aux énergies dans le centre de masse à 183 GeV et 189 GeV, la masse du boson W mesurée dans ces travaux de recherches pour une luminosité intégrée de 212 pb^{-1} est :

$$M_W = 80.350 \pm 0.099 \text{ (stat.) } \pm 0.038 \text{ (exp.) } \pm 0.056 \text{ (th.) } \pm 0.018 \text{ (LEP) GeV/c}^2$$

où les incertitudes expérimentales (exp.) provenant du bruit de fond, de la fragmentation, du choix des associations par réseaux de neurones et, en partie, de la détection ont été estimées. Les incertitudes théoriques (th.) sont dues aux effets de corrélation de Bose-Einstein, de recombinaison de couleur et de la radiation de photons dans l'état initial. L'incertitude sur l'énergie du faisceau est notée (LEP).

Ce résultat est compatible avec les mesures directes de la masse au TEVATRON et à LEP2. La valeur mondiale préliminaire en 1999 est $M_W = 80.394 \pm 0.042$ GeV/c^2 [88]. La masse obtenue est également en accord avec les mesures indirectes de la masse par l'intermédiaire des corrections radiatives ; un ajustement global des données conduit à la valeur $M_W = 80.364 \pm 0.029$ GeV/c^2 [88].

Ces deux valeurs de la masse, combinées aux résultats actuels des mesures des paramètres électrofaibles, privilégient une masse du boson de Higgs inférieure à 262 GeV/c^2 à 95 % de niveau de confiance (C.L) [54]. Ce résultat inclut les incertitudes théoriques connues mais pas les valeurs de la recherche directe du boson de Higgs ($M_H \geq 89.8$ GeV/c^2 *à* 95 % C.L [54]).

Perspectives

L'incertitude statistique sur la masse du W devrait être environ de 25 MeV/c^2 à la fin du programme de physique au LEP2 en combinant les quatre expériences LEP avec 500 pb^{-1} chacune. L'évaluation précise des incertitudes systématiques devient donc un enjeu important pour atteindre le niveau de précision de 30 MeV/c^2. A l'été 1999, l'incertitude statistique sera déjà du même ordre de grandeur que l'erreur systématique, c'est-à-dire voisine de 40 MeV/c^2.

D'autre part la précision sur la masse du top prévue est de 2-3 GeV/c^2 à la fin du programme du Run II du collisionneur $p\bar{p}$ TEVATRON [130]. Cette mesure, combinée à la masse du W, restreindra fortement la zone permise pour la masse du boson de Higgs.

Au-delà de cette étude sur la masse du W, certaines des méthodes mises au point dans ce travail de thèse pourraient trouver des applications auprès des futurs accélérateurs.

Annexe

Réseaux de neurones

Introduction

Les réseaux de neurones artificiels sont apparus il y a une cinquantaine d'années, des efforts combinés de scientifiques issus d'horizons divers et aux motivations variées [131]. En 1943, deux biophysiciens de l'université de Chicago, McCulloch et Pitts [132], s'inspirant des récentes découvertes en neurobiologie, conçoivent le premier modèle du neurone biologique, baptisé neurone formel ou automate seuil. Un peu plus tard, un neurophysiologiste renommé, Donald Hebb, propose en 1949 une formulation du mécanisme d'apprentissage, sous la forme d'une règle de modification des connexions synaptiques qui porte encore son nom [133]. Finalement, c'est en 1958 que Rosenblatt, combinant les idées de ses prédécesseurs, conçoit le Perceptron, un réseau de neurones artificiel inspiré du système visuel, possédant une couche de neurones "perceptive" et une couche de neurones "décisionelle" [134]. Ce réseau, qui parvient à apprendre et à identifier des formes simples et à calculer certaines fonctions logiques, constitue le premier système artificiel exhibant une faculté jusque là réservée au vivant, la capacité d'apprendre par l'expérience : le premier réseau de neurones artificiel proprement dit.

Les travaux de Hopfield [135] démontrent en 1982, l'utilité des réseaux complètement connectés (les réseaux récurrents avec "feed-back" constituant la deuxième grande classe de réseaux avec les réseaux de type perceptron, aussi qualifiés de "feed-forward"). Parallèlement aux travaux de Hopfield, Werbos conçoit un mécanisme d'apprentissage pour les réseaux multicouches de type perceptron : c'est l'algorithme d'apprentissage par "back-propagation" (rétropropagation de l'erreur) qui fournit un moyen simple d'entraîner les neurones des couches cachées. Cet algorithme sera réellement popularisé en 1986 par Rumelhart et al. [136] dans un article de Nature et un livre ("Parallel distributed processing"). Les réseaux de neurones ont donné lieu à de très nombreuses applications, notamment en physique des particules, où leur utilisation a été envisagée pour la première fois en 1987, par B. Denby [137], un physicien américain alors au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Le programme utilisé dans l'analyse est SNNS *Stuttgart Neural Network Simulator*, il est développé à l'université de Stuttgart depuis 1989 [138]. Cette étude a débuté avec le programme le plus couramment utilisé en physique des hautes énergies : JETNET [139]. SNNS a cependant été préféré pour des raisons de convivialité liées à l'interface graphique disponible avec ce programme. Notons que SNNS et JETNET sont identiques aux niveaux des algorithmes employés.

Un réseau de neurones est un programme qui ajuste des paramètres dans un espace à plusieurs dimensions en cherchant à minimiser ou à maximimiser une réponse. La méthode d'ajustement diffère cependant des autres techniques, comme nous allons le montrer dans les paragraphes suivants.

