ORSAY DAPNIA/SPP 00-xxx

n^0 d'ordre: Janvier 2000

Université de Paris-Sud
UFR scientifique d'Orsay

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Laurent Simard

Mesure de la masse du W dans l'expérience DELPHI

Soutenue le 14 janvier 2000, devant la Commission d'examen

MM.	Etienne Augé	(rapporteur)
	Jean-Loïc Kneur	(examinateur)
	Ahmimed Ouraou	(directeur)
	André Rougé	(examinateur)
	Gérard Smadja	(rapporteur)
	Marc Winter	(examinateur)

Résumé

Après l'étude du Z^0 lors de la première phase du LEP, les propriétés du boson W et en particulier sa masse sont mesurées précisément à LEP2. Après avoir expliqué les implications de cette mesure sur la masse du Higgs dans le modèle standard, on décrira l'analyse des événements WW semi-leptoniques, c'est-à-dire dans lesquels un W se désintègre en une paire quark-antiquark, tandis que l'autre se désintègre en un lepton chargé et un neutrino, qui a été effectuée à partir des données enregistrées en 1997 et 1998 à DELPHI, soit une luminosité intégrée de 211,1 pb^{-1}.

La mesure, qui est basée sur une méthode de maximum de vraisemblance appliquée à la fois aux données et à la simulation, exige que toutes les variables de la simulation reproduisent le mieux possible les données. Les comparaisons entre Monte Carlo et données sont exposées, ainsi que la sélection des événements WW et l'algorithme d'ajustement cinématique utilisé pour améliorer la résolution sur la masse. Les méthodes utilisées pour estimer les erreurs systématiques sur la mesure et le résultat des mesures sont présentés. En combinant ces mesures avec les mesures effectuées dans le canal hadronique, la masse et la largeur mesurées sont :

$$\mathrm{M_W} = 80,322 \pm 0,077(\mathrm{stat}) \pm 0,047(\mathrm{syst}) \pm 0,018(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2},$$

$$\Gamma_\mathrm{W} = 2,285 \pm 0,181(\mathrm{stat}) \pm 0,083(\mathrm{syst})\ \mathrm{GeV/c^2}.$$

Abstract

After the Z^0 study during the first phase of LEP, the properties of the W boson, in particular its mass, are precisely measured at LEP2. After the implications of that measurement on the Higgs mass being explained, the analysis of the WW semi-leptonic events, where the two W decay into two quarks, a charged lepton and a neutrino, is described. It was carried out with the data sample collected at DELPHI in 1997 and 1998, corresponding to an integrated luminosity of 211.1 pb^{-1}.

The measurement, based upon a likelihood fit applied both to simulation and data requires that all variables of simulation reproduce well the data. Comparisons between Monte Carlo and data are setted out, as well as the selection of WW events and the kinematical fit used to improve the mass resolution. The method used to estimate the systematic errors on the measurement and the result of the measurement are presented. When combining these measurements with the measurements done in the hadronic channel, the measured mass and the width are :

$$\mathrm{M_W} = 80.322 \pm 0.077(\mathrm{stat}) \pm 0.047(\mathrm{syst}) \pm 0.018(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2},$$

$$\Gamma_\mathrm{W} = 2.285 \pm 0.181(\mathrm{stat}) \pm 0.083(\mathrm{syst})\ \mathrm{GeV/c^2}.$$

Table des matières

Table des Figures **7**

1 Le cadre théorique et expérimental du W **17**
1.1 L'interaction faible sans boson W : le modèle de Fermi 17
1.2 Le modèle standard 20
1.3 Le boson W et la mesure de sa masse 22
1.4 La section efficace WW 25
1.5 Intérêt de la mesure de la masse du W 32
1.5.1 Test de la cohérence du modèle standard 32
1.5.2 Contraintes sur d'autres paramètres 37

2 L'accélérateur et le détecteur utilisés pour la mesure de la masse **43**
2.1 L'accélérateur utilisé : le LEP 43
2.2 Le détecteur DELPHI 47
2.2.1 Les détecteurs de traces 49
2.2.2 Les calorimètres 53
2.2.3 Les chambres à muons 55
2.2.4 Le programme de reconstruction : DELANA 56

3 Caractéristiques des événements WW **57**
3.1 Cinématique de l'événement 57
3.2 Désintégration du W 61
3.3 Energie perdue par ISR 65

4 La génération et la simulation **69**
4.1 La génération 69
4.2 Le programme de simulation : DELSIM 80

5 Sélection des événements WW semi-leptoniques **85**
5.1 Bruits de fond 85
5.2 Identification de l'électron et du muon parmi les traces existantes . . 89
5.2.1 Identification de l'électron 89
5.2.2 Identification du muon 93
5.3 Coupures 93

5.3.1 Canaux électron et muon 93
5.3.2 Canal tau 99
5.4 Effet de la sélection 100

6 Etude des paramètres intervenant dans la mesure 105
6.1 Energie perdue par ISR et FSR 106
6.2 Energie de faisceau 109
6.3 Energie de l'électron 115
6.3.1 Electrons dans l'HPC 115
6.3.2 Electrons à l'avant 129
6.4 Impulsion du muon 134
6.5 Energie des jets 139
6.5.1 Etude de jets de 45 GeV 139
6.5.2 Etude de jets de faible énergie 144
6.5.3 Etude de jets de haute énergie 146
6.6 Angles 151
6.7 Comparaison de paramètres après sélection 154

7 Mesure de la masse à partir des énergies et des impulsions 159
7.1 Ajustement cinématique 159
7.2 Méthode de mesure de la masse 169
7.2.1 Principe de la méthode 169
7.2.2 Correction de la valeur mesurée et de l'erreur avec le Monte Carlo 178
7.2.3 Mesure de la largeur 188
7.2.4 Une autre méthode: le maximum de vraisemblance par intervalles 195

8 Erreurs systématiques 197
8.1 Echelles d'énergie 198
8.1.1 Energie de l'électron 198
8.1.2 Impulsion du muon 201
8.1.3 Energie du tau 202
8.1.4 Energie du jet 202
8.2 Résolution sur les énergies 205
8.2.1 Résolution sur l'énergie du lepton chargé 205
8.2.2 Résolution sur l'énergie des jets 205
8.3 Bruit de fond 206
8.3.1 Niveau de bruit de fond 206
8.3.2 Forme du bruit de fond 206
8.4 Courbe d'étalonnage 209
8.5 Erreur théorique dans le Monte Carlo 209
8.6 Energie du LEP 213
8.7 La méthode des mixed Lorentz-boost au Z^0 (MLBZ) 213
8.8 Combinaison des erreurs systématiques 214

9 Résultats des mesures **219**
9.1 Masse du W 219
9.2 Largeur du W 220

Bibliographie **225**

Table des figures

1.1 Diffusion électromagnétique électron-proton 18
1.2 Désintégration bêta du proton 19
1.3 Potentiel de Higgs à une dimension 21
1.4 Diagrammes $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 26
1.5 Contribution, suivant l'énergie disponible dans le centre de masse, des diagrammes CC03 à la section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-(\gamma)$ 27
1.6 Exemples de diagrammes de corrections radiatives entrant dans le calcul au premier ordre du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 29
1.7 Section efficace totale de Born WW, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse 30
1.8 Exemple de diagramme non CC03 31
1.9 Exemples de diagrammes supplémentaires pour un état final $q\bar{q}l\bar{\nu}$ . . 31
1.10 Diagrammes qui contribuent à la correction de Coulomb 32
1.11 Diagramme de désintégration du muon 33
1.12 Diagramme dominant dans le calcul de la contribution faible d'un doublet à la désintégration $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ 34
1.13 Diagrammes de contribution du boson de Higgs à la désintégration $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ 34
1.14 Diagrammes en boîte qui contribuent à la désintégration $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ 35
1.15 Diagrammes de renormalisation de vertex, qui contribuent à la désintégration $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ 36
1.16 Mesures directes et contraintes indirectes sur la masse du W et la masse du top, en été 1997 38
1.17 Contraintes sur la masse du Higgs suivant l'incertitude sur la masse du W 39
1.18 Distribution de Δr calculée en fonction de la masse du top, pour des valeurs de la masse du Higgs égales à 95 et à 1000 GeV/c^2 40
1.19 Contrainte sur la masse du Higgs obtenue à partir de la masse du W et de $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ 41

2.1 Infrastructure des accélérateurs du CERN 45
2.2 Vue des différents sous-détecteurs qui constituent DELPHI 48
2.3 Perte d'énergie par unité de longueur en fonction de l'impulsion dans la TPC 51

3.1 Définition de l'axe de la transformation de Lorentz appliquée au système lepton-neutrino . . . 58
3.2 Spectre en énergie générée du lepton dans les trois canaux WW semi-leptoniques à 189 GeV . . . 60
3.3 Spectre en énergie générée des deux quarks dans les trois canaux WW semi-leptoniques . . . 61
3.4 Distribution de cos θ_{lep}, où θ_{lep} est l'angle entre le muon généré, dans le référentiel lié au W leptonique, et le W leptonique dans le référentiel du laboratoire, à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. . . 62
3.5 Distribution de cos θ_{quark}, où θ_{quark} est l'angle entre le quark généré, dans le référentiel lié au W hadronique, et le W hadronique dans le référentiel du laboratoire, à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. . . . 62
3.6 Distribution de cos θ_{W^-}, où θ_{W^-} est l'angle que fait le W^- généré avec la direction des électrons incidents, à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV . . . 63
3.7 Distribution de l'angle entre le photon émis par ISR et le tube à vide, pour une simulation d'événements WW semi-leptoniques à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV . . . 66

4.1 Masses hadroniques générées avec KORALW et EXCALIBUR 71
4.2 Masse leptoniques générées avec KORALW et EXCALIBUR dans le canal électron . . . 72
4.3 Masses leptoniques générées avec KORALW et EXCALIBUR dans le canal tau . . . 73
4.4 Energie totale et impulsion transverse totale emportée par les ISR pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal électron . . . 76
4.5 Energie totale et impulsion transverse totale emportée par les ISR pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal muon . . . 77
4.6 Energie générée des quarks et angle généré entre les deux quarks pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal électron . . . 78
4.7 Energie générée des quarks et angle généré entre les deux quarks pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal tau . . . 79
4.8 Energie générée du lepton pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal électron . . . 81
4.9 Energie générée du lepton pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal muon . . . 82

5.1 Section efficace de Born des bruits de fond dans un collisionneur $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse . . . 86
5.2 Efficacité de sélection des événements $\mathrm{q\bar{q}e\bar{\nu}}$ et $\mathrm{q\bar{q}}\mu\bar{\nu}$, en fonction de l'angle entre le lepton et le tube à vide . . . 90

5.3 Distribution de l'énergie de l'électron divisée par l'énergie simulée, pour les événements simulés comme $q\bar{q}e\bar{\nu}$ et sélectionnés à la fois par ERECOV et par FREGIT . . . 92
5.4 Différence entre $\theta_{\text{tau reconstruit}}$ et $\theta_{\text{tau généré}}$ . . . 94
5.5 Energie visible du lepton identifié dans le canal électron ou impulsion visible du lepton identifié dans le canal muon, suivant le type de lepton simulé . . . 95
5.6 θ_{acol} en fonction de $|\cos(\theta_{\text{acop}})|$ pour des événements $q\bar{q}(\gamma)$ et WW . . . 98
5.7 Efficacité de sélection des événements $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ en fonction des masses leptonique et hadronique simulées . . . 103
5.8 Efficacité de sélection des événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ en fonction de la masse leptonique simulée, pour des diagrammes CC03 uniquement ou pour tous les diagrammes . . . 104

6.1 Distribution de l'énergie totale perdue par ISR, pour des événements WW semi-leptoniques électron, avec KORALW et EXCALIBUR . . . 107
6.2 Distribution de l'énergie totale perdue par ISR, pour des événements WW semi-leptoniques muon avec KORALW et EXCALIBUR . . . 108
6.3 Distribution de l'impulsion transverse totale des photons ISR, pour des événements WW semi-leptoniques électron avec KORALW et EXCALIBUR . . . 108
6.4 Distribution de l'impulsion transverse totale des photons ISR, pour des événements WW semi-leptoniques muon, avec KORALW et EXCALIBUR . . . 109
6.5 Distribution de l'énergie totale perdue par FSR, pour les événements WW semi-leptoniques électron, avec KORALW et EXCALIBUR . . . 110
6.6 Distribution de l'énergie totale perdue par FSR, pour les événements WW semi-leptoniques muon, avec KORALW et EXCALIBUR . . . 110
6.7 Définition des angles pour un événement $Z^0\gamma$ . . . 111
6.8 Masse jet-jet mesurée en multipliant les énergies et les impulsions des jets par le rapport entre l'énergie calculée et l'énergie mesurée du jet, pour la simulation et pour les données . . . 113
6.9 Distribution de l'énergie mesurée, corrigée par ELEPHANT, divisée par l'énergie de faisceau, pour des électrons Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV . . . 116
6.10 Valeur ajustée de l'énergie de l'électron divisée par l'énergie de faisceau, dans l'HPC, suivant l'angle de l'électron avec le tube à vide, dans la simulation et les données pour des Bhabha à 91 GeV . . . 117
6.11 Distribution de l'énergie mesurée, corrigée par ELEPHANT, divisée par l'énergie de faisceau, pour des électrons Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV, pour une simulation de résolution dégradée et les données . . . 118

6.12 Résolution du rapport entre l'énergie corrigée d'ELEPHANT et l'énergie de faisceau dans la simulation et les données pour des Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV 119
6.13 Distribution de l'énergie mesurée, corrigée par ELEPHANT, divisée par l'énergie de faisceau, pour des électrons Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV 120
6.14 Définition des angles pour un événement Bhabha radiatif 121
6.15 Rapport entre l'énergie calculée à partir de la mesure des angles et l'énergie simulée, pour une simulation d'électrons d'événements Bhabha radiatifs 122
6.16 Comparaison données-Monte Carlo pour l'énergie de l'électron, avec des événements Bhabha radiatifs 122
6.17 Définition des angles pour un événement Compton $e^+e^-\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$. 123
6.18 Rapport entre l'énergie calculée à partir de la mesure des angles et l'énergie simulée, pour une simulation d'électrons d'événements Compton virtuel à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV 124
6.19 Comparaison entre les données et la simulation pour l'énergie d'électrons d'événements Compton virtuel 125
6.20 Effet du réajustement sans l'OD sur l'impulsion de l'électron, pour des événements Bhabha dans les données à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV 126
6.21 Distribution de l'impulsion de l'électron, réajustée sans l'OD, pour une simulation d'électrons d'événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ 128
6.22 Distribution d'énergie combinée d'électrons Bhabha à 91 GeV dans l'HPC dans les données 129
6.23 Distribution de la valeur moyenne de l'énergie de l'électron à laquelle on a ajouté l'énergie des photons dans un certain cône divisée par l'énergie de faisceau en fonction de l'ouverture angulaire de ce cône en degrés pour des Bhabha à 91 GeV 131
6.24 Distribution de la résolution de l'énergie de l'électron à laquelle on a ajouté l'énergie des photons dans un certain cône divisée par l'énergie de faisceau en fonction de l'ouverture angulaire de ce cône en degrés pour des Bhabha à 91 GeV 132
6.25 Distribution de l'énergie de l'électron, mesurée avec l'algorithme de clusterisation REMCLU, divisée par l'énergie de faisceau pour des électrons Bhabha à 91 GeV environ, suivant le domaine angulaire 133
6.26 Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon, pour des muons d'événements dimuons enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV 135
6.27 Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon, pour des μ^+ et des μ^- d'événements dimuons enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV, dans les données 136

6.28 Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons d'événements dimuons enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV, dans les données après correction de l'effet de mauvais alignement 137

6.29 Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons d'événements dimuons enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV, après correction de l'effet de mauvais alignement et correction du Monte Carlo 138

6.30 Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons d'événements dimuons a 189 GeV dans le centre de masse, dans les données après correction de l'effet de mauvais alignement et correction du Monte Carlo 139

6.31 Comparaison entre les données et la simulation de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons d'événements dimuons a 91 GeV dans le centre de masse, en fonction de cos θ 140

6.32 Distribution de l'énergie du jet divisée par l'énergie de faisceau, pour un jet d'un événement $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV 141

6.33 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la résolution en énergie de jets d'événements $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ du jet, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide 142

6.34 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de l'énergie de jets d'événements $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube faisceau 143

6.35 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de l'énergie de jets d'événements $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de la probabilité de tag de quark b 143

6.36 Définition des angles pour un événement en trois jets 144

6.37 Distributions du rapport entre la masse et l'énergie du jet dans des événements en trois jets à 91 GeV 145

6.38 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de l'énergie du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements en trois jets à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de l'énergie calculée 146

6.39 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de l'énergie du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements en trois jets à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide 147
6.40 Rapport entre l'énergie calculée à partir de la mesure des angles et l'énergie simulée, pour une simulation de jets de plus haute énergie d'événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ 147
6.41 Comparaison entre les données et la simulation de l'énergie du premier jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de l'énergie calculée 148
6.42 Comparaison entre les données et la simulation de l'énergie du premier jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide 149
6.43 Comparaison entre les données et la simulation de l'énergie du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de l'énergie calculée 149
6.44 Comparaison entre les données et la simulation de l'énergie du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide 150
6.45 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la reconstruction des angles θ dans un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ du jet 152
6.46 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la résolution en θ dans un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ du jet 152
6.47 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la reconstruction des angles ϕ dans un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ du jet 153
6.48 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la résolution en ϕ dans un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ du jet 153
6.49 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la reconstruction des angles θ dans un événement $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de θ du muon 154
6.50 Comparaison entre les données et le Monte Carlo de la reconstruction des angles ϕ dans un événement $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ du muon 155

6.51 Comparaison données-Monte Carlo pour l'impulsion du lepton et la masse manquante renormalisée, c'est-à-dire, dans laquelle les impulsions et les énergies des jets ont été multipliées par $\frac{E_{fais}}{\Sigma E_{jet}}$ pour des événements sélectionnés comme muon avec un muon au centre du détecteur à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV 156

7.1 Effet de l'algorithme d'ajustement cinématique sur l'énergie de l'électron et l'impulsion du muon 162
7.2 Effet de l'ajustement cinématique sur l'énergie du tau et l'énergie du jet 163
7.3 Distribution de masse jet-jet ajustée, pour les trois canaux semi-leptoniques, lorsqu'on impose uniquement la conservation de l'énergie-impulsion dans l'algorithme d'ajustement contraint 165
7.4 Corrélation entre la masse lepton-neutrino ajustée et la masse jet-jet ajustée, lorsqu'on impose uniquement la conservation de l'énergie-impulsion dans l'algorithme d'ajustement contraint 166
7.5 Intérêt de l'ajustement cinématique avec deux contraintes par rapport à l'ajustement avec une containte sur la distribution de masse jet-jet ajustée 167
7.6 Effet de l'ajustement cinématique dans le cas d'un électron reconstruit comme tau 167
7.7 Distribution de masse reconstruite à 183 et 189 GeV dans les canaux électron, muon et tau 168
7.8 Distribution de probabilité de la masse du W générée suivant une Breit-Wigner relativiste, lorsque l'espace des phases est pris en compte, à 189 GeV 170
7.9 Distribution de probabilité de la masse du W générée suivant une Breit-Wigner relativiste, lorsque la probabilité d'émission d'ISR est prise en compte 172
7.10 Distribution de probabilité de la masse reconstruite distribuée suivant une Breit-Wigner relativiste multipliée par l'espace des phases et convoluée avec une résolution gaussienne 173
7.11 Composition et paramétrisation du bruit de fond dans le canal électron 175
7.12 Composition et paramétrisation du bruit de fond dans le canal muon 176
7.13 Composition et paramétrisation du bruit de fond dans le canal tau . . 177
7.14 Distribution de masses reconstruites d'événements sélectionnés dans le canal électron, suivant qu'ils sont simulés dans le canal électron ou dans le canal tau 179
7.15 Courbe de masse ajustée avec la méthode du maximum de vraisemblance en fonction de la masse moyenne de génération 181
7.16 Distribution d'erreurs et de "pulls", dans les trois canaux semi-leptoniques à 189 GeV 183