L'utilisation de réseaux de neurones se fait à deux étapes de l'analyse : à la sélection des événements $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et à la reconstruction de la masse des W pour attribuer les jets aux W.

Intérêt d'un réseau de neurones

Plusieurs aspects montrent l'importance des réseaux de neurones. Parmi eux, on peux évoquer les points suivants :

- Capacité à généraliser : après avoir été entaîné sur un certain nombre d'exemples, un réseau de neurones est souvent capable d'interpoler et d'extrapoler face à de nouvelles situations.
- Intrinsèquement non linéaire : la plupart des problèmes physiques ne sont pas modélisables par des fonctions linéaires. Un réseau de neurones est une combinaison linéaire de fonctions non linéaires. De ce fait, il permet, dans de nombreux cas, de résoudre beaucoup de problèmes mieux que d'autres méthodes connues.
- Résistance au bruit de fond : la réponse de sortie d'un réseau de neurones est presque insensible au cas où un des nœuds n'a pas la valeur habituelle.
- Evite la paramétrisation : on peut traiter des problèmes où la règle est très difficile à connaître à l'avance sous forme analytique.

L'inconvénient majeur d'un réseau de neurones est la difficulté de comprendre réellement comment et pourquoi il a choisi une solution plutôt qu'une autre. D'autre part, l'entraînement d'un réseau de neurones nécessite beaucoup d'exemples et exige un temps de calcul parfois important. Ce dernier point n'a pourtant pas été un facteur limitant pour notre analyse.

Principe de fonctionnement

Les réseaux de neurones que nous avons utilisés sont tous constitués d'un niveau d'entrée, d'un seul niveau caché et d'un niveau de sortie, chaque niveau pouvant comporter plusieurs nœuds. L'utilisation de deux niveaux cachés permet en général d'augmenter la vitesse de calcul mais aucune amélioration n'a été observée et, en outre, cela multiplie le nombre de paramètres à ajuster. Le raisonnement semble également s'appliquer pour déterminer le nombre de nœuds sur le niveau caché. Pour tous les réseaux de neurones, le même nombre de nœuds en entrée et au niveau caché a été choisi. La figure 8.6 montre une représentation des niveaux et des liens pour le réseau de neurones qui attribue les jets au W pour des événements à 4 jets.

On définit les paramètres suivants :

- net_i = valeur d'entrée associée au nœud i.
- w_{ij} = lien entre deux nœuds i et j.
- θ_i = valeur réelle associée au nœud i appelée "biais".
- $f_{act}\left(net_i, w_{ij}, \theta_i\right)$ = fonction d'activation

Les valeurs d'entrées sont toutes normalisées entre 0 et 1. Un nœud est relié avec tous les autres nœuds du niveau précédent par un lien w_{ij} et θ_i joue le rôle d'un seuil "adouci".

Valeur d'entrée d'un nœud :

Si on appelle L l'indice du niveau, la valeur d'entrée d'un nœud j de ce niveau est :

$$net_j = \sum_i w_{ij} o_i^{L-1}$$

avec o_i^{L-1} la valeur de sortie du nœud i du niveau précédent $L-1$.

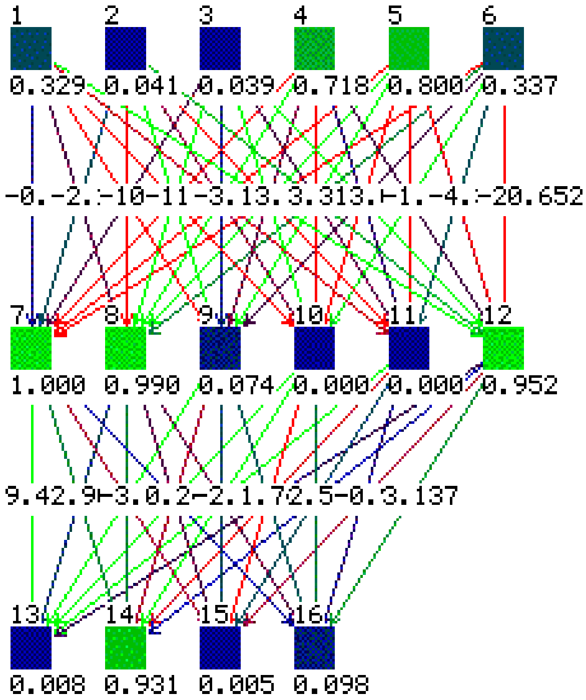


FIG. 8.6: *Exemple d'un réseau de neurones avec un niveau d'entrée comportant 6 nœuds, un niveau caché avec 6 nœuds et un niveau de sortie avec 4 nœuds. Ce réseau de neurones est utilisé pour attribuer les jets aux W. Les trois premiers nœuds de sortie correspondent à trois attributions possibles pour un événements* $\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ *à 4 jets. Le dernier nœud est utilisé pour les événements de bruit de fond. On voit que la deuxième attribution (jet 1-3 et jet 2-4) est sélectionnée par le réseau de neurones. Les poids* w_{ij} *sont indiqués entre les niveaux.*

Valeur de sortie d'un nœud :

La valeur de sortie d'un nœud du niveau L est calculée par :

$$o_j^L = f_{act}\left(net_i, w_{ij}, \theta_i\right) = \frac{1}{1 + e^{-\left(\sum_i w_{ij} o_i^{L-1} + \theta_j\right)}}$$

D'autres fonctions d'activation ont été essayées mais la "sigmoïde" $f(x) = 1/(1+\exp(-x))$ usuelle apparaît comme un bon choix. L'intérêt de cette fonction réside dans son caractère presque binaire puisque valant rapidement 1 ou 0, ce qui permet d'ajuster une décision de type oui-non.