7.17 Masse ajustée avec la méthode de maximum de vraisemblance avec ISR dans la paramétrisation en fonction de la masse ajustée avec la méthode de maximum de vraisemblance sans ISR dans la paramétrisation, pour 5000 échantillons Monte Carlo de même statistique que les données . 185
7.18 Erreur sur la masse en fonction de la masse mesurée pour 5000 échantillons Monte Carlo 186
7.19 Masse jet-jet renormalisée mesurée avec la méthode de maximum de vraisemblance, en fonction de la masse après ajustement à deux contraintes mesurée avec la méthode de maximum de vraisemblance, pour 5000 échantillons Monte Carlo dans le canal tau 187
7.20 Courbe de largeur ajustée avec la méthode de maximum de vraisemblance en fonction de la largeur centrale générée, pour des échantillons de simulation sélectionnés dans les trois canaux semi-leptoniques . . . 189
7.21 Largeur mesurée avec la méthode de maximum de vraisemblance avec ISR dans la paramétrisation en fonction de la largeur mesurée avec la vraisemblance sans ISR dans la paramétrisation, pour 5000 échantillons Monte Carlo de même statistique que les données, dans les trois canaux WW semi-leptoniques 190
7.22 Erreur sur la largeur en fonction de la largeur mesurée pour 5000 échantillons Monte Carlo 191
7.23 Erreur sur la masse en fonction de la largeur mesurée pour 5000 échantillons Monte Carlo 193
7.24 Largeur mesurée en fonction de la masse pour 5000 échantillons Monte Carlo 194

8.1 Paramétrisation du rapport entre l'énergie de l'électron mesurée dans les données et dans la simulation en fonction de l'énergie attendue . . 200
8.2 Paramétrisation du rapport entre l'énergie du jet mesurée dans les données et dans la simulation en fonction de cos θ, où θ est l'angle entre le jet et le tube à vide 203
8.3 Paramétrisation du rapport entre l'énergie du jet mesurée dans les données et dans la simulation en fonction de l'énergie attendue 204
8.4 Paramétrisation constante du bruit de fond non WW à 189 GeV . . . 208
8.5 Distributions du logarithme décimal de l'énergie perdue par ISR pour KORALW et EXCALIBUR 212

9.1 Valeurs des masses du W mesurées à 183 et 189 GeV, dans les différents canaux à DELPHI 223
9.2 Contraintes indirectes et mesures directes sur la masse du W et la masse du top, en été 99. 224
9.3 Valeurs des largeurs du W mesurées à 183 et 189 GeV, dans les différents canaux à DELPHI 226

Introduction

Dans le cadre actuel de la physique des particules, à chaque interaction est associé un boson, vecteur de la force. L'interaction électromagnétique est ainsi transportée par le photon et elle est à l'origine de la théorie des champs, théorie qui permet de décrire ces interactions avec des champs. L'interaction forte, décrite par un échange de gluons, permet de meilleures prédictions à haute énergie qu'à énergie plus basse, car à haute énergie les calculs peuvent être menés de façon perturbative. L'interaction gravitationnelle est la moins connue; ses effets, très faibles dans le cas des particules élémentaires, ne sont sensibles que pour des objets macroscopiques. Enfin, l'interaction faible, unifiée avec l'interaction électromagnétique dans le cadre de la théorie électro-faible, est décrite par un échange de Z^0 et de W.

Lors de la première phase du LEP, collisionneur électron-positon situé près de Genève, les propriétés du Z^0 (masse, largeur, rapports de branchements, asymétries, ...) ont été mesurées avec une très grande précision . Depuis 1996, l'accélérateur possède une énergie suffisante pour produire une paire de bosons W; les propriétés du W sont étudiées en détail, même si le nombre de paires de W produites lors de cette deuxième phase, de l'ordre de quelques dizaines de milliers, fait que le niveau de précision atteint pour ce nouveau processus restera inférieur à celui des autres mesures effectuées à LEP1. En particulier, l'objectif pour l'ensemble de cette deuxième phase du LEP, est d'atteindre une précision de 30 à 40 MeV/c^2 sur la masse du W.

Le travail de thèse consiste à mesurer la masse du W dans le canal semi-leptonique, c'est à dire le canal dans lequel un W se désintègre en une paire quark-antiquark, tandis que l'autre W se désintègre en un lepton chargé et un neutrino. Cette étude est effectuée avec le détecteur DELPHI, un des quatre détecteurs situés auprès de l'accélérateur LEP.

Dans le premier chapitre, le cadre théorique et expérimental du W avant la thèse est décrit. Les divers canaux de désintégration qui peuvent être utilisés pour mesurer sa masse sont présentés, ainsi que les différentes méthodes de mesure, avec les avantages et les inconvénients qu'elles présentent. Les conséquences de la mesure de la masse du W sur la cohérence interne de la théorie et les contraintes indirectes sur d'autres paramètres non accessibles par une mesure directe seront exposées.

Le second chapitre est consacré à la description de l'outil utilisé pour la mesure de cette masse, à savoir l'accélérateur LEP et le détecteur DELPHI. Le principe des détecteurs réellement utilisés pour cette mesure sera expliqué plus en détail.

Le troisième chapitre consiste en une brève description des propriétés des événements étudiés. Les caractéristiques cinématiques des événements, les produits de désintégrations et les rapports d'embranchement des désintégrations des W seront présentés.

Les derniers chapitres concernent la description de l'analyse des événements WW collectés avec DELPHI en 1997 et 1998, aux énergies dans le centre de masse de 183 et 189 GeV. Le quatrième chapitre décrit les générateurs et la simulation utilisés. Le cinquième chapitre traite de la sélection d'événements WW semi-leptoniques. Le sixième chapitre expose les comparaisons effectuées entre les données et la simulation. Le septième chapitre explique comment la masse et la largeur sont mesurées à partir des énergies et des impulsions reconstruites. Le huitième chapitre décrit le calcul des erreurs systématiques. Le neuvième chapitre présente le résultat des mesures effectuées sur la masse et la largeur.

Chapitre 1

Le cadre théorique et expérimental du W

Sommaire

1.1	L'interaction faible sans boson W : le modèle de Fermi	17
1.2	Le modèle standard	20
1.3	Le boson W et la mesure de sa masse	22
1.4	La section efficace WW	25
1.5	Intérêt de la mesure de la masse du W	32

1.1 L'interaction faible sans boson W : le modèle de Fermi

Contrairement aux particules qui peuvent se désintégrer par interaction forte ou par interaction électromagnétique, les durées de vie du pion et du muon sont grandes, de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-8} seconde. Ces particules se désintègrent suivant :

$$\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu,$$

$$\mu^- \to \mathrm{e}^- \bar{\nu}_\mathrm{e} \nu_\mu.$$

Comme pour des particules de masse égale la durée de vie est inversement proportionnelle à l'intensité du couplage de l'interaction, ceci met en évidence un autre type d'interaction, avec un couplage moins intense : l'interaction faible [1].

L'interaction faible est également responsable de la désintégration β, de l'instabilité du neutron et de la désintégration du proton dans le noyau :

$$\mathrm{p} \to \mathrm{n e}^+ \nu_\mathrm{e}.$$

La théorie que propose Fermi en 1932 pour expliquer la désintégration β est basée sur une analogie avec la théorie de l'interaction électromagnétique. La diffusion électromagnétique entre un électron et un proton (voir figure 1.1) a pour amplitude :

$$M = (e\bar{u}_p\gamma^\mu u_p)(\frac{-1}{q^2})(-e\bar{u}_e\gamma_\mu u_e),$$

où γ^μ sont les matrices de Dirac, q^2 représente le carré de la quadri-impulsion échangée entre le proton et l'électron, transportée par le photon, et où les fonctions d'onde d'un électron libre de quadri-impulsion k^μ et d'un proton libre de quadri-impulsion k'^μ s'écrivent :

$$\psi_\mathrm{e} = \mathrm{u_e e^{-ikx}},$$

$$\psi_\mathrm{p} = \mathrm{u_p e^{-ik'x}}.$$

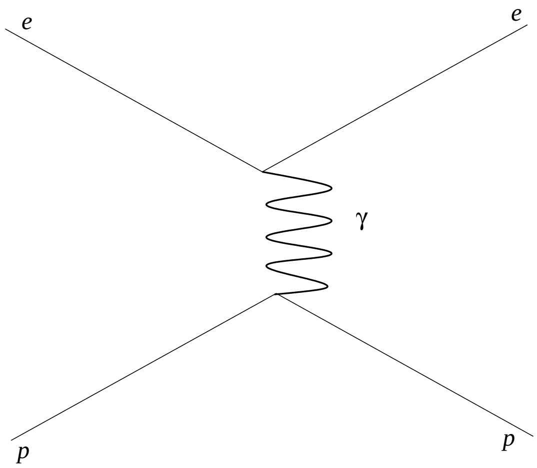

FIG. 1.1 – Diffusion électromagnétique électron-proton.

Dans cette partie nous ne considérerons que l'interaction faible due aux courants chargés. L'interaction faible due aux courants neutres ne sera mise en évidence que nettement plus tard, en 1973 au CERN avec l'expérience Gargamelle [2].

Fermi a écrit l'amplitude de la réaction de désintégration β du proton (figure 1.2) sous la forme :

$$M = G_F(\bar{u}_n\gamma^\mu u_p)(\bar{u}_{\nu_e}\gamma^\mu u_e),$$

avec $\mathrm{G_F}$ la constante de couplage faible, aussi appelée constante de Fermi.

Au milieu des années 50, des expériences montrent que le K^+ peut se désintégrer en 2 ou 3 pions, états de parité opposée et, en 1956, Lee et Yang en concluent que l'interaction faible peut violer la conservation de la parité [3]. Le résultat de nombreuses expériences est que de plus la conjugaison de charge est violée et que seul le neutrino gauche (et l'anti-neutrino droit) sont sensibles à l'interaction faible. Or l'opérateur $\frac{1}{2}(1-\gamma^5)$, projecteur sur l'état d'hélicité gauche, permet de sélectionner les neutrinos gauche et les anti-neutrinos droit. L'amplitude de désintégration β du proton peut ainsi être écrite sous la forme :

$$M = \frac{\mathrm{G_F}}{\sqrt{2}}(\bar{u}_n\gamma^\mu(1-\gamma^5)u_p)(\bar{u}_{\nu_e}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_e).$$

Cette structure en V-A (vector-axial vector) de l'interaction faible a été confirmée par des expériences de diffusion entre électron et neutrino électronique.

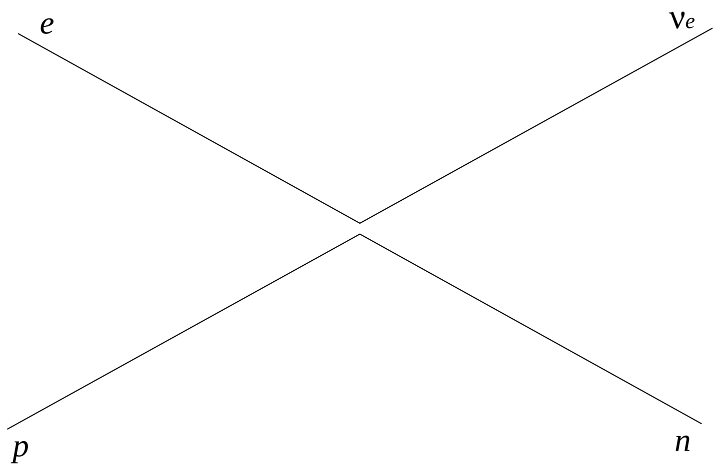

FIG. 1.2 – Désintégration bêta du proton.

Contrairement à la constante de couplage électromagnétique, e, qui est sans dimension, la contante de Fermi $\mathrm{G_F}$ a pour dimension l'inverse du carré d'une énergie. Cette théorie, basée sur une interaction de contact, a ainsi le défaut d'être non renormalisable, c'est-à-dire que des divergences apparaissent dès que l'on veut calculer des amplitudes de transition à des ordres supérieurs et qu'on ne peut pas faire disparaître ces divergences en modifiant la définition des paramètres de la théorie.

Pour résoudre ce problème, et par analogie avec l'interaction électromagnétique, on peut supposer que cette interaction est transportée par un boson. Cependant, comme le boson vecteur de l'interaction faible n'est pas produit directement dans une désintégration faible, il doit être massif. La théorie de Fermi apparaît alors comme une théorie effective à basse énergie (à grande distance), valable à l'ordre des arbres et tant que l'énergie entrant en jeu dans l'interaction reste faible devant la masse du boson vecteur de l'interaction faible.

Formellement, ceci équivaut à dire que $\frac{G_F}{\sqrt{2}}$ est remplacé par $\frac{g^2}{8(M_W^2 - q^2)}$ où M_W représente la masse du boson vecteur. L'interaction faible a une portée limitée à cause de la masse non nulle du boson vecteur, et l'intensité de la force faible est petite devant la force électromagnétique lorsque l'énergie d'interaction est faible. Lorsque l'énergie mise en jeu dans une interaction devient comparable à M_W, l'interaction faible a une intensité comparable à celle de la force électromagnétique.

1.2 Le modèle standard

De façon analogue à l'électromagnétisme, il est possible de décrire l'interaction faible dans le cadre de la théorie des champs, à l'aide d'un lagrangien [4]. Cependant, le fait de rajouter un terme de masse, dû à un boson massif, dans le lagrangien qui décrit l'interaction faible, entraîne la brisure de l'invariance de jauge. Ainsi, on ne peut pas généraliser directement la théorie de l'électromagnétisme à une théorie de l'interaction faible, dans laquelle on aurait mis à la main une masse au boson.

La construction d'une théorie de jauge avec des bosons massifs nécessite l'introduction d'une brisure spontanée de symétrie [5]. Cette idée peut être explicitée dans le cas d'un exemple simple, celui d'un lagrangien décrivant des particules scalaires décrites par le champ ϕ, avec un terme d'énergie cinétique T et un terme d'énergie potentielle V :

$$L = T - V = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - (\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4),$$

en supposant que $\mu^2 < 0$ et ainsi que le terme de masse ait le signe opposé par rapport au cas habituel, et $\lambda > 0$.

La forme de l'énergie potentielle est montrée dans la figure 1.3, et les minima se situent en $\pm v = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Ainsi, le lagrangien est invariant sous la symétrie qui change ϕ en $-\phi$, mais les états fondamentaux ne sont pas invariants sous cette symétrie.

Plaçons nous au voisinage du minimum situé en v, et développons le lagrangien autour cet état :

$$\phi(x) = v + \eta(x).$$

Le Lagrangien s'écrit donc :

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{4}\lambda v^4 - \lambda v^2\eta^2 - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4.$$

Le terme de masse a maintenant le signe correct et correspond à la masse m_η telle que $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}$. Le champ η est associé à une particule massive, de masse m_η. Ce champ peut interagir avec lui-même, comme le montrent les termes en η^3 et η^4 du

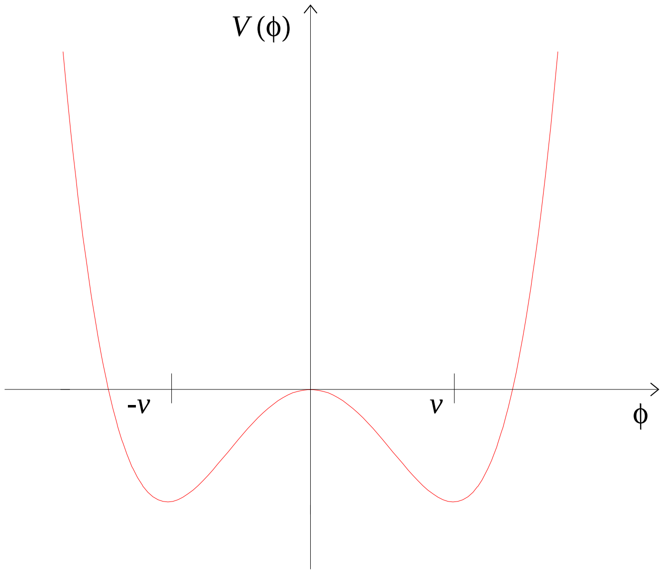

FIG. 1.3 – Potentiel de Higgs à une dimension.

lagrangien. De plus, le choix de l'état fondamental, autour duquel les calculs perturbatifs sont effectués, fait que maintenant la symétrie $\eta \to -\eta$ n'est plus respectée par le lagrangien : on dit que la symétrie est brisée.

Dans le cas simple étudié jusque-là, les deux états fondamentaux sont disjoints. Si maintenant on considère le cas d'un champ scalaire complexe décrit par le lagrangien invariant suivant la transformation continue $\phi \to \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha}\phi$:

$$\mathrm{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^*\phi)^2,$$

le potentiel est minimum sur un cercle. En développant le lagrangien autour d'un point de ce cercle, on retrouve le même terme de masse qu'à une dimension pour les excitations qui se produisent suivant l'axe du cercle. A deux dimensions, la théorie contient aussi un scalaire, appelé boson de Goldstone, qui correspond aux excitations suivant la tangente au cercle; le boson est de masse nulle, car le potentiel est uniforme sur le cercle. De façon générale, quand une symétrie continue est brisée spontanément (en fait quand elle n'est plus visible dans l'état fondamental), un ou plusieurs bosons de Goldstone apparaissent.

Enfin, on incorpore cette notion de brisure de symétrie à la symétrie locale de jauge $\mathrm{U(1)xSU(2)_L}$ qui est censée décrire l'interaction électromagnétique et l'interaction faible, avec les champs de jauge B_μ et $\mathrm{W}^{\mathrm{a}}_\mu$, a=1,2,3. Le fait de respecter l'invariance de jauge impose de remplacer dans le lagrangien les dérivées simples par des dérivées covariantes, où interviennent les champs de jauge, et c'est ainsi qu'apparaissent les couplages entre les champs de fermions et les champs de jauge. Le potentiel est pris sous la même forme, avec cette fois-ci ϕ doublet $\mathrm{SU(2)_L}$ de champs scalaires complexes. Le lagrangien développé autour du minimum du potentiel décrit les interactions de deux champs de jauge massifs W^1_μ et W^2_μ, d'un champ de jauge massif ainsi que d'un champ de jauge non-massif obtenus en diagonalisant le lagrangien :

$$Z_\mu = \frac{gW^3_\mu - g'B_\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}},$$

$$A_\mu = \frac{g'W^3_\mu + gB_\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}}.$$

Le lagrangien développé décrit aussi l'interaction avec lui-même d'un champ scalaire massif et l'interaction de ce champ scalaire avec les champs de jauge massifs. Les degrés de liberté dus aux bosons de Goldstone non-massifs sont à l'origine de la polarisation longitudinale des bosons vecteurs de jauge, qui acquièrent ainsi une masse.

On retrouve donc bien les deux bosons de jauge W^+ et W^-, responsables des courants chargés et dégénérés en masse, le boson de jauge Z^0, responsable des courants neutres, ainsi que le photon, vecteur de l'interaction électromagnétique. Physiquement, les valeurs des masses des bosons de jauge fixent la position du minimum de potentiel ($M_W = \frac{gv}{2}$ et $M_Z = \frac{\sqrt{g^2+g'^2}v}{2}$) [6], alors que la masse du boson scalaire, appelé boson de Higgs, est reliée à la profondeur du puits de potentiel lorsque la masse des bosons de jauge est fixée.

1.3 Le boson W et la mesure de sa masse

En 1983, les bosons W et Z ont été découverts au CERN dans les expériences UA1 et UA2 dans un collisionneur proton-antiproton. Ces bosons ont été produits suivant les processus :

$$p\bar{p} \to W^\pm X \to (e^\pm \nu)X,$$

$$p\bar{p} \to ZX \to (l^+l^-)X.$$

Leurs masses ont été mesurées :

$$M_W = 81 \pm 5 \text{ GeV/c}^2 \quad \text{et} \quad M_Z = 95,2 \pm 2,5 \text{ GeV/c}^2 \text{ par UA1 [7]},$$

$$M_W = 80^{+10}_{-6} \text{ GeV/c}^2 \quad \text{et} \quad M_Z = 91,9 \pm 1,9 \text{ GeV/c}^2 \text{ par UA2 [8]}.$$

Les valeurs trouvées sont en parfait accord avec les mesures de $\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$ déterminées par des expériences antérieures de diffusion de leptons, mais compte-tenu de la faible statistique, les erreurs sur les mesures de masse restent grandes.