Ajustement des liens w_{ij} :

Le type de réseau de neurones utilisé est un "feed-forward" avec "back-propagation", c'est-à-dire que les valeurs d'entrées sont propagées vers la sortie suivant les règles précédentes. Dans un deuxième temps, les liens sont ajustés en partant du niveau de sortie et en remontant au niveau d'entrée.

Du niveau de sortie au niveau caché :

La valeur de sortie o_j d'un nœud j du niveau de sortie est comparée à la valeur d'apprentissage t_j et une erreur $\delta_j \propto (t_j - o_j)$ est calculée. Le changement de la valeur des liens entre le niveau caché et le niveau de sortie est obtenu[2] par :

$$\Delta w_{ij} = \eta \ \delta_j \ o_i$$

$$\delta_j = f'_{act}(net_j) \ (t_j - o_j)$$

- i indice d'un nœud du niveau caché
- j indice d'un nœud du niveau de sortie
- η un facteur d'apprentissage (une constante)
- δ_j l'erreur du nœud j
- t_j valeur d'apprentissage du nœud j
- o_i valeur de sortie d'un nœud i de la couche cachée
- o_j valeur de sortie d'un nœud j du niveau de sortie
- w_{ij} valeur du lien allant du nœud i au nœud j

Du niveau caché au niveau d'entrée :

Pour les nœuds du niveau caché, il n'y a pas de valeur d'apprentissage t_i. Les liens entre le niveau caché et le niveau d'entrée sont ajustés de cette façon :

$$\Delta w_{ij} = \eta \ \delta_j \ o_i$$

$$\delta_j = f'_{act}(net_j) \ (\sum_k \delta_k w_{jk})$$

- i indice d'un nœud du niveau d'entrée
- j indice d'un nœud du niveau caché
- k indice d'un nœud du niveau de sortie
- o_i valeur de sortie d'un nœud i du niveau d'entrée (dans notre cas, cela correspond à la valeur des variables mises à l'entrée)
- w_{jk} valeur du lien allant du nœud j au nœud k

Cette procédure est généralisable à un nombre quelconque de niveau caché. La dérivée de la fonction (le gradient) prend en compte la variation plus ou moins forte de la sigmoïde pour passer de 0 à 1. En modifiant η on augmente ou on diminue la vitesse de convergence du gradient. La valeur utilisée est $\eta = 0.2$.

Entraînement

Les nombres d'exemples N_e utilisés dans l'entraînement pour la sélection des événements $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ d'une part, et, d'autre part, pour d'attribution des jets sont donnés dans les paragraphes 3.4.2 au chapitre 3 et 5.5 au chapitre 5.

On initialise l'apprentissage avec des valeurs aléatoires situées entre 0 et 1 pour les liens w_{jk} et les biais θ_j. Au cours de l'apprentissage, les exemples sont présentés un nombre c fois (c pour cycle) dans un ordre aléatoire pour affiner la convergence. La quantité suivante est calculée :

$$E_c = \sum_{N_e} \sum_{j \ \in \ \text{sortie}} (t_j - o_j)^2 \tag{8.1}$$

[2]Ces expressions sont obtenues en calculant la dérivée de l'équation (8.1) par rapport à w_{ij}

L'entraînement est arrêté lorsque la valeur de E_c converge. En général, cette valeur se stabilise très rapidement au bout de 100 cycles environ. En revanche, la valeur des liens w_{jk} ne semble pas converger même si parfois leur vitesse d'évolution diminue.

Comme le minimum de E_c est atteint très rapidement mais que les poids évoluent également très rapidement, nous avons préféré poursuivre l'entraînement au-delà de 100 cycles. Tous les 50 cycles, jusqu'à 800 cycles en moyenne, soit l'efficacité et la pureté, soit la résolution sur masse du W sont calculées selon qu'on cherche à sélectionner les W ou à attribuer les jets. On constate que ces valeurs convergent également très vite mais que seule la forme des distributions évolue. Par exemple, pour la sélection des événements, les valeurs de sortie du réseau de neurones représentées dans les figures 3.12 et 3.13 du chapitre 3 sont repoussées vers les extrêmes : les événements de bruit de fond vers 0 et les événements $\mathrm{WW} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ vers 1. L'efficacité et la pureté, en revanche, n'évoluent pratiquement plus. Si on entraîne le réseau de neurones très longtemps (20000 cycles par exemple !) on observe alors que les données sont en moins bon accord avec la simulation car, dans ce cas, le réseau de neurones apprend les fluctuations statistiques de l'échantillon Monte-Carlo d'entraînement. On le constate aussi en comparant E_c^e calculé - par l'équation (8.1)- avec les fichiers d'exemples et E_c^t calculé avec les fichiers constitués d'événements n'ayant pas servi à l'entraînement. Dans ce dernier cas, E_c^t s'éloigne de E_c^e (il faut toutefois attendre un très grand nombre de cycles). Aucun critère clair pour arrêter l'entraînement n'a été mis en évidence. La règle qui consiste à continuer "quelque temps" après que E_c ait atteint son minimum semble donner de bons résultats. Ces arguments sont qualitatifs et peuvent fortement dépendre du type de problème abordé.