Lors de la première phase du LEP, une mesure de la section efficace $e^+e^- \to f\bar{f}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse, au voisinage de la résonance du Z, a permis une mesure très précise de sa masse grâce à la production de plus de 15 millions de Z :

$$M_Z = 91,1872 \pm 0,0021 \text{ GeV/c}^2 \quad [9].$$

Quant au W, sa masse a été mesurée au collisionneur proton-antiproton Tévatron, situé à Fermilab, près de Chicago. Les W sont produits par fusion d'une paire quark-antiquark et les événements utilisés pour la mesure de la masse sont ceux où les W se désintègrent de façon leptonique [10]. Cette mesure est basée sur un ajustement de la masse transverse du système lepton-impulsion manquante. La distribution de la masse transverse des données est ajustée sur celle obtenue par simulation Monte Carlo. La réponse du détecteur a été calibrée avec des événements $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ pour fixer l'échelle d'impulsion pour le canal muonique à CDF, et $\pi^0 \to \gamma\gamma$, $J/\psi \to e^+e^-$ et $Z \to e^+e^-$ pour l'échelle d'énergie électromagnétique à DØ. Les mesures effectuées à CDF et DØ ont conduit en 1997 aux résultats suivants, avec les données du Run IB [11] :

$$M_W = 80,430 \pm 0,100(\text{stat}) \pm 0,120(\text{syst}) \text{ GeV/c}^2 \quad [\text{CDF}],$$

$$M_W = 80,400 \pm 0,095(\text{stat}) \pm 0,065(\text{syst}) \text{ GeV/c}^2 \quad [\text{DØ}].$$

La combinaison des mesures effectuées dans les collisionneurs hadroniques jusqu'en 1998 donne :

$$M_W = 80,400 \pm 0,090 \text{ GeV/c}^2 \quad [\text{UA2} + \text{CDF} + \text{DØ}].$$

Ces mesures, même si elles sont effectuées avec une haute statistique, présentent l'inconvénient d'avoir de grandes erreurs systématiques.

Au LEP, le nombre de W produits est beaucoup moins important. L'intérêt de la mesure de la masse du W dans ce collisionneur électron-positon réside dans le fait que, mis à part l'émission de photons dans l'état initial (ISR), toute l'énergie disponible est utilisée dans la production d'une paire de W; ainsi il est possible d'imposer la conservation d'énergie-impulsion aux produits de désintégrations des W, afin d'améliorer la résolution sur la masse, ce qui est impossible dans un collisionneur hadronique. Ainsi, les erreurs systématiques dues à une mauvaise calibration du détecteur seront réduites.

Trois types de mesure directe de la masse peuvent être effectuées au LEP [13] :

- A partir de la mesure de la section efficace : cette méthode, basée sur la variation de la section efficace en fonction de la masse dans le modèle standard, a son maximum de sensibilité lorsque l'énergie dans le centre de masse est voisine de $2M_W + 0,5$ GeV, car la variation de la section efficace en fonction de la valeur de la masse est importante au voisinage du seuil de production de la paire de W. Ainsi, le LEP a fonctionné en 1996 avec une énergie dans le centre de masse voisine de 161 GeV et la masse du W a été mesurée [12], avec une luminosité intégrée de 41,8 pb^{-1} :

$$\mathrm{M_W} = \ 80,40 \pm 0,22\ \mathrm{GeV/c^2} \quad [14].$$

A luminosité égale, cette méthode donne une erreur statistique sur la masse du même ordre que celle donnée par la méthode de reconstruction directe. Les principales sources d'erreurs systématiques proviennent des ordres supérieurs dans le calcul de la section efficace, de l'efficacité du signal et de la section efficace du bruit de fond. Ensuite, le LEP a fonctionné avec une énergie plus élevée dans le centre de masse dans un but de recherche de boson de Higgs ou de nouvelles particules et, à plus haute énergie, la sensibilité de cette mesure décroît rapidement. De plus, la faiblesse de cette méthode est qu'elle mesure la masse du W dans le cadre du modèle standard.

- A partir du spectre en énergie du lepton : Dans le canal semi-leptonique dans lequel deux quarks, un lepton chargé et un neutrino sont produits ou dans le canal leptonique dans lequel deux leptons chargés et deux neutrinos sont produits, les extrémités du spectre en énergie du ou des lepton(s) sont assez sensibles à la masse du W. Cependant, la distribution des extrêmités du spectre peut être modifiée à cause des photons émis dans l'état initial (ISR), à cause de la largeur du W et de la résolution des détecteurs; la résolution qu'on peut attendre sur la masse est nettement réduite à cause de tous ces effets.
- Par reconstruction directe : Si on reconstruit les énergies-impulsions des particules produites dans un événement WW, il est possible après un algorithme d'ajustement cinématique qui impose la conservation d'énergie-impulsion, de reconstruire la masse du W dans le canal hadronique ($\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$) et dans le canal semi-leptonique ($\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}l\bar{\nu}}$). Le canal leptonique ($\mathrm{WW} \to \mathrm{l\bar{\nu}l\bar{\nu}}$) n'est pas assez contraint à cause de la présence des deux neutrinos. Les principales erreurs systématiques sont, en plus de l'interaction dans l'état final hadronique dont on parlera par la suite, les effets de détecteur, notamment de calibration en énergie du lepton et des jets. Les erreurs systématiques qui entrent en jeu sont donc assez différentes de celles qui jouent un rôle dans la première méthode : ces méthodes de mesure sont dans le principe assez complémentaires.

Des effets tels que la recombinaison de couleur [15] et la corrélation de Bose-Einstein [16], que nous allons décrire brièvement, peuvent modifier la mesure de la masse dans le canal hadronique. D'après le principe d'Heisenberg, il est possible d'estimer la durée de vie du W à partir de sa largeur :

$$\tau \sim \ \frac{\hbar}{\Gamma_\mathrm{W}} \sim 3.10^{-25}\mathrm{s}.$$

Le W vole sur une distance $\beta\gamma c\tau \sim \frac{\sqrt{\mathrm{E_W^2} - \mathrm{M_W^2}}}{\mathrm{E_W}} \frac{\mathrm{E_W}}{\mathrm{M_W}} c\tau \sim 6.10^{-17}\mathrm{m}$ pour une énergie $\mathrm{E_W} = \ 189/2$ GeV et une masse $\mathrm{M_W} = \ 80,35\ \mathrm{GeV/c^2}$, inférieure à la distance d'hadronisation, qui est typiquement de l'ordre du Fermi. Ainsi, lors de la phase d'hadronisation, si les deux W se désintègrent hadroniquement, les particules créées sont suffisamment proches l'une de l'autre pour pouvoir interagir. Par exemple, un quark peut émettre un gluon et ce gluon peut interagir à son tour avec un quark de l'autre W : il y a transfert d'énergie-impulsion d'un des W à l'autre, ce qui peut fausser la mesure de la masse. Cet effet est appelé recombinaison de couleur, et il peut modifier la mesure de la masse dans le canal hadronique. En outre, plus l'énergie dans le centre de masse augmente, plus les deux W sont séparés spatialement, et plus cet effet diminue.

Dans le canal hadronique, un autre effet peut se produire : dans le cas où, par exemple, deux pions de même charge sont produits par deux W différents, comme le pion satisfait en tant que boson à la statistique de Bose-Einstein, il existe des corrélations entre les pions; cet effet a tendance à mettre les deux pions dans le même état quantique, donc en particulier avec la même impulsion et la même énergie. Ainsi, tout se passe comme si un transfert d'énergie-impulsion était effectué entre les deux pions, donc entre les produits de désintégration des deux W. Ceci peut fausser la masse qu'on attribue au W, et est aussi responsable d'une incertitude supplémentaire dans le canal hadronique à cause de l'effet de Bose-Einstein.

Ces deux effets, recombinaison de couleur et corrélation de Bose-Einstein, sont à l'origine d'une erreur systématique encore mal estimée dans le canal hadronique, qui est due à l'interaction dans l'état final. Un intérêt de la mesure de la masse du W dans le canal semi-leptonique est ainsi de s'affranchir de ce genre d'effets encore mal connus théoriquement, même si la résolution est moins bonne que dans le canal hadronique parce que l'impulsion manquante due au neutrino y dégrade la résolution et parce que la statistique d'événements reconstruits est plus faible, car l'efficacité de sélection est plus faible.

1.4 La section efficace WW

Le LEP, collisionneur électron-positon, produit une paire de bosons W. Cette production se fait à l'ordre des arbres via les trois diagrammes de la figure 1.4, qu'on appelle CC03. Le diagramme dominant au seuil de production de la paire de W est le diagramme de voie t, avec échange de neutrino électronique (voir figure 1.5). Dans les deux autres diagrammes, la paire de W est produite par fusion des electron-positon en un photon ou un Z.

On se contentera ici principalement de donner une idée de la section efficace dans le cas le plus simple, c'est-à-dire pour des W sur couche de masse, dans l'approximation de Born. On donnera brièvement une idée de ce qui se passe quand on rajoute les

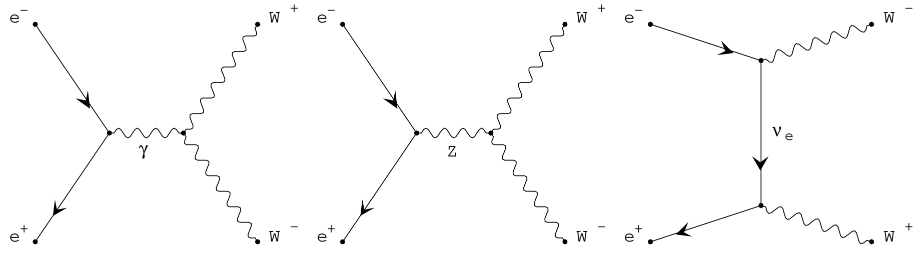

FIG. 1.4 – Diagrammes $e^+e^- \to W^+W^-$.

corrections radiatives, la largeur non nulle du W, les autres diagrammes qui conduisent au même état final et la correction de Coulomb.

Si e^-, e^+, W^-, W^+ ont pour hélicité σ, $\bar{\sigma}$, λ, $\bar{\lambda}$, on peut écrire la réaction [17] :

$$e^+(p_1, \bar{\sigma}) + e^-(p_2, \sigma) \to W^+(p_3, \bar{\lambda}) + W^-(p_4, \lambda).$$

Si on néglige la masse de l'électron devant l'énergie qui entre en jeu dans la collision, l'interaction électro-faible conserve l'hélicité et l'hélicité de l'antiparticule positon est opposée à l'hélicité de l'électron : $\bar{\sigma} = -\sigma$.

Le diagramme de voie t fait intervenir le projecteur sur l'état d'hélicité gauche, donc seul l'état $\sigma = -1/2$ contribue à ce diagramme.

On appelle $M(\sigma, \lambda, \bar{\lambda})$ l'amplitude d'hélicité et θ l'angle de diffusion, défini comme l'angle entre l'électron et le W^- produit.

Si $E = \frac{\sqrt{s}}{2}$ est l'énergie de faisceau et $\beta = \sqrt{1 - M_W^2/E^2}$ la vitesse des W, il est possible de définir les quadri-impulsions de la réaction comme :

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

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

On peut choisir les vecteurs de polarisation des W comme :

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

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

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

La section efficace différentielle $e^+e^- \to W^+W^-$ non polarisée s'écrit en fonction des amplitudes d'hélicité :

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

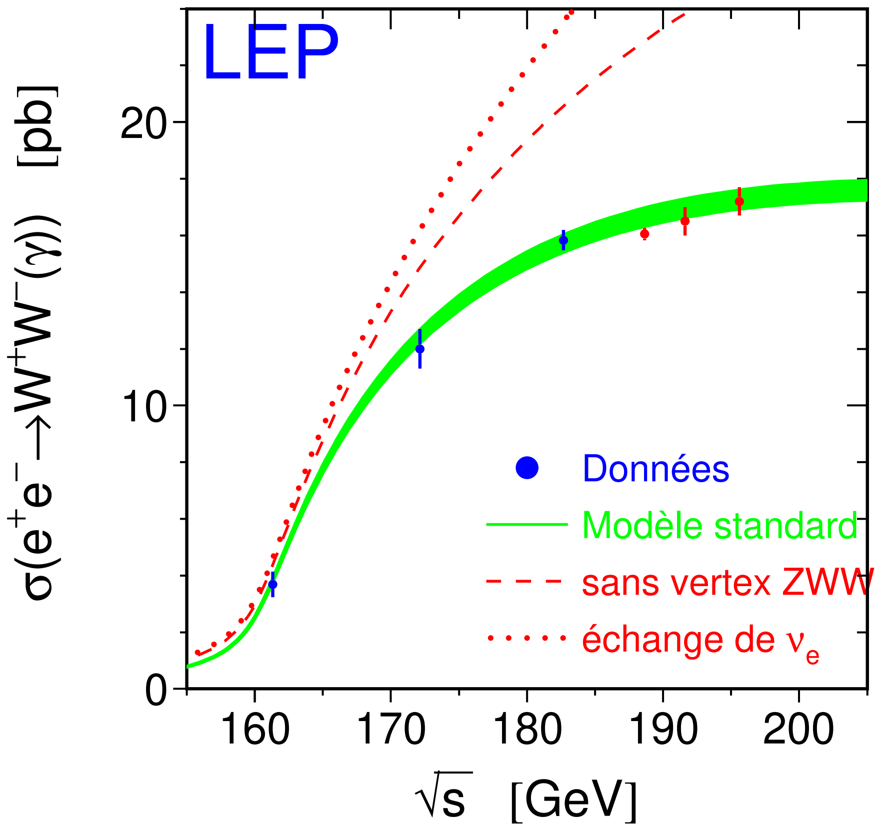

FIG. 1.5 – Contribution des diagrammes CC03 à la section efficace $e^+e^- \to W^+W^-(\gamma)$ suivant l'énergie dans le centre de masse. Par rapport au cas où seuls les diagrammes passant par la voie t sont pris en compte, la section efficace est réduite. Les points de mesure de la section efficace dans les données pour des énergies dans le centre de masse supérieures à 190 GeV sont préliminaires.

L'amplitude d'hélicité est la somme de trois contributions dues aux diagrammes CCO3 :

$$\mathrm{M}(\sigma,\lambda,\bar{\lambda}) = \mathrm{M}_\gamma + \mathrm{M}_\mathrm{Z} + \mathrm{M}_\nu.$$

D'autre part, il est possible de factoriser la dépendance angulaire dominante dans l'amplitude d'hélicité :

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

où les $\mathrm{d}^{\mathrm{J}_0}_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}(\theta)$ sont les fonctions qui décrivent la dépendance angulaire des états quantiques et J_0=1,2 désigne le plus petit moment angulaire contribuant à une combinaison d'hélicité donnée.

Si $|\bar{\lambda}-\lambda| = 2$ seule la voie t contribue, l'électron doit être gauche et l'amplitude s'écrit :

$$\mathrm{M}(-1,\lambda,\bar{\lambda}=-\lambda) = -\sqrt{2}\mathrm{e}^2 \frac{-\sqrt{2}}{\sin^2\theta_\mathrm{W}} \frac{1}{1+\beta^2-2\beta\cos\theta} \lambda \sin\theta (1-\lambda\cos\theta)/2. \quad (1.1)$$

Si $|\bar{\lambda}-\lambda| = 0, 1$, l'échange d'un photon ou d'un Z est possible. Les amplitudes réduites s'écrivent :

$$\tilde{\mathrm{M}}_\gamma = -\beta \mathrm{A}^\gamma_{\lambda\bar{\lambda}},$$

$$\tilde{\mathrm{M}}_\mathrm{Z} = \beta \mathrm{A}^\mathrm{Z}_{\lambda\bar{\lambda}} [1-\delta_{\sigma,-1}\frac{1}{2\sin^2\theta_\mathrm{W}}] \frac{\mathrm{s}}{\mathrm{s}-\mathrm{m}^2_\mathrm{Z}},$$

$$\tilde{\mathrm{M}}_\nu = \delta_{\sigma,-1}\frac{1}{2\beta\sin^2\theta_\mathrm{W}}[\mathrm{B}_{\lambda\bar{\lambda}} - \frac{1}{1+\beta^2-2\beta\cos\theta}\mathrm{C}_{\lambda\bar{\lambda}}].$$

où les coefficients A^V, B et C sont donnés dans la table 2.1 en fonction de $\beta = \sqrt{1-4\mathrm{M}^2_\mathrm{W}/\mathrm{s}}$ et $\gamma = \sqrt{\mathrm{s}}/2\mathrm{M}_\mathrm{W}$ [18].

Dans la limite où l'énergie dans le centre de masse tend vers l'infini, les termes qui augmentent comme γ ou γ^2 se compensent deux à deux dans les amplitudes du photon, du Z et du neutrino : ainsi l'unitarité est bien satisfaite.

Au delà du seuil, la distribution angulaire des W n'est pas plate [19], comme on le verra dans le chapitre 3 : les W sont produits majoritairement à bas angle avec le tube à vide.

Le fait de rajouter les corrections radiatives complique nettement le calcul. La figure 1.6 montre quelques exemples de diagrammes supplémentaires qui peuvent intervenir.

$\lambda\bar{\lambda}$	${A_{\lambda\bar{\lambda}}}^V$	$B_{\lambda\bar{\lambda}}$	$C_{\lambda\bar{\lambda}}$	$d^{J_0}_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}(\theta)$
++	1	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma sin\theta/\sqrt{2}$
- -	1	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma sin\theta/\sqrt{2}$
+0	2γ	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma cos\theta)/\sqrt{2}$
0-	2γ	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma cos\theta)/\sqrt{2}$
0+	2γ	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma cos\theta)/\sqrt{2}$
-0	2γ	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma cos\theta)/\sqrt{2}$
00	$1+2\gamma^2$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$-\sigma sin\theta/\sqrt{2}$

TAB. 1.1 – Fonctions intervenant dans les amplitudes d'hélicité pour $J_0 = 1$, suivant les valeurs de l'hélicité des W

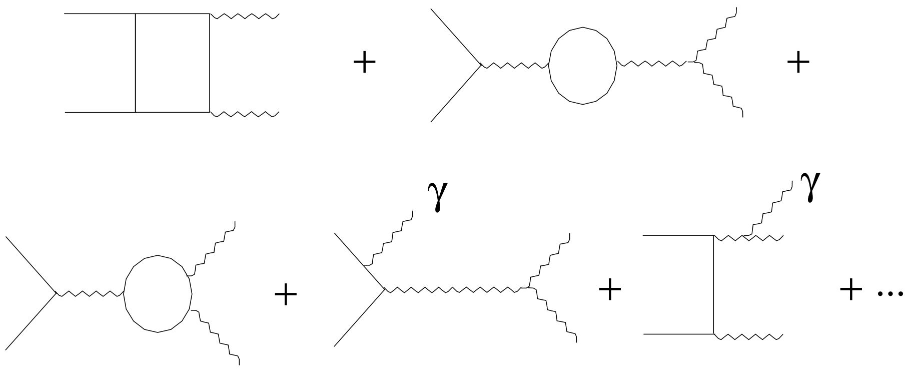

FIG. 1.6 – Exemples de diagrammes de corrections radiatives entrant dans le calcul au premier ordre du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

Les corrections provenant du rayonnement dans l'état initial (ISR) peuvent être assez importantes et atteindre 6-7 %. Pour une mesure de la masse du W, il est nécessaire de connaître précisément la perte d'énergie moyenne par ISR, pour connaître l'énergie dans le centre de masse réellement disponible pour la paire de W :

$$< E_\gamma >= \frac{1}{\sigma_{tot}} \int_0^{\sqrt{s}} dE_\gamma \frac{d\sigma}{dE_\gamma} E_\gamma.$$

Il est également nécessaire de connaître le spectre d'énergie perdue par ISR, afin de pouvoir paramétrer correctement la distribution de masse. Aujourd'hui, le calcul de la section efficace de production de paires de W sur couche de masse a été effectué avec toutes les corrections radiatives en $O(\alpha)$.