Résumé

La mesure précise de la masse du boson de W permet de tester la cohérence du Modèle Standard et d'imposer de nouvelles contraintes à certains de ses paramètres comme la masse du boson de Higgs. La masse du W, obtenue par reconstruction directe de WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$, a été mesurée à partir des données enregistrées par l'expérience DELPHI aux énergies de 183 GeV et de 189 GeV dans le centre de masse en 1997 et 1998 pour une luminosité totale de 212 pb^{-1} au collisionneur LEP du CERN. Un réseau de neurones a été utilisé pour étiqueter le signal, conduisant à une efficacité et à une pureté de sélection de 86% et de 80% respectivement. Le nombre d'événements sélectionnés parmi les données fut 1710. Pour la reconstruction de la masse, la multiplicité de jets a été laissé libre et varie entre quatre et huit jets. Un nouvel algorithme rapide d'ajustement cinématique des jets a été mis au point pour améliorer la résolution de la masse des événements multi-jets en imposant la conservation de l'énergie et de l'impulsion. L'association des jets a également été effectuée par un réseau de neurones. La masse du boson W a été extraite à partir d'un ajustement de probabilité de la distribution bidimensionnelle prévue par la simulation complète, constituée par la moyenne et la différence des deux masses de W reconstruites. Une technique de repondération du Monte Carlo a été mise en oeuvre pour obtenir le spectre simulé pour des valeurs arbitraires de M_W. Les incertitudes systématiques dominantes sont étudiées en engendrant un grand nombre d'événements e$^+$e$^-$$\rightarrow$Z$\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$ et en les mélangeant pour obtenir des événements similaires aux paires de W. La valeur de la masse du W obtenue pour les données à partir de cette probabilité est $M_W = 80.350 \pm 0.099$ (stat.) $\pm\, 0.038$ (exp.) $\pm\, 0.056$ (th.) $\pm$ 0.018 (LEP) GeV/c^2. Ce résultat est compétitif et en bon accord avec d'autres mesures. La masse moyenne mondiale actuelle mesurée du boson W est $M_W = 80.394 \pm 0.042$ GeV/c^2. Ce résultat, inclus dans un ajustement global des données électrofaibles, contraint le boson de Higgs standard à une masse plus petite que 262 GeV/c^2 à 95% C.L.

Measurement of the mass of the W boson from the 4 quarks decay channel with the DELPHI experiment at LEP

The accurate measurement the W boson mass allows to test the consistency of the standard model and imposes new constraints on some of its parameters such as the mass of the Higgs boson. From the data recorded by the DELPHI experiment in 1997 and 1998 at the LEP collider at CERN, and corresponding to an integrated luminosity of 212 pb^{-1} taken during the 183 GeV and 189 GeV runs, the W mass has been measured from the direct reconstruction of WW $\rightarrow$ q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$ final states. A neural network was used to tag the signal, leading to an efficiency and purity of 86% and 80% respectively. The number of events selected from the data was 1710. The jet multiplicity was left free to vary between four and eight jets in the mass reconstruction algorithm. A new fast kinematic fit was developed to improve the mass resolution of multi-jets events by imposing momentum and energy conservation. The jet assignment was also performed using a neural network algorithm. The W boson mass was extracted from a likelihood fit to the two-dimensional plot formed by the average and the difference

of the two W-masses, using the distribution predicted by the full simulation. In order to obtain the simulated spectrum for arbitrary values of M_W, a Monte Carlo reweighting technique was used. The main systematic uncertainties are investigated by generating a large sample of WW like-events obtained from hadronic Z0 pairs, and comparing them to actual Z0 data. The W mass value obtained from this likelihood fit to the data is $M_W = 80.350 \pm 0.099$ (stat.) $\pm\, 0.038$ (exp.) $\pm\, 0.056$ (th.) $\pm$ 0.018 (LEP) GeV/c^2. This result is competitive and in good agreement with other measurements of the W mass. The current average measured world W boson mass is $M_W = 80.394 \pm 0.042$ GeV/c^2. This result, within an overall fit to the electroweak data, constrains the standard Higgs boson mass to be lower than 262 GeV/c^2 with 95% C.L.

Bibliographie

[1] S. Marcellini, *Z peak electroweak physics*, Moriond March 1999,
http ://moriond.in2p3.fr/EW/transparencies.

[2] Z. Kunszt, W.-J. Stirling, in *Physics at LEP 2*, CERN 96-01, Volume 1, p. 141.

[3] J. Alitti et al., UA2 Collab., *Phys. Lett.* **B 276** (1992) 354.

[4] M. Lancaster, *Tevatron W mass*, Moriond March 1999,
http ://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/wmass_new.html.

[5] DELPHI Collab.,
Measurement of the mass of the W boson using direct reconstruction at 183 GeV,
(Publication), to be submitted in *Phys. Lett.* **B** (mai 1999).

[6] S.L. Glashow, *Partial–symmetries of weak interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.

[7] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.

[8] A. Salam, *Elementary Particle Theory : Relativistic Groups and Analyticity*,
Nobel Symposium n°8 (N. Svartholm, éd.), Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968) 367.

[9] UA1 Collab., G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **B 122** (1983) 103.

[10] UA2 Collab., M. Banner et al., *Phys. Lett.* **B 122** (1983) 476.

[11] CDF Collab., F. Abe et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 271** (1988) 387.