De plus, les W sont produits avec une largeur non nulle et le fait de prendre en compte la largeur va modifier sensiblement la section efficace de production d'une

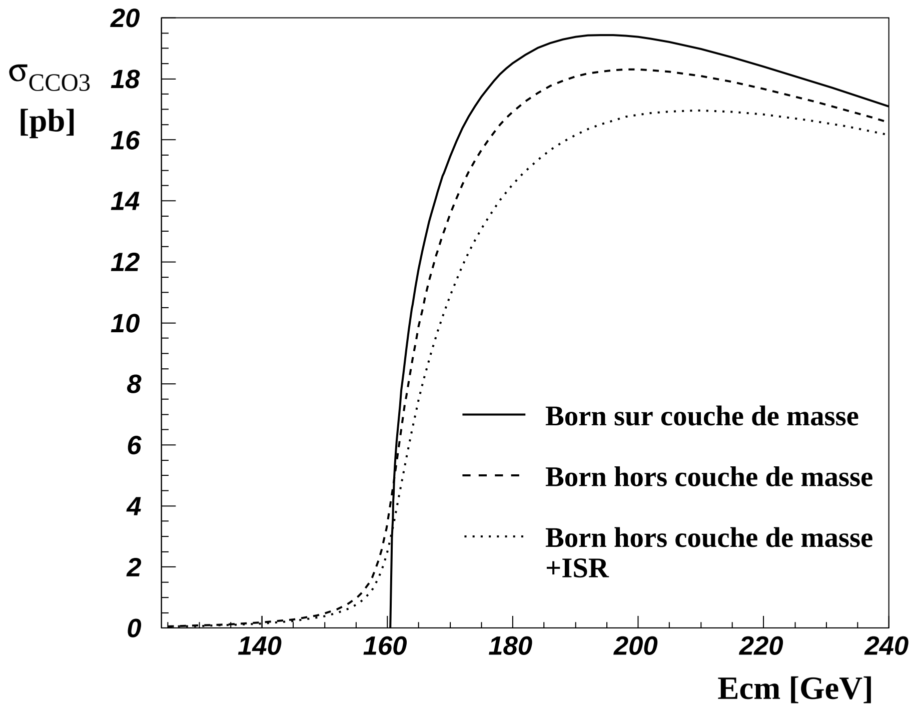

FIG. 1.7 – Section efficace totale de Born WW, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, corrigée ou non de la largeur des $W^{\pm}$ et du rayonnement électromagnétique dans l'état initial (ISR).

paire de W (figure 1.7) : par exemple, des paires de W peuvent être produites, même si l'énergie disponible dans le centre de masse est inférieure à $2M_W$.

En outre, d'autres diagrammes (exemple figure 1.8) peuvent contribuer aux mêmes états finals à quatre fermions que ceux produits par la désintégration des W. Leur contribution est en général faible et correspond, quand l'état final ne contient pas d'électron, à 0,15 % de la section efficace totale, pour une énergie dans le centre de masse comprise entre 175 et 190 GeV. Cependant, l'effet des diagrammes dépend fortement des coupures angulaires; d'autre part, il est beaucoup plus important dans le cas où l'état final contient un électron. La figure 1.9 indique des diagrammes supplémentaires qui peuvent intervenir dans ce cas.

Enfin, un dernier effet peut intervenir dans la production de paires de W. La figure 1.10 montre que les deux W créés peuvent échanger un photon par interaction coulombienne, lorsqu'ils sont créés quasiment au repos. Ainsi, dans ce cas, il y a un

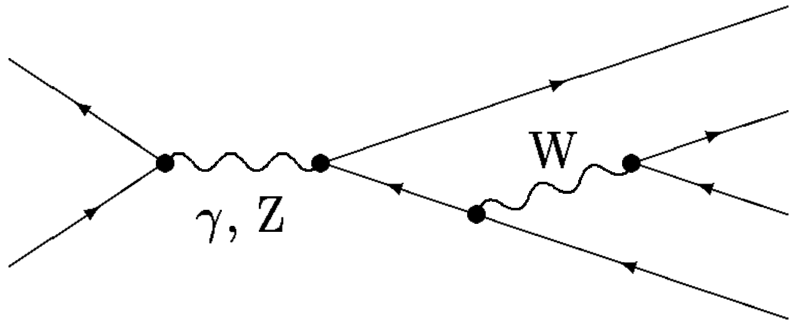

FIG. 1.8 – Exemple de diagramme non CC03.

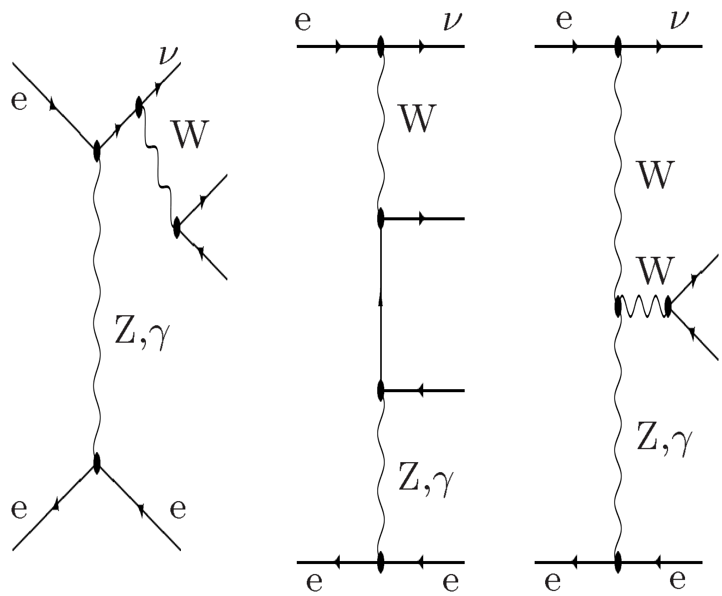

FIG. 1.9 – Exemples de diagrammes supplémentaires pour un état final $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$.

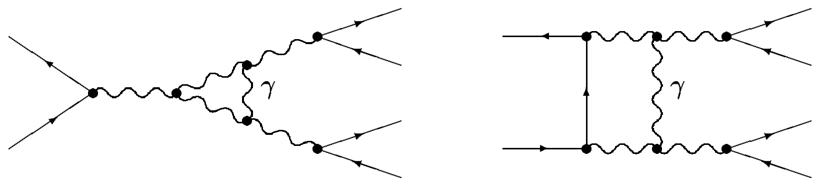

FIG. 1.10 – Diagrammes qui contribuent à la correction de Coulomb.

transfert d'énergie-impulsion entre les deux W, et ceci provoque un biais sur la masse du W, quand on mesure celle-ci à partir de la section efficace WW. Cette correction diminue lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente et que la vitesse des W augmente [20].

1.5 Intérêt de la mesure de la masse du W

1.5.1 Test de la cohérence du modèle standard

Si l'on exclut la masse du Higgs, les masses des fermions et les paramètres de la matrice de mélange des quarks, le modèle standard est défini à l'aide de trois paramètres, que l'on peut, par exemple, choisir comme α, $\mathrm{G_F}$ et la masse du $\mathrm{Z^0}$. Ces paramètres sont choisis, car ils sont mesurés précisément; α la constante de structure fine est mesurée avec l'effet Hall quantique et l'effet Josephson, la constante de Fermi $\mathrm{G_F}$ est reliée à la durée de vie du muon [28] et la masse du $\mathrm{Z^0}$ a été mesurée lors de la première phase du LEP [9]. A partir des mesures de ces trois paramètres, il est possible de déduire les autres observables du modèle standard, en particulier la masse du W. En particulier, la prédiction du modèle standard pour la désintégration du muon (figure 1.11) donne :

$$\Delta \mathrm{r} = 1 - \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\mathrm{G_F}\mathrm{M_W^2}(1-\mathrm{M_W^2}/\mathrm{M_Z^2})}, \tag{1.2}$$

où Δr représente les corrections radiatives à une boucle à la largeur de désintégration du muon.

Ces corrections radiatives peuvent s'écrire [26]:

$$\Delta \mathrm{r} = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_\mathrm{W}}{\sin^2\theta_\mathrm{W}}\Delta\rho + \Delta \mathrm{r}_{\mathrm{boite,vertex}} + \Delta \mathrm{r}_{\mathrm{autre}},$$

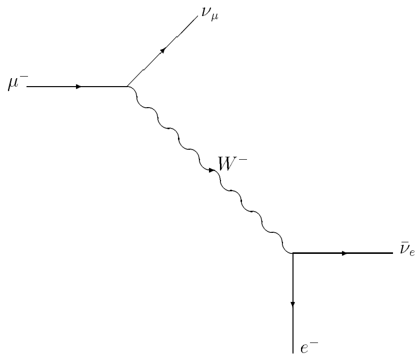

FIG. 1.11 – Diagramme de désintégration du muon.

où :

- $\Delta\alpha$ est la contribution des fermions à la polarisation du vide, qui représente les corrections QED sur la constante de structure fine à une échelle d'énergie égale à la masse du boson Z^0. Il faut distinguer trois contributions : celle des leptons, des 5 quarks légers et celle du quark top. En fait, ce qui limite la précision sur $\Delta\alpha$ est le terme dû aux quarks légers $\Delta\alpha_{\mathrm{had}}$, pour lesquels il n'est pas possible de faire l'approximation des fermions légers et pour lesquels $\Delta\alpha$ doit être déduit de la paramétrisation du rapport des sections efficaces $e^+e^- \to$ hadrons et $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ en fonction de l'énergie d'interaction. Cette paramétrisation est mal connue à basse énergie, où se trouvent de nombreuses résonances.
- $\Delta\rho$ est la correction au paramètre $\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W}$ qui est égal à un à l'ordre des arbres dans le modèle standard. Un doublet de fermions donné ne donne une contribution importante que lorsque la différence des masses des fermions est importante : dans la pratique, cette correction n'est importante que pour le doublet quark top-quark beau (figure 1.12). En outre, une autre contribution à $\Delta\rho$ vient de la contribution du boson de Higgs (figure 1.13).

- $\Delta r_{\mathrm{boite,vertex}}$ est la correction due aux diagrammes en boîte (figure 1.14) et aux diagrammes de la renormalisation de vertex (figure 1.15) [29].
- $\Delta r_{\mathrm{autre}}$ désigne les contributions d'ordre supérieur ou provenant d'autres théories.

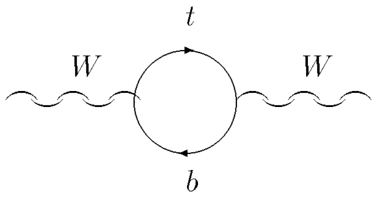

FIG. 1.12 – Diagramme dominant dans le calcul de la contribution faible d'un doublet à la désintégration $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$.

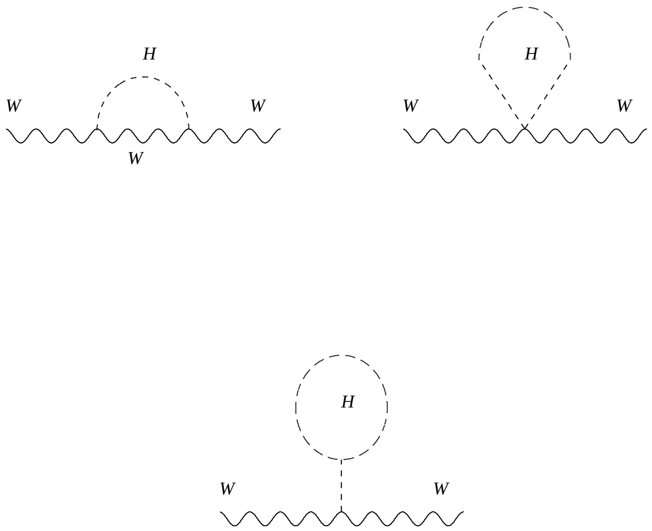

FIG. 1.13 – Diagrammes de contribution du boson de Higgs à la désintégration $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$.

Les corrections de $\Delta\rho$ dues aux boucles (top,beau) et aux bosons de Higgs s'expriment :

- $\Delta\rho_t = \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}(1 + \delta_{QCD}) + O(m_t^4) \approx \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}}(1 + \delta_{QCD})$,
  où la correction QCD représente une diminution d'environ 10 % de $\Delta\rho_t$.
- $\Delta\rho_H = -\frac{\sin^2\theta_W}{\cos^2\theta_W}\frac{\sqrt{2}G_F M_W^2}{16\pi^2}\frac{11}{3}(\ln\frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6}) + O(sup)$,
  si $M_H \gg M_W$ [21]. $\Delta\rho_H$ est négligeable si $M_H \sim M_W$.

Il est possible à partir de l'équation 1.2 de déduire une contrainte sur la masse du W en fonction de la masse du top, qui intervient dans le calcul des corrections radiatives.

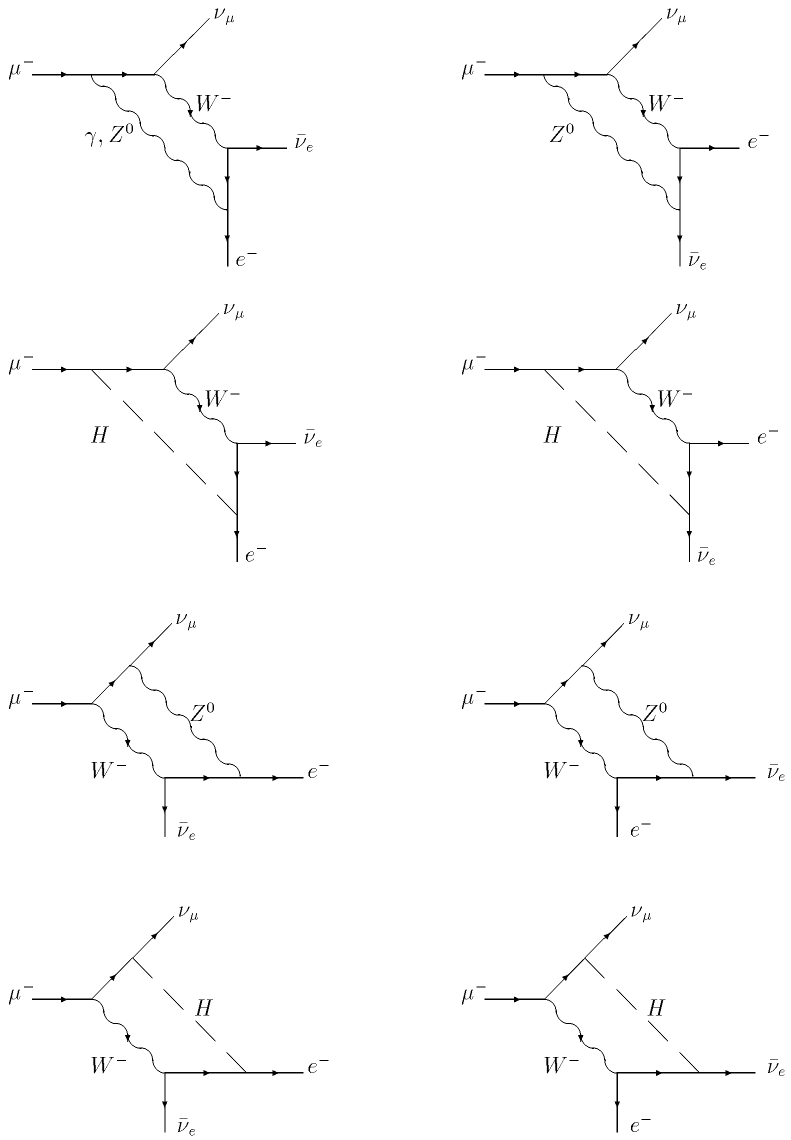

FIG. 1.14 – Diagrammes en boîte, qui contribuent à la désintégration $\mu^- \to \mathrm{e}^-\bar{\nu}_\mathrm{e}\nu_\mu$.

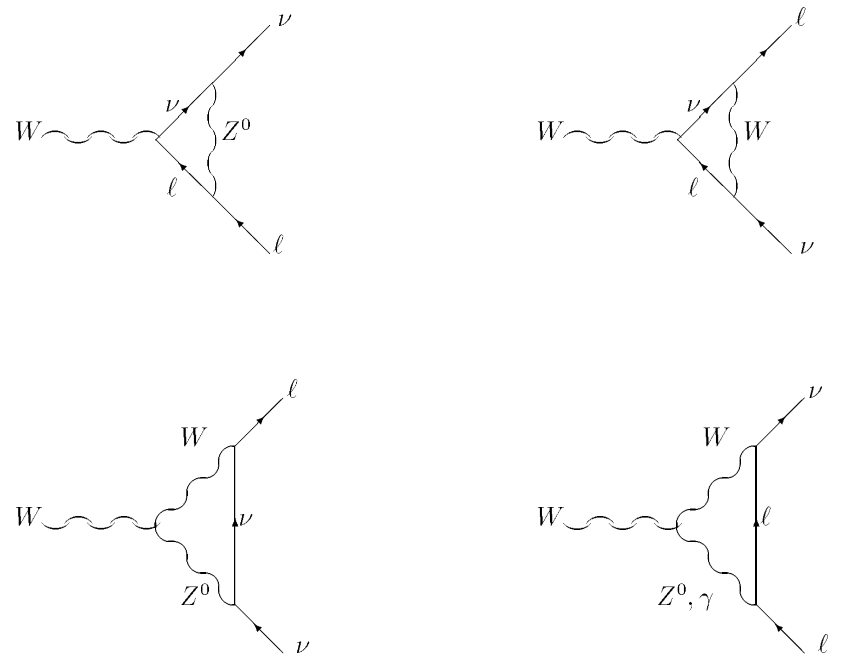

FIG. 1.15 – Diagrammes de renormalisation de vertex. Ces diagrammes peuvent contribuer à la désintégration $\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$, soit sur le vertex $W^-\mu^-\bar{\nu}_\mu$, soit sur le vertex $W^-e^-\bar{\nu}_e$.

En outre, pour réduire le plus possible les incertitudes sur cette contrainte, il faut prendre en compte toutes les variables mesurées à LEP1, SLD [22] et NuTEV [23] : la figure 1.16 montre les contraintes sur ces deux masses au début de la thèse. Le résultat des mesures directes en été 97 est indiqué pour comparaison : si la masse du top est plus contrainte par les mesures directes que par les contraintes indirectes, l'incertitude sur la masse du W obtenue par mesure directe reste grande devant celle obtenue par les mesures indirectes [24].

Si en plus on prend en compte la mesure actuelle sur la masse du top effectuée au Tévatron [30], la contrainte indirecte sur la masse du W donne :

$$\mathrm{M_W} = 80,364 \pm 0,029 \ \mathrm{GeV/c^2}.$$

L'objectif de la deuxième phase du LEP est d'atteindre une précision comparable sur la mesure de la masse du W. Ainsi, la comparaison du résultat de cette mesure directe et de la contrainte indirecte permettra un test du modèle standard sur la valeur de la masse à 0,05%.

1.5.2 Contraintes sur d'autres paramètres

En testant la validité du modèle standard, la mesure de la masse du W permet de contraindre certains paramètres que l'on ne peut pas mesurer actuellement, comme la masse du boson de Higgs. Toutefois, comme on le verra dans la suite du paragraphe, la correction radiative qui dépend de la masse du Higgs n'est que logarithmique, alors que la correction en masse du top est quadratique : ainsi la contrainte sur la masse du Higgs est beaucoup moins forte que celle qui existait lors de la première phase du LEP sur la masse du top, quand celui-ci n'avait pas encore été découvert au Tévatron.

Il est possible d'exprimer la masse du Higgs en fonction de celle du Z, du top et du W, de α, $\mathrm{G_F}$ et des corrections radiatives, en supposant qu'il n'y a pas d'autres corrections provenant d'autres théories et en négligeant les corrections d'ordre supérieur:

$$\mathrm{M_H} = \mathrm{M_W}\exp\left(\frac{5}{12} - \frac{3}{22}\left(\frac{16\pi^2}{\sqrt{2}\mathrm{G_F}\mathrm{M_W^2}}(\Delta\alpha - \Delta\mathrm{r} + \Delta\mathrm{r}_{\text{boite vertex}}) - \frac{3\cos^2\theta_\mathrm{W}}{\sin^2\theta_\mathrm{W}}\frac{\mathrm{m_t^2}}{\mathrm{M_W^2}}(1+\delta_{\mathrm{QCD}})\right)\right),$$

avec $\Delta\mathrm{r}$ défini dans l'équation 1.2.