[12] D0 Collab., S. Abachi et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 338** (1994) 185 ;
D0 Collab., H. Aihara et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 325** (1993) 393 ;
D0 Collab., S. Abachi et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 324** (1993) 53.

[13] ALEPH Collab., D. Decamp et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 294** (1990) 121 ;
ALEPH Collab., D. Buskulic et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 360** (1995) 481.

[14] DELPHI Collab., P. Aarnio et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 303** (1991) 233 ;
DELPHI Collab., P. Abreu et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 378** (1996) 57.

[15] L3 Collab., B. Adeva et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 289** (1990) 35 ;
M. Acciarri et al, *Nucl. Instrum. Methods* **A 351** (1994) 300 ;
M. Chemarin et al, *Nucl. Instrum. Methods* **A 349** (1994) 345 ;
A. Adam et al, *Nucl. Instrum. Methods* **A 383** (1996) 342-366 ;
I.C. Brock et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 381** (1996) 236.

[16] OPAL Collab., K. Ahmet et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 305** (1991) 275 ;
OPAL Collab., P. Allport et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 324** (1993) 34 ;
OPAL Collab., K. Allport et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A 346** (1994) 476.

[17] J.L Kneur, *La théorie électrofaible au LEP2*,
cours donné à la 28ème école de Gif-sur-Yvette, 9-13 Septembre 1996.

[18] M. Davier, *L'interaction électrofaible : un bilan des résultats de LEP1 et SLC*,
21 janvier 1998, cours donné à la 28ème école de Gif-sur-Yvette, 9-13 Septembre 1996.

[19] T.P. Cheng and L.F. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, *Clarendon press-Oxford*, (first published 1984).

[20] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and Leptons : an introductory course in modern particle physics*, *John Wiley and Sons*, (1984).

[21] L.H. Ryder, *Quantum field theory*, *Cambridge University Press*, (1985).

[22] C. Itzykson and J.B. Zuber, *Quantum field theory*, *McGraw-Hill Book Company*, (first published 1985).

[23] P. Bhat, H. Prosper, S. Snyder, *Top Quark Physics at the Tevatron*, `hep-ex/9809011`(1998), *J. Mod. Phys.* **A**, 15 Sep 1998.

[24] G.t'Hooft, *Nucl. Phys.* **B 33** (1971) 173 ; *Nucl. Phys.* **B 35** (1971) 171.

[25] International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, *Neutrino '98*, Takayama, Japan, June 1998 ; http ://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/nu98.

[26] T. Kajita, Super-Kamiokande Coll., Talk presented at *Neutrino '98*, [25], 1998.

[27] Y. Fukuda *et al.*, Super-Kamiokande Coll., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562.

[28] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132 ; *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508 ; *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156 ; F. Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321

[29] T. Maskawa et M. Kobayashi, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, *Prog. Th. Phys.* **49** (1973) 652.

[30] W. Beenakker, F.A. Berends, in *Physics at LEP 2*, CERN 96-01, Volume 1, p. 105.

[31] J.V. Allaby et al., CHARM Collab., *Z. Phys.* **C 36** (1987) 611 ; A. Blondel et al., CDHS Collab., *Z. Phys.* **C 45** (1990) 361.

[32] G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, Volume 1.

[33] Review of Particles Physics, *Phys. Rev.* **D 54** (1996) 172.

[34] M. Consoli, W. Hollik, in *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, Volume 1, p. 34.

[35] A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D 22** (1980) 971.

[36] M. Consoli, W. Hollik, in *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, Volume 1, p. 44.

[37] M. Consoli, W. Hollik, in *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, Volume 1, p. 53.

[38] J.H. Kühn, M. Steinhauser, *A theory driven analysis of the effective QED coupling at M_Z*, `hep-ph/9802241`,*Phys. Lett.* **B 429** (1998) 158.

[39] K.G. Chetyrkin, J.H. Kühn and M. Steinhauser, *Phys. Lett.* **B 371** (1996) 93 ; *Nucl. Phys.* **B 482** (1996) 213 ; *Nucl. Phys.* **B 505** (1997) 40.

[40] N. Cabbibo and R. Gatto, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960) 313 ; *Phys. Rev.* **124** (1961) 1577.

[41] M. Davier and A. Höcker, *Phys. Lett.* **B 419** (1998) 419.

[42] M. Davier and A. Höcker, `hep-ph/9805470` ; A. Höcker, talk presented at *XXIXth International Conference on High Energy Physics, ICHEP98*, Vancouver, CA, July 1998.

[43] M. Consoli, W. Hollik, in *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, Volume 1, p. 45.

[44] M. Veltman, *Acta. Phys. Pol.* **B 8** (1977) 475.

[45] J. van der Bij and F. Hoogeveen, *Nucl. Phys.* **B 283** (1987) 477 ; R. Barbieri, M. Beccaria, P. Ciafaloni, G. Curci and A. Vicere, *Phys. Lett.* **B 288** (1992) 95, *erratum :* **B 312** (1993) 511 ; *Nucl. Phys.* **B 409** (1993) 105 ; J. Fleischer, O.V. Tarasov and F. Jegerlehner, *Phys. Lett.* **B 319** (1993) 249 ; *Phys. Rev.* **D 51** (1995) 3820.