La figure 1.17 montre l'incertitude sur la masse du Higgs en fonction de l'erreur sur la masse du W. Sur cette courbe, il est possible de voir que si l'incertitude sur la masse du W est réduite à 30 ou 40 $\mathrm{MeV/c^2}$ à la fin de LEP2, c'est l'incertitude sur la masse du top et non plus celle sur la masse du W qui limite la précision sur la masse

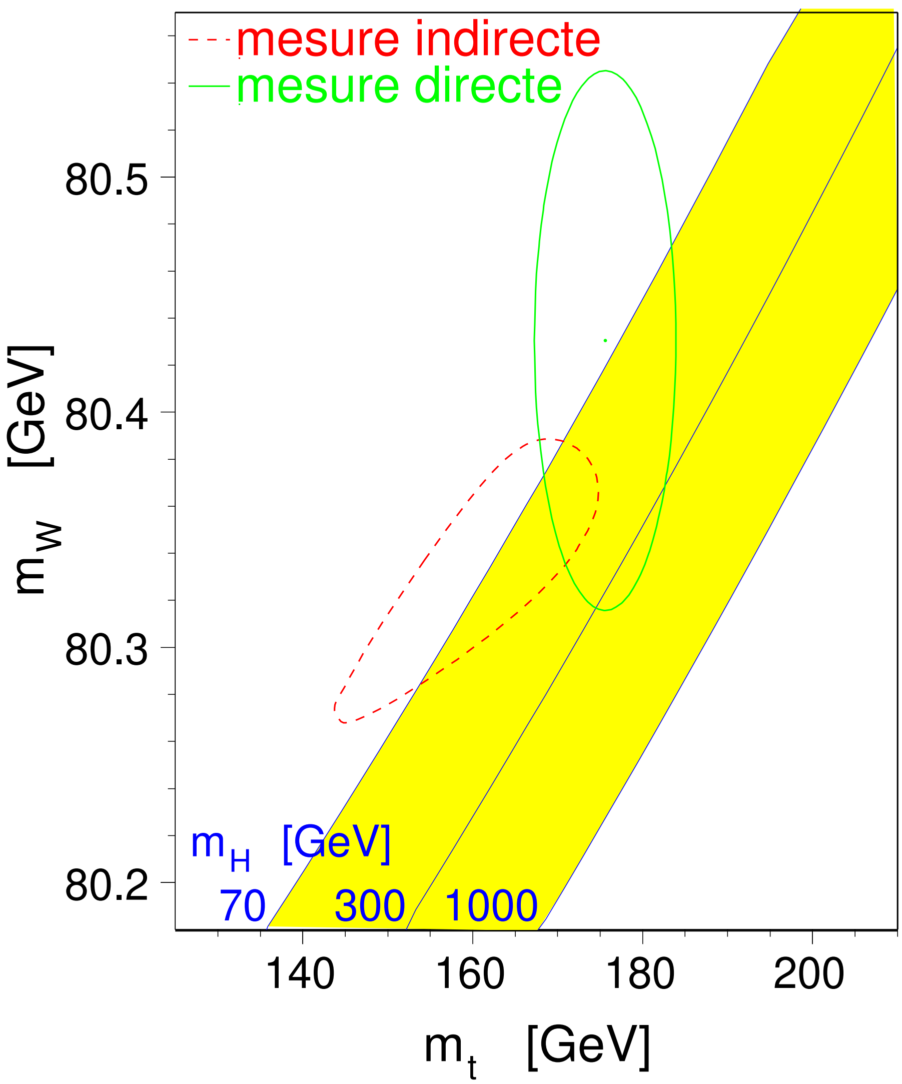

FIG. 1.16 – Contraintes sur la masse du W et la masse du top, en été 1997. Les contraintes indirectes proviennent de LEP1, SLD et NuTEV. Les mesures directes proviennent de LEP2 et Tévatron. Ce sont les contours à 68% de niveau de confiance qui sont représentés.

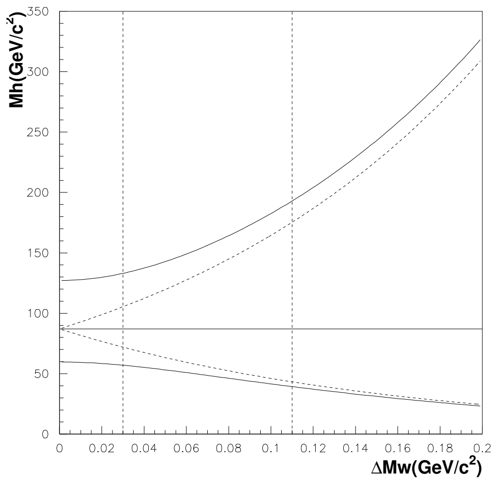

FIG. 1.17 – Contraintes sur la masse du Higgs suivant l'incertitude sur la masse du W en prenant pour valeur centrale la moyenne mondiale en 1999 sur la masse du W, 80,394 $\pm$ 0,042 GeV/c^2. Le calcul perturbatif n'est valable que pour une masse du Higgs inférieure à 1000 GeV/c^2. Les courbes en trait plein représentent un décalage de la valeur centrale d'un écart standard sur la masse du Higgs en prenant en compte la totalité des incertitudes, dont les principales sont celles sur la masse du W et sur la masse du top, les courbes pointillées ne prennent en compte que l'incertitude sur la masse du W. Les pointillés verticaux représentent l'incertitude sur la masse du W au début de la thèse et celle qui est attendue à la fin du LEP.

du Higgs (L'incertitude sur la masse du top, 5,1 GeV/c^2, qui est utilisée dans cette figure n'évoluera plus d'ici la fin de la thèse).

De manière analogue, la figure 1.18, obtenue comme dans [31], illustre le fait que les mesures actuelles de la masse du W et du Z, qui permettent de mesurer Δr, ont tendance à favoriser une masse du Higgs plutôt basse, même si l'incertitude reste encore grande.

Pour estimer la sensibilité d'un paramètre quelconque $\mathrm{O_i}$ à la masse du Higgs, il est possible de définir un facteur de mérite :

$$\mathrm{M_i} = \frac{|\Delta_{\mathrm{H}}\mathrm{O_i}|}{2\sqrt{\sigma^2_{\mathrm{O_i}}(\mathrm{exp}) + \sigma^2_{\mathrm{O_i}}(\mathrm{the})}},$$

où $\Delta_{\mathrm{H}}\mathrm{O_i}$ représente la variation de $\mathrm{O_i}$ lorsque la masse du Higgs varie de la limite actuelle, de l'ordre de 95 GeV/c^2 à 1000 GeV/c^2, $\sigma_{\mathrm{O_i}}(\mathrm{exp})$ l'incertitude expérimentale sur $\mathrm{O_i}$ et $\sigma_{\mathrm{O_i}}(\mathrm{the})$ l'incertitude théorique, qui provient des incertitudes sur la masse du top, sur $\Delta\alpha$ et α_s qui interviennent dans le calcul de $\mathrm{O_i}$ à partir de ces paramètres.

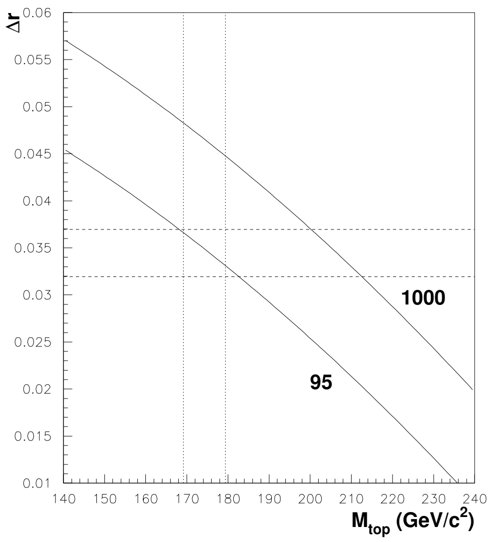

FIG. 1.18 – Distribution de Δr calculée en fonction de la masse du top, pour des valeurs de la masse du Higgs égales à 95 GeV/c^2 (limite actuelle obtenue par les recherches directes de Higgs) et à 1000 GeV/c^2. Les traits horizontaux représentent les mesures à un écart standard de Δr obtenu à partir de la masse du Z^0 et de celle du W, les traits verticaux les mesures à un écart standard de la masse du top.

Observable i	$\sigma_{\mathrm{O_i}}$ (exp)	$\sigma_{\mathrm{O_i}}$ (the)	$\lvert\Delta_{\mathrm{H}}\mathrm{O_i}\rvert$	$\mathrm{M_i}$
Masse du W	42 MeV/c^2	29 MeV/c^2	178 MeV/c^2	1,75
$\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}$	0,00018	0,00028	0,0012	1,85

TAB. 1.2 – Facteurs de mérites des deux observables les plus sensibles , qui caractérisent la sensibilité de ces observables à la masse du Higgs. Les calculs de $\Delta_{\mathrm{H}}\mathrm{O_i}$ ont été effectués à partir des paramétrisations de [33].

Actuellement $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}$ contraint mieux la masse du Higgs (voir table 1.2), comme on peut le voir aussi graphiquement sur la figure 1.19 [34], mais cette contrainte dépend de l'incertitude sur $\Delta\alpha_{\mathrm{had}}$ [35] qui pour le moment est mal connue à cause de l'incertitude sur la section efficace de e$^+$e$^-$ en hadrons à basse énergie, même si des améliorations récentes ont été apportées par [32]. La mesure de la masse du Higgs à partir de celle du W dépend assez peu de l'incertitude sur $\Delta\alpha$ et à terme cette mesure est moins limitée.

Enfin Δr_{autre}, qui représente l'écart entre la valeur mesurée de Δr et les corrections calculées au premier ordre doit être comparé aux ordres supérieurs : s'il y a des différences notables, ce peut être l'indication d'une contribution aux corrections radiatives due à une nouvelle physique.

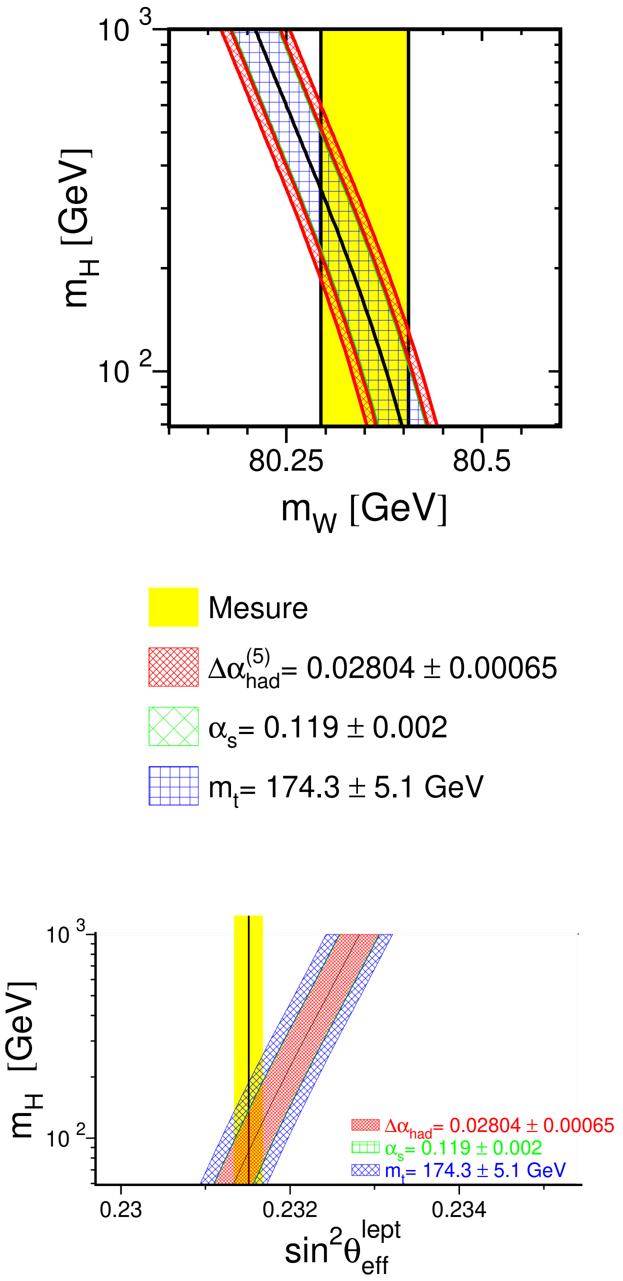

FIG. 1.19 – Contrainte sur la masse du Higgs obtenue à partir de la masse du W (figure du haut) et de $\sin^2\theta^{\rm lept}_{\rm eff}$ (figure du bas). La bande verticale indique le résultat des mesures directes. Les carreaux larges proviennent de l'incertitude sur la masse du top, les carreaux serrés de l'incertitude sur $\Delta\alpha_{\rm had}$.

En conclusion, la réduction de l'incertitude sur la masse du W permettra d'une part de tester plus finement la cohérence interne du modèle standard, et d'autre part de contraindre plus fortement des paramètres qu'on ne peut pas encore mesurer directement, tels que la masse du Higgs : le fait que la théorie soit perturbative implique une borne moyenne maximale sur la masse du Higgs d'environ 1000 GeV/c^2, alors que les mesures directes simultanément de la masse du W et de celle du top permettent de réduire cette borne supérieure à environ 300 GeV/c^2.

Chapitre 2

L'accélérateur et le détecteur utilisés pour la mesure de la masse

Sommaire

2.1 L'accélérateur utilisé : le LEP 43
2.2 Le détecteur Delphi 47

La finalité de ce chapitre est de décrire l'accélerateur qui sert à produire les paires de W, le LEP, ainsi que le détecteur DELPHI, qui nous permet d'accéder à la masse par détection des particules, et le programme DELANA qui permet de reconstruire les énergies et les impulsions des particules.

2.1 L'accélérateur utilisé : le LEP

Le Large Electron Positron collider (LEP) est un anneau d'environ 26,7 kilomètres de circonférence, dans lequel on fait circuler des électrons et des positons. Cet anneau est situé entre 50 et 150 mètres sous la surface afin de limiter le passage de particules cosmiques dans le détecteur. Les positons sont produits par interaction d'un faisceau d'électrons avec une cible de tungstène; une faible fraction des positons produits peut être accélérée dans l'accélérateur linéaire LEP Injector Linacs (LIL) jusqu'à une énergie de 600 MeV. Les électrons sont produits par un canon à électrons et accélérés par le LIL. Les électrons et les positons sont alors accumulés dans l'Electron Positron Accumulator (EPA) avant d'être accélérés dans le Proton Synchrotron (PS) jusqu'à une énergie de 3,5 GeV, puis dans le Super Protron Synchrotron (SPS) jusqu'à une énergie de 22 GeV (figure 2.1). Les particules sont ensuite injectées dans le LEP; elles sont alors accélérées jusqu'à l'énergie de faisceau nominale, qui était 91,5 GeV en 1997 et 94,5 GeV en 1998. Cette énergie a correspondu chaque année à l'énergie maximum que l'on pouvait obtenir. Comme le montre la figure 1.7, lorsque l'énergie dans le centre de masse est plus grande que le seuil de production de paires de W d'environ 20 GeV, un plateau de section efficace de production de WW est atteint, et la section efficace est suffisante pour permettre une mesure précise de la masse avec la méthode de reconstruction directe des énergies et des impulsions. Les faisceaux, constitués de quatre paquets d'électrons et de quatre paquets de positons, sont ensuite fortement focalisés, afin d'optimiser la luminosité qui s'exprime comme :

$$\mathcal{L} = \mathrm{f}\frac{\mathrm{N}_{+}\mathrm{N}_{-}\mathrm{N}_{\mathrm{p}}}{4\pi\sigma_{\mathrm{x}}^{*}\sigma_{\mathrm{y}}^{*}},$$

où $\mathrm{N}\pm$ est le nombre d'électrons ou de positons dans un paquet ($\sim 4,3.10^{11}$), $\mathrm{N_p}$ le nombre de paquets, qui vaut quatre, f la fréquence de collision ($\mathrm{f} \approx \frac{\mathrm{c}}{\mathrm{L}}$ avec L la longueur de l'accélérateur, $\mathrm{f} \approx 11\mathrm{kHz}$), σ_{x}^{*} et σ_{y}^{*} caractérisent le profil transverse gaussien des faisceaux au point de collision, dans les directions horizontale et verticale, qui valent typiquement 150 et 5 micromètres. Ainsi plus la focalisation des faisceaux est forte, plus la luminosité est élevée. Cependant, l'interaction électromagnétique entre un des faisceaux et une particule de l'autre faisceau, qui devient importante lorsque la densité de particules augmente, limite la luminosité que l'on peut obtenir. La luminosité atteinte au maximum au LEP en 1998 est de $1.10^{32}\ \mathrm{cm^{-2}s^{-1}} = 0,1\ \mathrm{nb^{-1}s^{-1}}$ [36].

Les paquets sont synchronisés de manière à interagir dans les quatre points d'interaction, sur lesquels sont disposés les détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

Le tunnel du LEP est constitué d'une succession de huit sections droites et de huit sections courbes. Plus de 3000 aimants dipolaires, situés dans ces parties courbes servent à incurver la trajectoire des particules chargées. Des aimants quadrupolaires servent à focaliser les faisceaux, et les aimants sextupolaires à compenser la dépendance de la distance de focalisation par rapport à l'énergie de faisceau.

Les faisceaux sont accélérés par des cavités à radiofréquence, situées dans les parties droites. Une fois accélérés, les électrons et les positons, qui ont une accélération non nulle dans les parties courbes, émettent des photons par rayonnement synchrotron et perdent de l'énergie. Cette perte d'énergie est proportionnelle à $\frac{\mathrm{E}^4}{\mathrm{r}}$ où E est l'énergie de la particule et r le rayon de coubure de sa trajectoire. Lorsque l'énergie des particules passe de 45,6 à 91,5 GeV, la perte d'énergie par rayonnement synchrotron augmente d'un facteur supérieur à 10. Pour compenser cette perte importante, les cavités, qui servent aussi à compenser ces pertes d'énergie après que les particules aient été accélérées, et qui étaient en cuivre lors de la première phase du LEP, ont été progressivement remplacées par des cavités supraconductrices.

Les régions d'interaction sont placées au milieu des sections droites pour protéger les détecteurs du rayonnement synchrotron. Des séparateurs électrostatiques installés près de chaque point d'interaction permettent d'éviter de perdre des particules par collisions entre particules de deux faisceaux différents lors de la phase d'accélération. Ils permettent également un réglage fin de la position relative des faisceaux lors de la phase de collision.

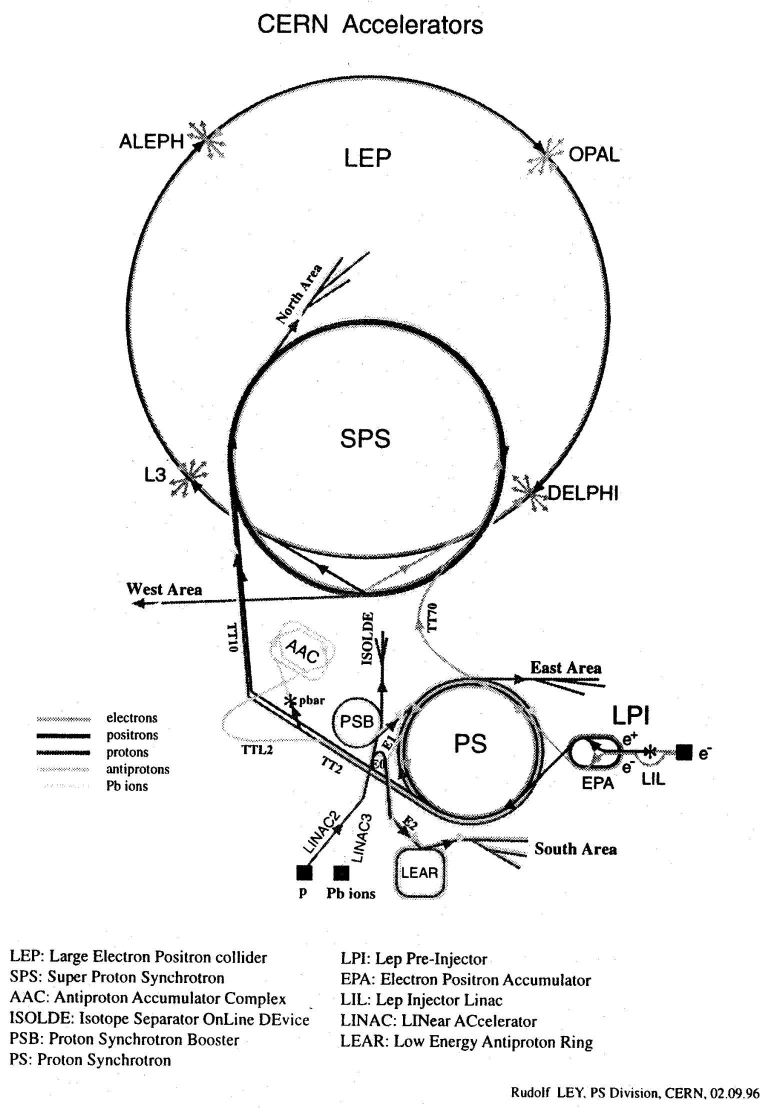

FIG. 2.1 – Infrastructure des accélérateurs du CERN.