[46] A. Djouadi, C. Verzegnassi, *Phys. Lett.* **B 195** (1987) 265 ;
L. Avdeev, J. Fleischer, S. M. Mikhailov, O. Tarasov, *Phys. Lett.* **B 336** (1994) 560 ;
Phys. Lett. **B 349** (1995) 597 ;
K.G. Chetyrkin, J.H. Kühn, M. Steinhauser, *Phys. Lett.* **B 351** (1995) 331

[47] G. Degrassi, P. Gambino, A. Vicini, *Phys. Lett.* **B 383** (1996) 219 ;
G. Degrassi, P. Gambino, A. Sirlin, *Phys. Lett.* **B 394** (1997) 188.

[48] J. van der Bij and M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B 231** (1984) 205.

[49] G. Quast, talk given at the EPS HEP Conference 1997, Jerusalem, August 1997, to appear in the proceedings, CERN-PPE/97-157.

[50] S. Bauberger and G. Weiglein, *Phys. Lett.* **B 419** (1998) 333.

[51] P. Gambino, *Precision tests of the Standard Model : higher order corrections and the Higgs mass*, `hep-ph/9812332`,Symposium on Radiative Corrections (RADCOR 98), Barcelona, Spain, Catalonia, Sept. 8-12 1998.

[52] G. Weiglein, *Results for Precision Observables in the Electroweak Standard Model at Two-Loop Order and Beyond*, KA-TP-22-1998, `hep-ph/9901317`,KA-TP-11-1998, `hep-ph/9807222`,*Acta Phys. Pol.* **B 29** (1998) 10 .

[53] W.J. Marciano, *Phys. Rev.* **D 20** (1979) 274 ;
A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D 29** (1984) 89 ;
M. Consoli, W. Hollik and F. Jegerlehner, *Phys. Lett.* **B 227** (1989) 167.

[54] F. Teubert, *Precision test of the Standard Model from Z physics*,
Invited talk presented at the IVth International Symposium on Radiative Corrections (RADCOR 98), Barcelona, Spain, Catalonia, Sept 8-12 1998, `hep-ph/9811414` (20 Nov. 1998).

[55] DELPHI Collab., P. Abreu et al.,
W pair production cross-section and W branching ratios in e^+e^- *interactions at 183 GeV*,
Accepted by *Phys. Lett.* **B**, CERN-EP/99-47.

[56] K. Hagiwara, K. Hikasa, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, *Nucl. Phys.* **B 282** (1987) 253.

[57] W. Beenakker, F.A. Berends, in *Physics at LEP 2*, CERN 96-01, Volume 1, p. 90.

[58] S. Dittmaier, *Radiative corrections to W-pair production in* e^+e^- *annihilation*,
Invited talk presented at the IVth International Symposium on Radiative Corrections (RADCOR 98), Barcelona, Spain, Catalonia, Sept 8-12 1998, `hep-ph/9811434 (Nov.1998)`.

[59] W. Beenakker, F.A. Berends, in *Physics at LEP 2*, CERN 96-01, Volume 1, p. 111.

[60] W. Beenakker, A. Denner, S. Dittmaier, J. Hoogland, R. Kleiss, G.J Van Oldenborgh, C.G. Papadopoulos, G. Passarino,
The fermion-loop scheme for finite-width effects in e^+e^- *annihilation into four fermions*,
1996, NIKHEF-96-031, PSI-PR-96-41, `hep-ph/9612260.`

[61] W. Beenakker, F.A. Berends, A. P. Chapovsky,
Radiative corrections to pair production of unstable particles : results for $e^+e^-\to 4$ *fermions*,
`hep-ph/9811481 (Nov.1998)`.

[62] D.Bardin, A.Leike, T.Riemann and M.Sachwitz, *Phys. Lett.* **B 206** (1988) 539.

[63] F.A. Berends, R. Kleiss and R. Pittau, *Nucl. Phys.* **B424** (1994) 308 and
Comput. Phys. Commun. **85** (1995) 437.

[64] L. Taylor,*Properties of the W Boson*, Proceedings of the XVIIth International Conference on Physics in Collision, 1997, Ed. H. Heath, World Scientific, Singapore.

[65] T. Muta, R. Najima, S. Wakaizumi, *Effects of the W-boson width in* $e^+e^- \to W^+W^-$ *reactions*, *Mod. Phys. Lett.* **A 1** (1986) 203.

[66] W.J. Marciano and D. Wyler, *Z. Phys.* **C 3** (1979) 181 ;
D. Albert et al., *Nucl. Phys.* **B 166** (1980) 460 ;
K. Inoue et al., *Prog. Theo.* **64** (1980) 1008 ;
T.H. Chang, K.J.F. Gaemers and W.L. van Neerven, *Nucl. Phys.* **B 202** (1982) 407.

[67] D.Yu. Bardin, S. Riemann and T. Riemann, *Z. Phys.* **C 32** (1986) 121.

[68] A. Denner and T. Sack, *Z. Phys.* **C 46** (1990) 653.

[69] S. Jadach et al., *Phys. Lett.* **B 417** (1998) 326.

[70] M. Böhm et al., *Nucl. Phys.* **B 304** (1988) 463 ;
J. Fleischer, F. Jegerlehner and M. Zralek, *Z. Phys.* **C 42** (1989) 409.

[71] W. Beenakker, K. Kolodziej and T. Sack, *Phys. Lett.* **B 258** (1991) 469 ;
W. Beenakker, F.A. Berends and T. Sack, *Nucl. Phys.* **B 367** (1991) 287 ;
K. Kolodziej and M. Zralek, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 3619.

[72] W. Beenakker, A. Denner,*Int. J. Mod. Phys.*, **A 9**, (1994) 4837.

[73] W. Beenakker, F.A. Berends, in *Physics at LEP 2*, CERN 96-01, Volume 1, p. 116-117.

[74] W. Beenakker, A. Denner, *Radiative corrections to off-shell gauge-boson pair production*,
Zeuthen Workshop on Elementary-particle Physics : Loops and Legs in Gauge Theories
Rheinsberg, Germany, 19 - 24 Apr 1998,
Proceedings T Riemann and J Blmlein *Acta Phys. Pol.* **B 29** (1998) 10.

[75] W.Beenakker, F.A.Berends, W.L.v.Neerven,
in *Radiative Corrections for* e^+e^- *Collisions*, ed. J.H.Kühn (Springer, Berlin, 1989), p. 3.

[76] S. Dittmaier, *Theoretical aspects of W-pair production in* e^+e^- *collisions*,
3rd International Symposium on Radiative Corrections - CRAD '96 Cracow, Poland ;
1-5 Aug 1996, Publ. in Proceedings S. Jadach, M. Skrzypek and Z. Was,
Acta Phys. Pol. **B 28**, (1997) 3-4.

[77] D. Yennie, S. Frautschi, H. Suura, *Ann. Phys.* **13** (1961) 379.

[78] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L Ward, Z. Was,
Monte Carlo program KoralW 1.42 for all four-fermion final states in e^+e^- *collisions*,
Comput. Phys. Commun, (july 1998), UTHEP-98-0702, CERN-TH-98-242.

[79] A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien* **Bd. 2**, Vieweg, Braunschweig, 1939.

[80] S. Myers, *The LEP Collider, from design to approval and commissioning*,
Geneva CERN 10 Oct 1991 33 p., John Adams Memorial Lecture 6.

[81] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al.,
Performance of the DELPHI detector, *Nucl. Instrum. Methods* **A 378** (1996) 57.

[82] DELSIM User Manual, DELPHI 87-96/PROG 99, 1989 ;
DELSIM Reference Manual, DELPHI 87-98/PROG 100, 1989 ;
DELANA User's Guide, DELPHI 89-44/PROG 137, 1989.

[83] F. Boudjema and B. Mele, in *Physics at LEP 2*, CERN 96-01, Volume 1, p. 207.

[84] P. Abreu et al.,*Nucl. Instrum. Methods* **A 427** (1999) 497.

[85] A. Ballestrero, V.A. Khoze, E. Maina, S. Moretti, and W.J. Stirling,
Perturbative rates and colour rearrangement effects in four-jet events at LEP2,
Cavendish-HEP-95/15, DFT 04/95, DTP/95/10 (1996).

[86] G.V. Borisov, C. Mariotti, *Performance of b-tagging at LEP 2*, 97-16 PHYS 672, (1997).

[87] DELPHI Collab., P. Abreu et al.,
Measurement of the W-pair cross-section and of the W mass in e^+e^- *interactions at 172 GeV*,
Eur. Phys. J. **C 2** (1991) 581.

[88] XXXIVth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, 15-21 March, 1999.
http ://www.cern.ch/LEPEWWG/,
http ://www.lal.in2p3.fr/CONF/Moriond/ElectroWeak/electroweak.html

[89] D. Bardin et al., DESY 95-167 (1995).

[90] T. Sjöstrand, Pythia 5.7 and Jetset 7.4, Physics and Manual, *Comput. Phys. Commun.* **82** (1994) 74, CERN-TH 7112/93.

[91] I.G Knowles and G.D. Lafferty, *Hadronization in Z^0 decay*,
J. Phys. **G 23** (1997) 731-789, hep-ph/9705217.

[92] A.J. Buras et R. Fleischer,
Quark mixing, CP violation and rare decays after the top quark discovery,
à paraître dans Heavy Flavours II (1997), éd. A.J. Buras et M. Linder, hep-ph/9704376.

[93] JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Phys. Lett.* **B 101** (1981) 129-134.

[94] X. Artru, G. Mennessier, *Nucl. Phys.* **B 70** (1974) 93-115.

[95] B. Anderson, G. Gustafson, C. Peterson, *Z. Phys.* **C 1** (1979) 105-116 ;
B. Anderson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, *Z. Phys.* **C 6** (1980) 235-240 ;
B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31-145.

[96] B. Anderson, G. Gustafson, B. Söderberg, *Z. Phys.* **C 20** (1983) 317-329.

[97] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas, *Phys. Rev.* **D 27** (1983) 105-111.

[98] S. Moretti, L. Lönnblad, T. Sjöstrand,
New and Old Jet Clustering Algorithms for Electron-Positron Events,
RAL-TR-98-003, LU-TP-98-7, hep-ph/9804296.

[99] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B.R. Webber,
Phys. Lett. **B 269** (1991) 432.
N. Brown and W.J. Stirling, *Z. Phys.* **C 53** (1992) 629.

[100] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **28** (1983) 227.

[101] JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Z. Phys.* **C 33** (1986) 23 ;
S. Bethke, Habilitation thesis, LBL 50-208 (1987).

[102] S. Bethke, Z. Kunszt, D.E. Soper and W.J. Stirling,
Nucl. Phys. **B 370** (1992) 310 ; Erratum hep-ph/9803267.

[103] Yu.L. Dokshitzer, G.D. Leder, S. Moretti and B.R. Webber, *J. High Energy Phys.* **8** (1997) 1.

[104] A. Duperrin, *W mass reconstruction using MULTIJETS*,
DELPHI 97-170 PHYS 745, LYCEN 9756.