La luminosité n'est pas un paramètre qu'il est nécessaire de connaitre avec une grande précision pour la mesure de la masse dans la méthode de reconstruction directe; en revanche, l'énergie de faisceau doit être mesurée avec une précision meilleure que 10-15 MeV, de telle sorte que l'erreur systématique due à l'énergie de faisceau, qui est commune aux quatre expériences situées autour du LEP, soit nettement inférieure à l'erreur statistique attendue, pour ne pas limiter la mesure de la masse du W. En effet, une incertitude sur cette mesure intervient directement sur la masse par l'intermédiaire de l'algorithme d'ajustement cinématique. La mesure de l'énergie de faisceau en 1997 et 1998 est basée sur la méthode de dépolarisation résonante à basse énergie. Comme dans le phénomène d'émission de rayonnement synchrotron il existe une petite probabilité que le spin de l'électron qui émet le photon soit inversé après émission, et comme cette probabilité est différente suivant que le spin de l'électron est initialement dans le même sens que le champ magnétique vertical $\overrightarrow{B}_0$ créé par les aimants dipolaires du LEP ou dans le sens opposé [37], les faisceaux d'électrons (et de positons) se polarisent au cours du temps. Le taux de polarisation final dépend fortement du réglage optique du LEP. La particule chargée a un mouvement de rotation autour de l'axe du champ magnétique avec une vitesse angulaire :

$$\omega_{\mathrm{r}} = \frac{\mathrm{eB_0}}{\mathrm{m}\gamma} = \frac{\omega_0}{\gamma},$$

où e est la charge de l'électron, m sa masse et $\mathrm{B_0}$ la valeur du champ magnétique.

Le spin a un mouvement de précession autour de l'axe du champ avec une vitesse angulaire :

$$\omega_{\mathrm{p}} = \frac{\mathrm{g}}{2}\omega_0 - (\frac{\gamma - 1}{\gamma})\omega_0,$$

où g est le rapport gyromagnétique.

En un tour de LEP, le spin effectue donc $\nu_{\mathrm{s}} = \frac{\omega_{\mathrm{p}}}{\omega_{\mathrm{r}}} \approx \frac{\mathrm{E_f}}{\mathrm{m_e}}\frac{\mathrm{g}-2}{2}$ précessions, soit par exemple environ 113,5 précessions lorsque l'énergie de faisceau vaut 50 GeV. Le spin est donc décalé après chaque tour de LEP d'environ 0,5 précession. Si un champ magnétique $\overrightarrow{B}_1$ tournant autour de l'axe vertical, créé par des boucles de courant, est tel que pendant que l'électron fait un tour de LEP ce champ magnétique fait $\mathrm{k} + 0,5$ tours où k est un entier, le spin et le champ tournant tournent en phase, et le spin va, en plus de sa précession autour de $\overrightarrow{B}_0$, se mettre à précesser autour de $\overrightarrow{B}_1$. La polarisation du faisceau est progressivement détruite et on dit qu'il y a résonance de dépolarisation. Dans le cas général, pour le champ $\overrightarrow{B}_1$ qui est appliqué dans la réalité, et qui consiste en la superposition d'un champ tournant à la fréquence $\mathrm{f_1}$ et d'un champ tournant dans l'autre sens à la fréquence $\mathrm{f_1}$, cette résonance se produit pour des fréquences de rotation $\mathrm{f_1}$ égales à :

$$\mathrm{f_1} = (\mathrm{k} \pm [\nu_{\mathrm{s}}])\mathrm{f_r},$$

où k est un entier, $[\nu_{\mathrm{s}}]$ désigne la partie non entière de ν_{s} et $\mathrm{f_r} = \frac{\omega_{\mathrm{r}}}{2\pi}$ est la fréquence de rotation des électrons et des positons autour du LEP.

La partie non entière de ν_s peut ainsi être déterminée en ajustant la fréquence du champ tournant de manière à détruire la polarisation des faisceaux (Dans la pratique, ceci est effectué au LEP pour k=0 et $f_1 = [\nu_s]f_r$ ou pour k=1 et $f_1 = (1-[\nu_s])f_r$). La partie entière de ν_s est quant à elle déduite des paramètres du champ $\overrightarrow{B}_0$ [38]. L'énergie de faisceau est alors déterminée par la mesure de ν_s :

$$E_f = \frac{\nu_s m_e c^2}{(g-2)/2}.$$

Ce qui est mesuré par cette méthode est une énergie de faisceau moyennée sur les particules du faisceau et moyennée sur le champ magnétique vertical sur un tour de LEP.

A LEP1, une précision de 1 MeV sur la mesure de l'énergie de faisceau est atteinte [39]. Cependant, à LEP2, comme l'énergie de faisceau augmente, la dispersion sur l'énergie de faisceau augmente : ainsi, en 1997, le faisceau du LEP possède une certaine dispersion en énergie, de l'ordre de 110 MeV. L'énergie d'un électron peut alors se décaler d'une valeur telle qu'une résonance de dépolarisation se produit. Cette méthode de mesure n'est pas applicable à trop haute énergie; la limite est de l'ordre de 60 GeV et les mesures d'énergie de faisceau par dépolarisation résonante sont effectuées en dehors des périodes de prise de données [40]. Des sondes NMR qui mesurent le champ magnétique régulièrement pendant la prise de données permettent d'extrapoler la mesure de l'énergie à une énergie typique de LEP2. Il faut tester la linéarité de la mesure du champ magnétique avec les 16 sondes NMR en fonction de l'énergie de faisceau avec des boucles de flux, situées dans chaque aimant dipôlaire, et qui permettent la mesure de 96,5% de l'intégrale du champ. L'incertitude sur la mesure de l'énergie de faisceau lors de la deuxième phase du LEP provient principalement de la différence des mesures entre ces deux types d'appareillage [41]. L'incertitude sur l'énergie de faisceau est 25 MeV en 1997 et 20 MeV pour les données enregistrées en 1998, où des mesures de dépolarisation ont pu être effectuées jusqu'à une énergie de faisceau de 61 GeV (55 GeV en 1997) et où les mesures ont été plus nombreuses.

En 1999, un spectromètre a été installé; il devrait permettre d'atteindre une précision sur l'énergie de faisceau de l'ordre de 10 MeV [42], ce qui est suffisant pour ne pas limiter la précision sur la mesure de la masse.

2.2 Le détecteur DELPHI

Le détecteur (figure 2.2) n'est pas décrit en détail. Seuls les sous-détecteurs qui sont importants pour la mesure de la masse du W sont décrits [43].

La direction et le sens de l'axe des z sont définis par la trajectoire des électrons incidents. r définit la distance à cet axe et ϕ est l'angle de coordonnées cylindriques d'axe z. θ est l'angle que fait la trajectoire de la particule émergente avec l'axe des

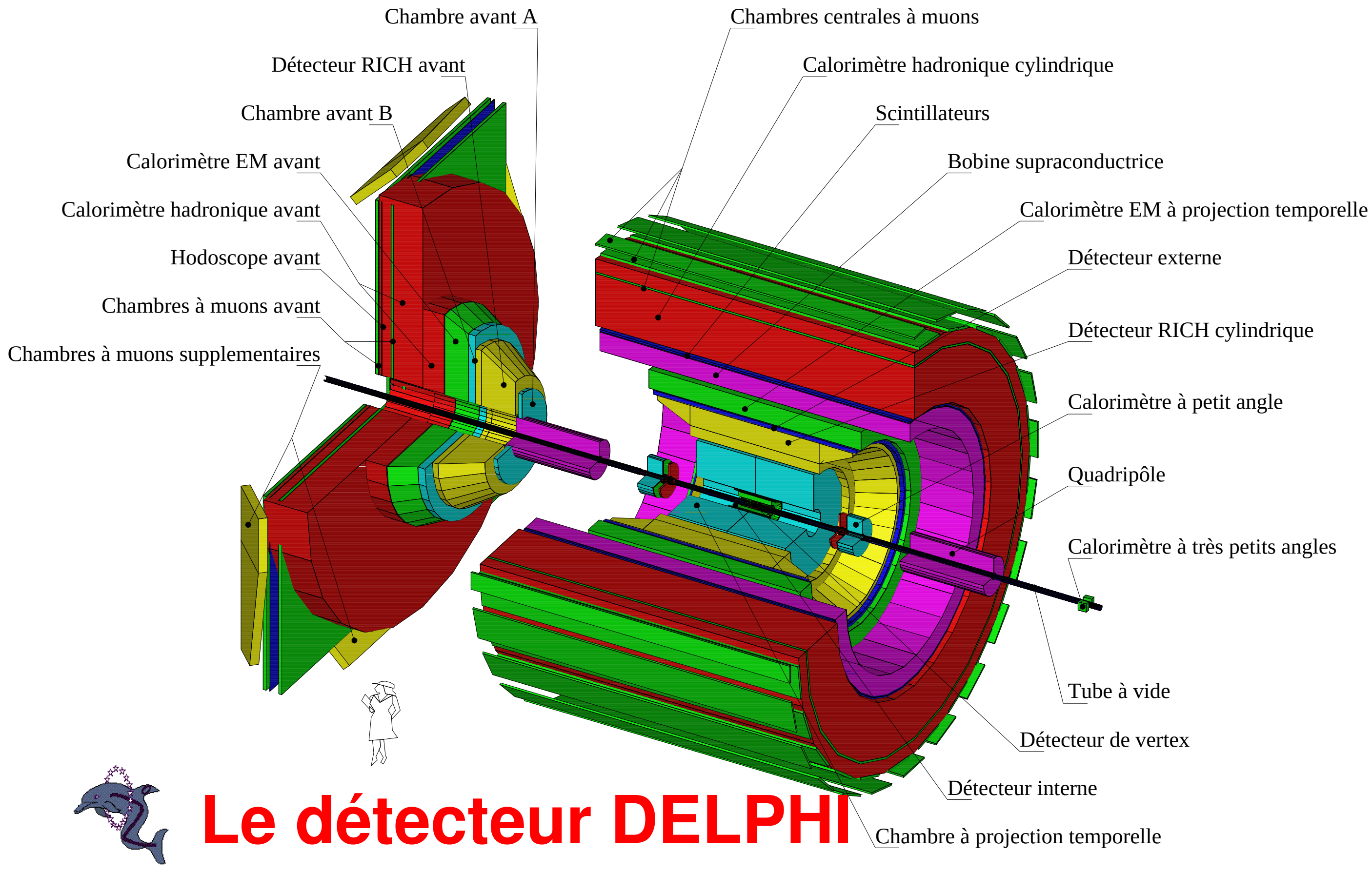

Fig. 2.2 – Vue des différents sous-détecteurs qui constituent DELPHI.

z. L'axe des x est un axe horizontal orienté vers le centre du LEP et l'axe des y un axe vertical dirigé vers le haut qui permet de définir avec l'axe des z et l'axe des x un système d'axes cartésiens.

2.2.1 Les détecteurs de traces

Situés plus près du point d'interaction que les calorimètres, ils sont conçus à la fois pour mesurer la position des traces des particules chargées, et, comme le détecteur DELPHI est placé dans un champ magnétique de 1,23 Tesla dirigé suivant l'axe des z, pour mesurer l'impulsion de ces particules. L'épaisseur de matière de ces détecteurs est très faible, et la plupart des volumes sont occupés par des gaz pour que les particules interagissent le moins possible avant qu'elles ne déposent leur énergie dans les calorimètres.

Le détecteur de vertex (VD)

Le VD consiste en trois couches de pistes de silicium, appelées “closer”, “inner” et “outer”, disposées en cylindres concentriques de rayon moyen 6,3, 9 et 11 centimètres. Les couches “closer” et “outer” sont constituées de deux couches croisées de pistes de silicium et permettent en plus de la mesure de la position des traces en rϕ, une mesure en z. Les couches se recouvrent légèrement, de manière à assurer une couverture angulaire complète en ϕ à partir d'un angle θ supérieur à 24-27 degrés pour la couche “closer”, supérieur à 20,7-22,4 degrés pour la couche “inner”, et supérieur à 23-24,7 degrés pour la couche “outer”.

L'intérêt de ce sous-détecteur est de mesurer le plus précisément possible la position des particules près de leur point d'interaction. La résolution intrinsèque en rϕ est comprise entre 6 et 9 micromètres, suivant que l'angle d'incidence de la particule est faible ou élevé. La précision sur un impact en z est maximum quand la trace est orthogonale au détecteur, elle vaut alors 9 micromètres [44].

Le VD est complété par le détecteur de traces très à l'avant (VFT). Celui-ci, en forme de portions de cône tronquées au centre, est composé, de part et d'autre du VD, de deux couches de pixels qui permettent de détecter des particules pour des angles θ compris entre 14,6 et 25,6 et entre 12,1 et 21 degrés et deux couches de pistes de silicium, qui couvrent des angles θ compris entre 10 et 18 degrés. La résolution spatiale des pistes de silicium varie entre 10 et 30 μm, selon l'inclinaison de la trace [45]. La résolution spatiale des pixels varie de 75 à 110 μm selon l'angle d'incidence [46].

Dans notre analyse, le VD ou le VFT permettent principalement de distinguer un électron d'un photon. En effet, comme une particule ne traverse qu'une épaisseur $\frac{0{,}4\% X_0}{\sin\theta}$ avant d'atteindre le VD, où X_0 est la longueur de radiation, ce qui représente une épaisseur de matière très faible, un photon produit au point d'interaction n'a que très peu de chances de se convertir avant le détecteur de vertex et ainsi il donne très peu souvent des impacts dans le VD. Pour ne pas diminuer l'efficacité de sélection d'électrons, l'efficacité du VD doit être la plus élevée possible : l'efficacité des couches "closer", "inner" et "outer", déterminées sur des traces hadroniques de bonne qualité au Z^0 sont 97,5, 99 et 97,9%.

Enfin, comme l'épaisseur du VD est très faible (1,5% de longueur de radiation pour une trace émise à 90 degrés), un électron a peu de chances d'interagir avec la matière du détecteur en émettant un photon par rayonnement de freinage.

Le détecteur interne (ID)

Une chambre à dérive, située entre les rayons de 12 et 23 centimètres, permet d'avoir jusqu'à 24 points de mesure en $r\phi$ sur la trace. Pour des angles θ compris entre 23 et 157 degrés, les électrons produits par l'ionisation du gaz le long de la trajectoire de la particule peuvent toucher au moins 10 fils. Ce détecteur a une résolution en $r\phi$ de 40 micromètres.

Plus à l'extérieur, des chambres à pailles permettent de mesurer jusqu'à 5 points en $r\phi$, avec une résolution d'environ 150 micromètres. Ce détecteur, utilisé pour le déclenchement de l'acquisition, est particulièrement utile pour couvrir les zones non actives de la TPC.

La chambre à projection temporelle (TPC)

C'est le principal détecteur de traces chargées. Ce cylindre, situé entre les rayons de 29 et 122 centimètres, est constitué de deux volumes d'un mélange de 80% de méthane et de 20% d'argon, d'une longueur d'1,30 mètre chacun. Sous l'action d'un champ électrique, les électrons arrachés aux molécules de gaz lors du passage de particules chargées vont dériver vers les extrémités des cylindres, où le signal électrique est amplifié par effet d'avalanche. Le fait que la TPC soit placée dans un champ magnétique dirigé suivant la direction de dérive permet de limiter la diffusion transverse des électrons. Chaque demi-TPC contient 6 secteurs, qui possèdent chacun 192 fils sensibles et 16 rangées de pavés de cathodes, qui permettent de mesurer jusqu'à 16 points par trace.

La position des points en z est déterminée à partir de la vitesse de dérive qui est mesurée régulièrement avec des lasers qui simulent des traces dont la position est connue. La précision relative sur la mesure de la vitesse de dérive est contrôlée à mieux que 2.10^{-4}, afin de ne pas introduire de biais systématique dans la mesure de z. En outre, la résolution en z est de 880 μm. La résolution en $r\phi$ vaut 250 μm.

La TPC permet également une identification des particules, à partir de la mesure du $\frac{dE}{dx}$, c'est-à-dire de l'énergie déposée par unité de longueur par la particule. Cette identification est meilleure pour des particules d'énergie inférieure à 1 ou 2 GeV (voir figure 2.3).

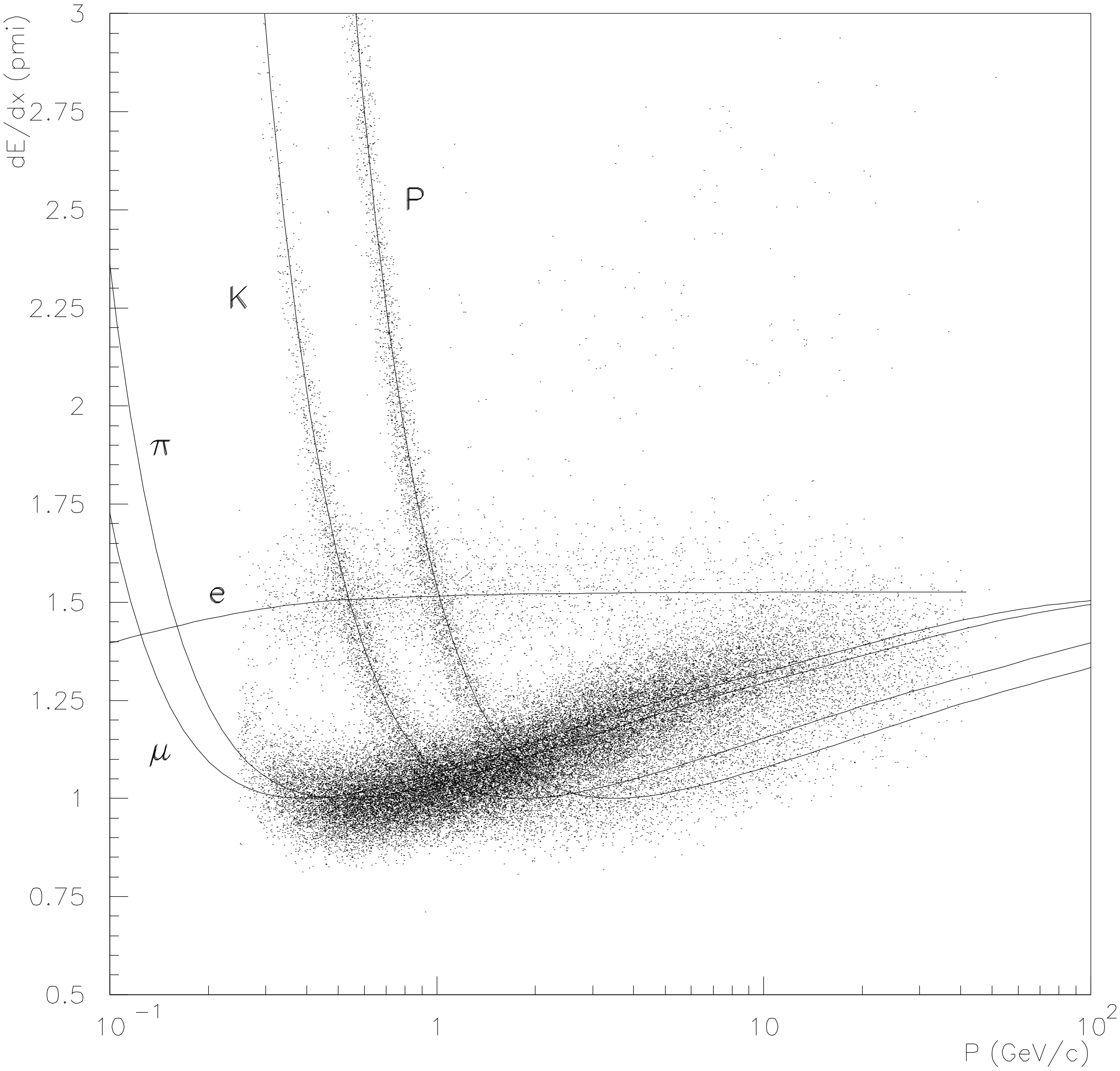

FIG. 2.3 – Perte d'énergie par unité de longueur en fonction de l'impulsion pour des particules chargées (électrons, muons, pions, kaons, protons) dans la TPC après certaines coupures appliquées dans un but d'optimisation.