[105] *Search for R-parity violating effects at $\sqrt{s}$ = 183 GeV*,
DELPHI 98-138 CONF 199, High Energy Physics, Vancouver, July 23-29 1998, ICHEP'98 #210.

[106] A. Duperrin, *Measurement of the W Mass in* WW → q$\bar{\text{q}}$q$\bar{\text{q}}$ *at 183 GeV with neural network*,
DELPHI 98-150 PHYS 794, LYCEN 9869.

[107] ECFA Workshop on LEP 200, Aachen, CERN 87-08, ECFA 87/108 (1987).

[108] F. Cossuti, A. Ouraou, *Reweighting of EXCALIBUR events for 4 fermion physics at LEP200*,
DELPHI 98-9 PROG 231

[109] MINUIT Function Minimization and Error Analysis,
CERN *Program Library Long Writeups*, D506.

[110] *Calibration of centre-of-mass energies at LEP1 for precise measurements of* Z *properties*,
LEP Energy Working Group, *Eur. Phys. J.* **C 6** (1999) 187-223.

[111] *Evaluation of the LEP centre-of-mass energies for data taken in 1998*, LEP Energy Working Group, 99/01, Final Draft, March 12, 1999, http ://www.cern.ch/LEPECAL/.

[112] *The LEP spectrometer project*, LEP Spectrometer Working Group, 1999, http ://www.cern.ch/LEPECAL/spectro/Welcome.html.

[113] L. Lönnblad, T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **B351** (1995) 293.

[114] R. Moller , *Bose-Einstein Corellations in WW Events*, DELPHI 98-167 PHYS 807.

[115] L. Lönnblad, T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. **C 2** (1998) 165.

[116] V. Kartvelishvili, R. Kvatadze and R. Møller, *Phys. Lett.* **B 408** (1997) 331.

[117] S. Todorova and J. Rames, IReS 97/29, PRA-HEP97/16 and hep-ph/9710280. B. Anderson and M. Ringner, *Nucl. Phys.* **B 513** (1998) 627.

[118] G. Gustafson, U. Pettersson and P. Zerwas, *Phys. Lett.* **209** (1988) 90.

[119] T. Sjöstrand and V.A. Khoze, *Z. Phys.* **C 62** (1994) 281 ; *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 28.

[120] DELPHI Collab., P. Abreu et al., *Charged and Identified Particles from the Hadronic Decay of W bosons and in* $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ *at 183 and 189 GeV*, DELPHI 99-21 CONF 220, 12 March 1999.

[121] V.A. Khoze, *Interconnection phenomena in* W^+W^- *and* $t\bar{t}$ *events*, 12$^{\text{ème}}$ Rencontre de Physique de la Vallée d'Aoste : Results and Perspectives in Particle Physics, La Thuile, Italy, 1-7 March 1998, Publ. in Proceedings., hep-ph/9805505,CERN-TH-98-176.

[122] L. Lönnblad, *Reconnecting Coloured Dipoles*, CERN-TH/95-218. C. Friberg, C Gustafson, J Häkkinen, *Nucl. Phys.* **B 490** (1997) 289.

[123] DELPHI Collab., *Fast simulation*, DELPHI 87-26 PROG 71.

[124] J. Ellis and K. Geiger, *Phys. Rev.* **D 54** (1996) 1967.

[125] G. Montagna, O Nicrosini, G. Passarino, F. Piccinini, *TOPAZ0 4.0 : A new version of a computer program for evaluation of de-convoluted and realistic observables at LEP 1 and LEP 2*, hep-ph/9804211(1998).

[126] D. Bardin, G. Passarino, *Upgrading of Precision Calculations for Electroweak Observables*, hep-ph/9803425(1998).

[127] CERN Yellow Report 95-03, Geneva, 31 March 1995, eds. D. Bardin, W. Hollik and G. Passarino.

[128] K. MacFarland, talk presented at the XXXIIIth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, 15-21 March, 1998.

[129] M.W. Grünewald, *Combined Analysis of Precision Electroweak Results*, http ://www.cern.ch/LEPEWWG/misc/.

[130] *Measurement of the Top Quark Mass with the Collider Detector at Fermilab*, CDF Collab., F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 271-276.

[131] Artificial Neural Networks For OPALists, http ://www-dapnia.cea.fr/Spp/Experiences/OPAL/opalcern/nnmain.html

[132] W.S. McCullogh, W. Pitts, *A logical Calculus of the Ideas Immanent in Nervous Activity* Bull. of Math. Biophysics 5 (1943) 115.

[133] D.O. Hebb, *The Organization of Behaviour*, Wiley, New York (1949).

[134] R. Rosenblatt, *Principles of Neurodynamics*, Spartan Books, New York (1962).

[135] J.J. Hopfield,
Neural Networks and Physical Systems with Emergent Collective Computational Abilities,
Proceedings of the National Academy of Sciences, USA, 1982, p. 2-554.

[136] D.E. Rumelhart et al., *Learning representations by back-propagating errors*,
Nature, vol. 323 (1986) 323.

[137] B. Denby, *Neural Netwroks and Cellular Automata in Experimental High Energy Physics*,
Comput. Phys. Commun. **49** (1988) 429.

[138] Stuttgart Neural Network Simulator,
http ://www.informatik.uni-stuttgart.de/ipvr/bv/projekte/snns/snns.html.

[139] C. Peterson, T. Rognvaldsson and L. Lönnblad,
JETNET 3.0 : A Versatile artificial neural network package,
Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 185.