Le détecteur externe (OD)

Il est constitué de 5 couches de tubes à dérive, situés entre les rayons de 197 et 206 centimètres. L'acceptance géométrique de ce détecteur correspond aux traces d'angle θ compris entre 42 et 138 degrés. La résolution angulaire vaut 100 μm en rϕ et 4,4 centimètres en z. La résolution peut paraître faible, mais le fait que le point mesuré soit assez loin du point d'interaction augmente l'importance de ce point dans l'ajustement de l'impulsion de la trace chargée. Cependant, ce détecteur est situé après la partie centrale du détecteur à effet Cherenkov (RICH); ainsi un électron qui arrive dans l'OD a traversé une épaisseur de matière d'environ $56\%\frac{X_0}{\sin\theta}$ et il a perdu une partie non négligeable de son énergie par rayonnement de freinage et dans la pratique l'OD n'est pas utilisable pour reconstruire correctement la trace d'un électron.

Les chambres à l'avant (FCA et FCB)

Ces deux chambres donnent une information sur les traces émises à l'avant.

FCA est constituée de tubes, qui fonctionnent en mode “streamer”. Elle est située en moyenne à 160 cm en $|z|$ et couvre des angles θ compris entre 11 et 32 degrés et entre 148 et 169 degrés. La résolution en x et en y est de 290 μm.

FCB est une chambre à dérive qui est placée à une distance moyenne de 275 cm en $|z|$ et son acceptance angulaire est comprise entre 11 et 36 degrés et entre 114 et 160 degrés en θ. La résolution atteinte en x,y vaut 150 μm. Entre FCA et FCB se trouve la partie avant du RICH, et il y a donc avant FCB une quantité de matière très importante, au moins $\frac{100\%X_0}{\cos\theta}$ en moyenne. FCB n'est donc pas utilisable pour reconstruire la trace d'un électron.

Alignement et performance

Chaque année le LEP tourne quelques jours à une énergie dans le centre de masse proche de la masse du Z^0, soit environ 91,2 GeV, ce qui correspond à une luminosité intégrée de 2 à 3 pb^{-1} et ce qui permet à chaque expérience de collecter une statistique importante d'événements utilisés pour l'alignement et aussi pour les calibrations. Ainsi, les détecteurs de traces peuvent être alignés les uns par rapport aux autres à l'aide d'événements dimuons $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, collectés à la résonance du Z^0, pour lesquels la contrainte d'énergie de faisceau est utilisée. La résolution obtenue sur l'inverse de l'impulsion avec des événements $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ avec une coupure très stricte en acolinéarité (où l'acolinéarité est le complémentaire de l'angle que forment les deux muons) pour éliminer les retours radiatifs[1] et pour des traces reconstruites à partir de l'information de tous les détecteurs au centre (VD,ID,TPC,OD) vaut :

$$\sigma(\frac{1}{p}) = 0,57.10^{-3}(\mathrm{GeV/c})^{-1}.$$

1. événements $e^+e^- \to Z^0\gamma$

A l'avant, la résolution sur $\frac{1}{p}$ est degradée; elle ne vaut plus que $2{,}7.10^{-3}(\mathrm{GeV/c})^{-1}$ lorsque θ est inférieur à 25 degrés.

2.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres servent à mesurer l'énergie de toutes les particules neutres et des électrons, l'énergie des autres particules chargées étant donnée par leur impulsion mesurée avec les détecteurs de traces. En ce qui concerne les jets hadroniques produits par désintégration d'un W, leur énergie provient en moyenne à 63 % de l'énergie de particules chargées mesurées avec les détecteurs de trace, à 23 % de l'énergie de particules pour lesquelles le dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique n'est pas associé à une trace chargée et à 14 % de dépôts d'énergie dans le calorimètre hadronique.

Les calorimètres électromagnétiques

Dans le cadre de cette thèse, ils servent principalement à mesurer, de manière plus précise qu'avec le détecteur de traces, l'énergie de l'électron issu de la désintégration du W; en effet à priori dans DELPHI la résolution sur l'énergie mesurée par les calorimètres est moins bonne que celle sur l'impulsion mesurée avec les détecteurs de trace, mais la mesure de l'impulsion est dégradée par le rayonnement de freinage dans le cas des électrons. La mesure de l'énergie de certaines particules neutres telles que les photons, qui déposent pratiquement toute leur énergie dans les calorimètres électromagnétiques, est effectuée avec ceux-ci. Il existe une zone morte entre 35 et 43 degrés, dans laquelle il n'est pas possible d'avoir une mesure précise de l'énergie de l'électron avec les calorimètres.

La chambre à projection temporelle de haute densité (HPC) Ce calorimètre qui se trouve dans la partie centrale du détecteur, est composé de 144 modules disposés suivant 6 anneaux de rayons compris entre 208 et 260 cm. Des zones mortes existent entre chaque anneau, en θ, et entre chaque module en ϕ. Chaque module est une mini TPC, avec en plus des couches de plomb, élément de numéro atomique élevé, afin de provoquer pour les électrons et les photons le développement d'une gerbe électromagnétique par rayonnement de freinage et par création de paires électron-positon.

Ces chambres sont calibrées à l'aide d'événements Bhabha ($e^+e^- \to e^+e^-$), collectés à la résonance du Z^0. Cependant à LEP2, la luminosité intégrée collectée au pic du Z^0 est seulement de l'ordre de 2 à 3 pb^{-1} par année; ainsi le nombre d'électrons que l'on peut sélectionner dans des événements Bhabha dans chaque module de l'HPC est insuffisant pour pouvoir faire une calibration module par module. La calibration avec des Bhabha permet donc uniquement une calibration absolue globale. L'égalisation module par module est effectuée à partir d'une calibration avec un gaz de Krypton radioactif, en étudiant la réponse de la chambre à la transition du Krypton 83m vers le Krypton 83. Cette calibration permet ainsi de corriger des effets de vieillissement [47].

L'acceptance angulaire du détecteur est comprise entre 43 et 137 degrés en θ. L'épaisseur du calorimètre, $\frac{17{,}5\mathrm{X}_0}{\sin\theta}$ est suffisante pour contenir toute l'énergie d'un électron de 45 GeV, énergie typique d'un électron produit par désintégration d'un W au LEP.

La granularité est de 4 mm en z et de 1 degré en ϕ, soit 4 cm en rϕ . La résolution relative sur l'énergie mesurée est donnée par [48] :

$$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{\mathrm{E}} = 0,043 \oplus \frac{0,33}{\sqrt{\mathrm{E}}},$$

où E est exprimée en GeV, le terme constant tient compte des inhomogénéités, des erreurs de calibration et du fait que la gerbe ne soit pas contenue entièrement dans le calorimètre. Le terme en $\frac{1}{\sqrt{\mathrm{E}}}$ tient compte des fluctuations statistiques liées au nombre fini d'électrons qui composent le signal. Lors de tests sur faisceau, il a été vérifié que la réponse de l'HPC est linéaire pour des énergies comprises entre 1 et 50 GeV; au delà, des phénomènes de fuite commencent à apparaitre.

Le calorimètre électromagnétique à l'avant (EMF) L'EMF est un calorimètre homogène, composé de deux parties en verre au plomb, placées à 284 cm du point d'interaction et qui couvrent des domaines en θ compris entre 8 et 35 degrés, et entre 145 et 172 degrés. Près de 4530 cristaux en forme de pyramide tronquée pointent vers le point d'intersection des faisceaux. Une rotation de 1 degré a été appliquée afin d'éviter qu'une particule puisse s'échapper dans les zones non actives du détecteur. La longueur des cristaux, qui correspond à 20 longueurs de radiation, est suffisante pour contenir la gerbe produite par un électron de 45 GeV. La lumière Cherenkov produite par les électrons de la gerbe est lue par des photomultiplicateurs.

Comme la section efficace d'événements Bhabha augmente fortement à bas angle, le nombre d'événements Bhabha est suffisant pour permettre la calibration du détecteur.

Pour des gerbes neutres d'énergie supérieure à 2 GeV, la précision sur la position du dépôt reconstruit est environ 0,5 cm. La résolution relative en énergie s'exprime en fonction de l'énergie E en GeV comme :

$$\frac{\sigma_{\mathrm{E}}}{\mathrm{E}} = 0,03 \oplus \frac{0,12}{\sqrt{\mathrm{E}}} \oplus \frac{0,11}{\mathrm{E}},$$

où le dernier terme est un terme de bruit électronique.

Le calorimètre électromagnétique à bas angle (STIC) Le STIC est formé de deux parties cylindriques qui sont composées de couches de plomb et de scintillateur et situées de part et d'autre du point d'interaction entre faisceaux, à une distance de 2,2 mètre de celui-ci. Chaque partie est divisée en 10 anneaux et en 16 secteurs. Le STIC permet de couvrir les régions angulaires jusqu'à 1,66 degré. L'épaisseur totale du STIC est environ 27 X_0. Au pic du Z^0, on a pu atteindre une précision de 0,09 % sur la luminosité calculée à partir des processus Bhabha [49]:

$$L = \frac{N_{evts}}{\sigma^{th}_{bhabha}},$$

où N_{evts} est le nombre d'événements Bhabha détectés dans le STIC et σ^{th}_{bhabha} est la section efficace Bhabha théorique limitée à l'acceptance angulaire du STIC, bien connue car le processus Bhabha peut être dans une bonne approximation calculé avec l'électrodynamique quantique à bas angle.

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique, qui est installé dans le retour de champ de l'aimant, est constitué de deux bouchons et d'une partie centrale et a une grande acceptance angulaire ($11^0 < \theta < 169^0$). Le matériau utilisé, le fer, a un grand nombre de masse, et ainsi une longueur d'interaction nucléaire courte, afin d'assurer un bon confinement de la gerbe hadronique.

Ce calorimètre est constitué de tubes placés sur des pavés couvrant une région angulaire $\Delta\phi = 3,75^0$ et $\Delta\theta = 2,96^0$ et qui fonctionnent en mode "streamer". Entre 4 et 7 pavés sont associés dans la direction radiale pour former une tour. La charge collectée par la tour pendant 2 μs permet de mesurer l'énergie déposée. Les muons d'événements dimuon $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ sont utilisés pour la calibration. L'échelle absolue d'énergie est obtenue avec des jets hadroniques, provenant de désintégrations de Z^0. La résolution relative en énergie s'exprime en fonction de l'énergie en GeV, entre 52 et 128 degrés comme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,21 \oplus \frac{1,12}{\sqrt{E}}.$$

En outre, la lecture des signaux de sortie des cathodes des tubes permet d'avoir une meilleure granularité de détecteur [50]; ainsi on peut distinguer les muons des pions, à partir de critère sur la forme des dépôts d'énergie.

2.2.3 Les chambres à muons

Les muons de plus de 2 GeV comme ceux produits par la désintégration d'un W sont, mis à part les neutrinos qui n'interagissent avec aucune partie de détecteur, quasiment les seules particules qui peuvent traverser les calorimètres. Cette propriété est utilisée pour détecter les muons dans les chambres à muons. La partie située dans le tonneau est constituée de deux couches de plans, l'une dans le retour en fer de l'aimant et l'autre à l'extérieur du calorimètre hadronique [51]. Chaque partie du détecteur située à l'avant est constituée de 2 couches de chambres à dérive, l'une à l'intérieur du retour en fer de l'aimant et l'autre au delà du calorimètre hadronique.

2.2.4 Le programme de reconstruction : DELANA

Ce programme [52] est organisé de façon modulaire :

- Il lit sur la base de données de DELPHI toutes les constantes dont il a besoin : seuils de détection de signaux, corrections de distorsion, conditions de la prise de donnée.
- Il laisse chaque sous-détecteur effectuer une reconstruction locale. Le programme de chaque sous-détecteur essaie, si c'est possible, de former à partir des données brutes un élément de trace, qui peut par exemple être soit des points à deux dimensions en rϕ et rz pour le VD, soit des amas d'énergie pour le calorimètre, soit des bouts de trace pour la TPC.
- Il essaie ensuite de reconstruire une trace avec les informations de tous les sous-détecteurs. Un algorithme associe entre eux les bouts de trace des divers sous-détecteurs. Un programme d'ajustement de traces est appliqué. Par la suite, les amas d'énergie des calorimètres sont si possible associés aux traces chargées. Enfin, les impacts de la chambre à muon et les informations du détecteur à effet Cherenkov sont ajoutées à la trace, qui dispose ainsi de tous les renseignements utiles pour l'analyse.

Chapitre 3

Caractéristiques des événements WW

Sommaire

3.1	**Cinématique de l'événement**	57
3.2	**Désintégration du W**	61
3.3	**Energie perdue par ISR**	65

L'objectif de ce chapitre est de décrire brièvement quelques caractéristiques des événements WW semi-leptoniques produits au LEP, indépendamment de tout effet dû au détecteur.

3.1 Cinématique de l'événement

Dans un événement WW semi-leptonique, un lepton chargé, un neutrino et au moins deux jets hadroniques sont produits. La cinématique de l'événement impose des conditions sur l'énergie du neutrino et sur celle du lepton chargé. Dans un référentiel où le W qui se désintègre en lepton-neutrino est au repos, les énergies et les impulsions du lepton et du neutrino sont $\mathrm{E}'_{\mathrm{lep}} = \mathrm{E}'_{\nu} = \mathrm{m_W}/2 = |\overrightarrow{p'_{lep}}| = |\overrightarrow{p'_{\nu}}|$ en négligeant la masse du lepton. Les énergies et impulsions dans le référentiel du laboratoire sont alors obtenues en appliquant une transformation de Lorentz, définie sur la figure 3.1 :

$$\mathrm{E} = \gamma(\mathrm{E}' + \beta \mathrm{p}'_{\mathrm{x}}),$$

où l'axe Ox est défini suivant l'axe de la transformation et orienté par le vecteur de la transformation $\overrightarrow{P_W}$

et

$$\gamma = \frac{\mathrm{E_W}}{\mathrm{m_W}} \qquad \beta = \frac{\mathrm{P_W}}{\mathrm{E_W}} = \frac{\sqrt{\mathrm{E_W^2} - \mathrm{m_W^2}}}{\mathrm{E_W}} = \sqrt{1 - (\frac{\mathrm{m_W}}{\mathrm{E_W}})^2}.$$

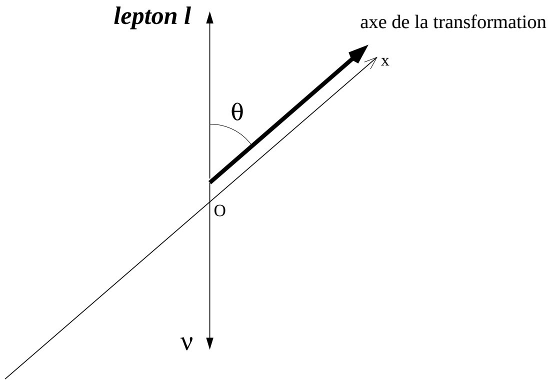

FIG. 3.1 – Définition de l'axe de la transformation de Lorentz appliquée au système lepton-neutrino.

Si l'on appelle θ l'angle entre la direction de la transformation et la direction d'émission du lepton chargé dans le référentiel du W au repos :

$$\mathrm{E_{lep}} = \frac{\mathrm{E_{fais}}}{2}(1 + \sqrt{1 - \frac{\mathrm{m_W^2}}{\mathrm{E_{fais}^2}}}\cos\theta), \tag{3.1}$$

$$\mathrm{E}_\nu = \frac{\mathrm{E_{fais}}}{2}(1 - \sqrt{1 - \frac{\mathrm{m_W^2}}{\mathrm{E_{fais}^2}}}\cos\theta),$$

où $\mathrm{m_W}$ est la valeur centrale de la masse du W, car l'énergie du W est égale à l'énergie de faisceau $\mathrm{E_{fais}}$ si on néglige la largeur du W et si on suppose qu'il n'y a pas eu d'émission de photon dans l'état initial.

Ainsi les énergies du lepton chargé et du neutrino sont bornées :

$$\frac{\mathrm{E_{fais}}}{2}(1 - \sqrt{1 - \frac{\mathrm{m_W^2}}{\mathrm{E_{fais}^2}}}) < \mathrm{E}_{\mathrm{lep}/\nu} < \frac{\mathrm{E_{fais}}}{2}(1 + \sqrt{1 - \frac{\mathrm{m_W^2}}{\mathrm{E_{fais}^2}}}).$$

Les valeurs limites sont indiquées dans la table 3.1.

Energie dans le centre de masse	183 GeV	189 GeV
Energie minimale	23,9 GeV	22,4 GeV
Energie maximale	67,6 GeV	72,1 GeV

TAB. 3.1 – Bornes de l'énergie du neutrino et du lepton si on néglige leur masse et si le W a une masse de 80,394 $\mathrm{GeV/c^2}$ et une largeur nulle.

Si pour traiter aussi le cas du tau, la masse du lepton n'est plus négligée, la conservation de l'énergie impulsion dans le référentiel de repos du W implique :

$$|\overrightarrow{p'_{lep}}| = |\overrightarrow{p'_{\nu}}| = |\overrightarrow{p'}|,$$

$$\mathrm{p}' = \frac{\mathrm{m_W^2} - \mathrm{m_{lep}^2}}{2\mathrm{m_W}},$$

avec $\mathrm{m_{lep}}$ la masse du lepton,

$$\mathrm{E'_{lep}} = \sqrt{\mathrm{m_{lep}^2} + (\frac{\mathrm{m_W^2} - \mathrm{m_{lep}^2}}{2\mathrm{m_W}})^2},$$

$$\mathrm{E_{lep}} = \frac{\mathrm{E_{fais}}}{\mathrm{m_W}}(\sqrt{\mathrm{m_{lep}^2} + (\frac{\mathrm{m_W^2} - \mathrm{m_{lep}^2}}{2\mathrm{m_W}})^2} + (\frac{\mathrm{m_W^2} - \mathrm{m_{lep}^2}}{2\mathrm{m_W}})\sqrt{1 - \frac{\mathrm{m_W^2}}{\mathrm{E_{fais}^2}}}\cos\theta).$$

Dans le cas du τ, on retrouve les mêmes bornes inférieures et supérieures sur le spectre en énergie, à 40 MeV près.

La figure 3.2 montre que les distributions simulées d'énergie du lepton dans le Monte Carlo décrit dans le chapitre 4 sont similaires pour les trois canaux semi-leptoniques. En fait, la production de W^- et de W^+ d'hélicités 1,-1 (ou -1,1) ne peut se faire que par l'intermédiaire de diagrammes dans la voie t et cette production est favorisée (voir paragraphe 1.4). En outre, la production de production de W^- et de W^+ d'hélicités -1,1 est elle-même favorisée, d'après l'équation 1.1, par rapport à la configuration d'hélicité 1, -1. Comme l'anti-neutrino n'existe que dans l'état d'hélicité droite et comme la théorie électro-faible conserve l'hélicité dans la limite où les masses des fermions sont négligées, le fait que le W^- soit produit majoritairement dans l'état d'hélicité -1 entraîne que le lepton chargé produit par la désintégration du W^- a tendance a être émis dans la direction du W^- [19]. Ceci explique pourquoi le lepton chargé a tendance a être généré avec une énergie élevée, car si le lepton fait avant transformation de Lorentz un petit angle avec l'axe de la transformation, son énergie a tendance à être augmentée après transformation, d'après l'équation 3.1. Les leptons chargés de grande énergie sont ainsi favorisés.

Les distributions d'énergie générée des deux quarks sont bornées, comme celles des leptons. Par définition, le "1$^{\text{er}}$ quark" correspond au quark d ($\bar{\mathrm{d}}$) ou s ($\bar{\mathrm{s}}$), le "2$^{\text{e}}$ quark" au quark $\bar{\mathrm{u}}$ (u) ou $\bar{\mathrm{c}}$ (c). Le raisonnement pour déterminer leur distribution angulaire est le même que pour les leptons chargés. La seule différence est que contrairement aux anti-neutrinos, les quarks $\bar{\mathrm{u}}$ et $\bar{\mathrm{c}}$ existent aussi en configuration d'hélicité gauche, mais cette configuration n'entre pas en jeu dans l'interaction électro-faible en V-A si on néglige la masse des quarks. Ainsi, comme pour l'énergie du lepton chargé par rapport celle de l'anti-neutrino, l'énergie du 1$^{\text{er}}$ quark a tendance à être plus grande que celle du 2$^{\text{e}}$ car le 1$^{\text{er}}$ quark est principalement émis vers l'avant du W^-.

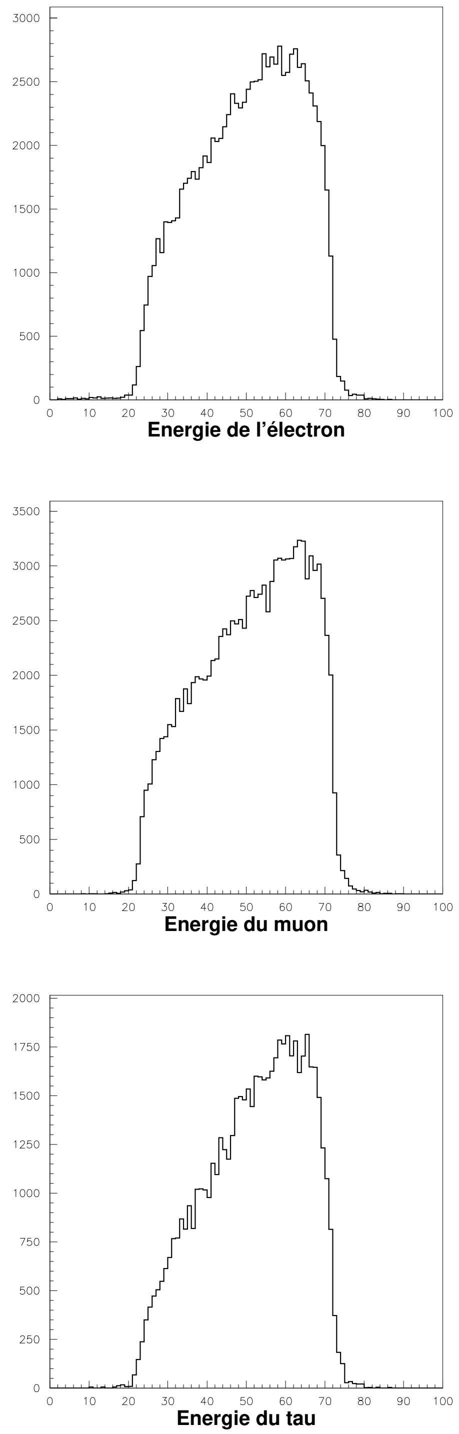

FIG. 3.2 – Spectre en énergie générée du lepton en GeV dans les trois canaux WW semi-leptoniques à 189 GeV.

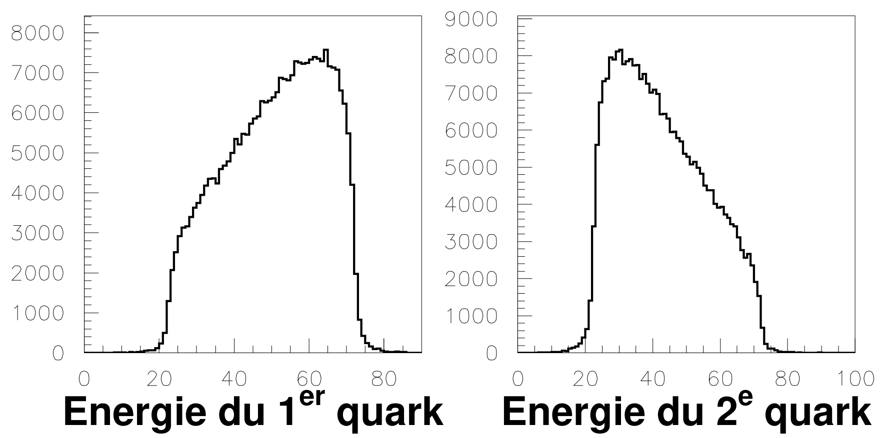

FIG. 3.3 – Spectre en énergie générée des deux quarks en GeV dans les trois canaux WW semi-leptoniques.

La figure 3.4 montre sur une simulation d'événements WW, en prenant comme exemple de lepton chargé le muon, qu'à 189 GeV celui-ci est généré, dans le référentiel propre du W dont il est issu, majoritairement dans la même direction que la ligne de vol et ainsi les muons de grande énergie ont tendance à être favorisés.

Il est également possible de vérifier sur une simulation WW qu'à 189 GeV le 1er quark est généré majoritairement à petit angle par rapport au W hadronique (figure 3.5) et ainsi son énergie après application de la transformation de Lorentz est plus grande.

A 189 GeV, la production de W^- est piquée vers l'avant, comme les amplitudes d'hélicité permettent de le montrer dans [19] (voir figure 3.6), où l'avant est défini comme la direction des électrons incidents.

3.2 Désintégration du W

Si on néglige la masse des fermions, en première approximation le W^- se couple de la même façon à tous les doublets de fermions : $e^-\ \bar{\nu}_e$, $\mu^-\ \bar{\nu}_\mu$, $\tau^-\ \bar{\nu}_\tau$, et $q_i\ \bar{q}_j$ pour une couleur donnée, où q_i et $\bar{q}_j$ désignent une paire quark-antiquark d'un même doublet.

Pour la désintégration $W^- \rightarrow q_i\bar{q}_j$, l'égalité de la masse invariante du W^- et de celle du système formé par ses produits de désintégration implique :

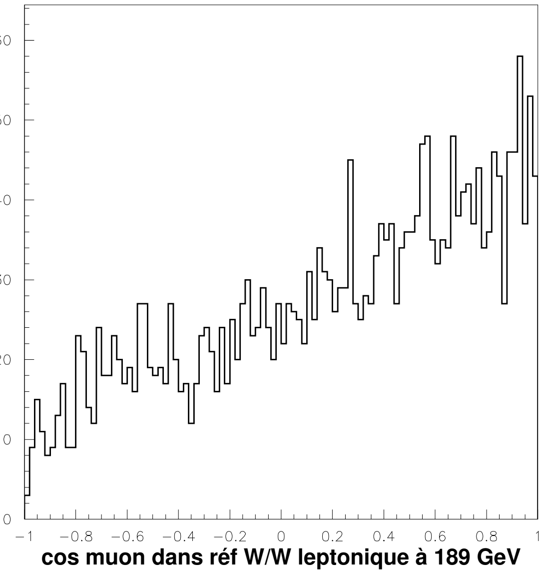

FIG. 3.4 – Distribution de cos θ_{lep}, où θ_{lep} est l'angle entre le muon généré, dans le référentiel lié au W leptonique, et le W leptonique dans le référentiel du laboratoire, pour des événements WW semi-leptoniques en muon à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV.

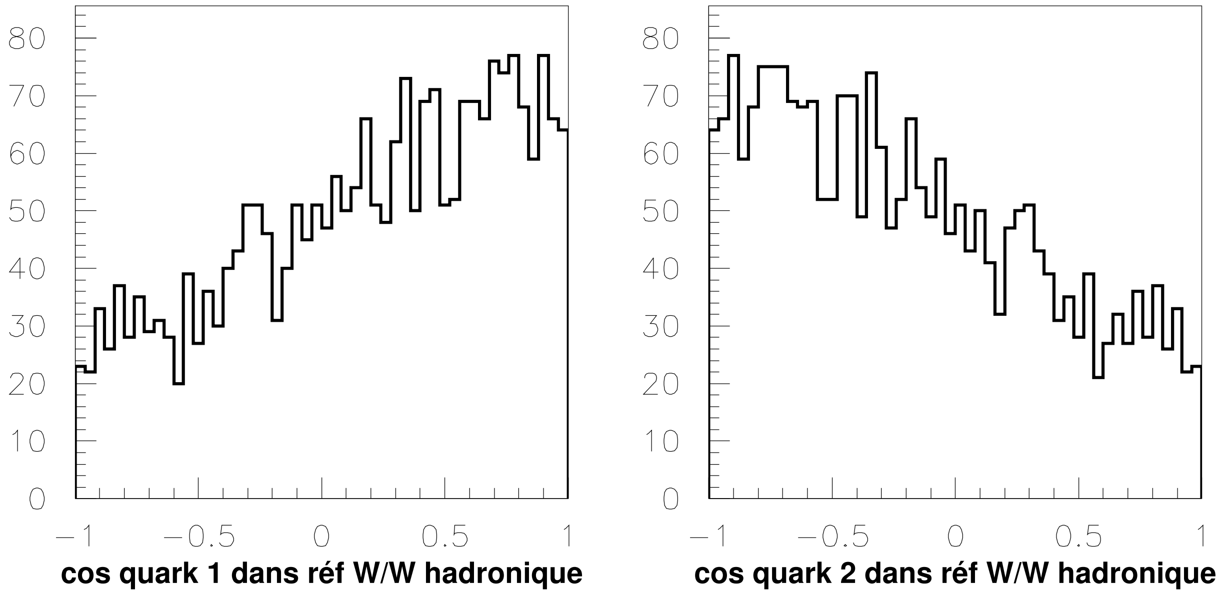

FIG. 3.5 – Distribution de cos θ_{quark}, où θ_{quark} est l'angle entre le quark généré, dans le référentiel lié au W hadronique, et le W hadronique dans le référentiel du laboratoire, pour des événements WW semi-leptoniques en muon à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV.

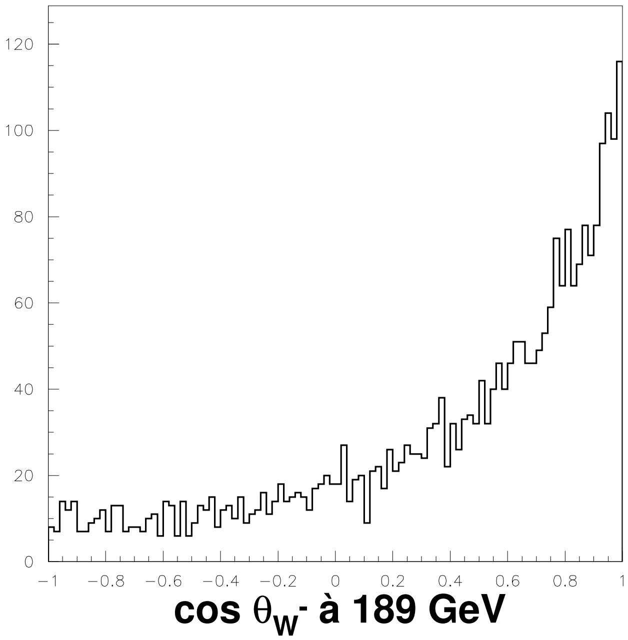

FIG. 3.6 – Distribution de cos θ_{W^-}, où θ_{W^-} est l'angle que fait le W^- généré avec la direction des électrons incidents, à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV.

$$m_W^2 > m_i^2 + m_j^2.$$

Ainsi, nous pouvons considérer que la désintégration du W en paire de quark-antiquark contenant le quark top n'intervient pas au LEP. En négligeant en première approximation les mélanges entre familles de quarks, le W^- ne peut se désintégrer qu'en $d\bar{u}$ et $c\bar{s}$. Il a donc une chance sur 9 de se désintégrer en $e^-\bar{\nu}_e$, en μ^- $\bar{\nu}_\mu$ ou en τ^- $\bar{\nu}_\tau$ et trois chances sur 9 de se désintégrer en $d\bar{u}$, en $c\bar{s}$, où le trois intervient comme le nombre de couleurs possibles pour un quark.

Les fractions de désintégration d'une paire de W en les différents canaux sont donc :

$$\text{Fraction leptonique} = (\frac{3}{9})^2 = \frac{1}{9} \sim 11\%,$$

$$\text{Fraction semi-leptonique} = 2\frac{3}{9}\frac{6}{9} = \frac{4}{9} \sim 44\%,$$

$$\text{Fraction hadronique} = (\frac{6}{9})^2 = \frac{4}{9} \sim 44\%.$$

Si maintenant on tient compte à la fois des autres modes de désintégration du W^- en paires de quark-antiquark et de la correction QCD pour des quarks sans masse, les largeurs partielles du W pour la désintégration leptonique et la désintégration hadronique valent [25], lorsque les masses des fermions sont négligées :

$$\Gamma(\mathrm{W}^- \to \mathrm{l}^- \bar{\nu}_\mathrm{l}) = \frac{\mathrm{G_F M_W^3}}{6\sqrt{2}\pi} \approx 226,5 \pm 0,3\ \mathrm{MeV},$$

$$\Gamma(\mathrm{W}^- \to \mathrm{q_i \bar{q}_j}) = \frac{\mathrm{C G_F M_W^3}}{6\sqrt{2}\pi} |\mathrm{V_{ij}}|^2 \approx (707 \pm 1)|\mathrm{V_{ij}}|^2\ \mathrm{MeV},$$

avec

$$\mathrm{C} = 3(1 + \frac{\alpha_\mathrm{s}}{\pi} + 1,409\frac{\alpha_\mathrm{s}^2}{\pi^2} - 12,77\frac{\alpha_\mathrm{s}^3}{\pi^3}),$$

$\mathrm{V_{ij}}$ les éléments de la matrice CKM et α_s la constante de couplage de l'interaction forte.

Compte-tenu des contraintes actuelles sur ces éléments de matrice à 90 % de niveau de confiance [26], un W^- qui se désintègre de manière hadronique se désintègre à :

- 47,5-47,6 % en d $\bar{\mathrm{u}}$
- 2,4-2,5 % en s $\bar{\mathrm{u}}$
- $2.10^{-4} - 1.10^{-3}$% en b $\bar{\mathrm{u}}$
- 2,4-2,5 % en d $\bar{\mathrm{c}}$
- 47,4-47,6 % en s $\bar{\mathrm{c}}$
- 0,06-0,09 % en b $\bar{\mathrm{c}}$

A cause de l'unitarité de la matrice CKM, la répartition des désintégrations d'une paire de W en canaux leptonique, semi-leptonique et hadronique n'est pas modifiée par le fait de rajouter les canaux de désintégration du W^- hadronique en d'autres canaux que d$\bar{\mathrm{u}}$ et s$\bar{\mathrm{c}}$. Le seul changement par rapport au calcul précédent provient donc de la correction QCD et les fractions de désintégration d'une paire de W sont donc :

$$\mathrm{Fraction\ leptonique} \sim 10.5\%,$$

$$\mathrm{Fraction\ semi-leptonique} \sim 43,8\%,$$

$$\mathrm{Fraction\ hadronique} \sim 45,6\%.$$

L'effet de la correction QCD est ainsi de favoriser très légèrement la désintégration de la paire de W dans le canal hadronique par rapport à la désintégration dans le canal semi-leptonique.

3.3 Energie perdue par ISR

La distribution de probabilité de perdre une énergie E_{ISR} par rayonnement de photon dans l'état initial lorsque l'énergie dans le centre de masse vaut E_{cm} est donnée par [27]:

$$\beta x^{\beta-1},$$

avec $\beta = \frac{2\alpha}{\pi}(2\ln(\frac{E_{cm}}{m_e}) - 1)$ ($\beta \approx 0{,}11$ pour $E_{cm} =$ 189 GeV) où m_e est la masse de l'électron, α est la constante de structure fine et $x = \frac{E_{ISR}}{E_{cm}}$ est la fraction d'énergie perdue par ISR.

L'énergie moyenne perdue par ISR vaut donc, si l'on néglige la largeur du W et l'effet de l'espace des phases pour des énergies ISR inférieures à $E_{cm} - 2M_W$:

$$< E_{ISR} > \approx \int_0^{1-\frac{2M_W}{E_{cm}}} x E_{cm} \beta x^{\beta-1} dx = \frac{\beta}{\beta+1}(1 - \frac{2M_W}{E_{cm}})^{\beta+1} E_{cm}.$$

Ainsi, avec cette approximation, l'énergie perdue par ISR vaut environ 1,8 GeV lorsque l'énergie dans le centre de masse vaut 183 GeV et 2,3 GeV lorsque l'énergie dans le centre de masse vaut 189 GeV.

Dans notre analyse, les dépôts d'énergie neutres inférieurs à 200 MeV sont rejetés, car il est difficile de simuler correctement une gerbe de faible énergie initiale et de simuler correctement le bruit dans les détecteurs et comme on le verra dans la suite, avec notre méthode il est essentiel que la simulation reproduise bien les données expérimentales. La figure 3.7 montre en plus que dans la très grande majorité des cas, le photon émis par ISR et qui emporte une énergie supérieure à 200 MeV forme un angle inférieur à 3 degrés avec le tube à vide et ainsi son énergie et son impulsion ne peuvent pas être prises en compte dans la reconstruction de l'événement. En pratique, seulement 13,5 % des événements simulés possèdent un photon d'angle avec le tube à vide supérieur à trois degrés et d'énergie supérieure à 200 MeV. Donc, dans la grande majorité des cas, les photons émis par ISR ne sont pas reconstruits; leur effet sera toutefois pris en compte en moyenne par la méthode de mesure (voir paragraphe 7.2).

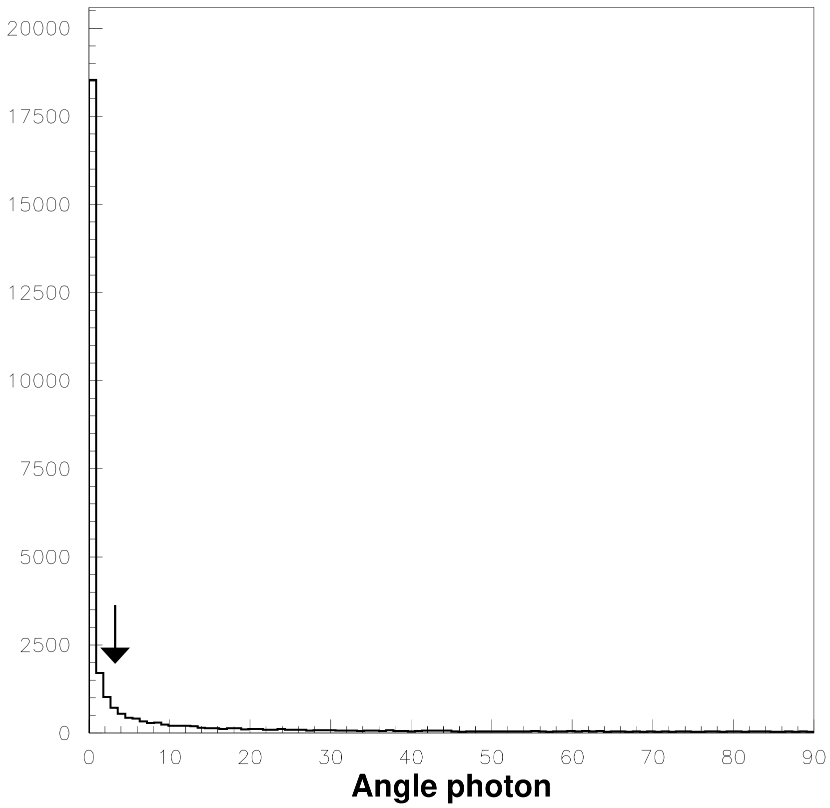

FIG. 3.7 – Distribution de l'angle entre le photon émis par ISR et le tube à vide en degrés, pour une simulation d'événements WW semi-leptoniques à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV et des photons d'énergie supérieure à 200 MeV. La flèche indique la coupure angulaire de trois degrés appliquée lors de la reconstruction des événements.

Mesure de la masse du W

En 1997 et 1998, le LEP a enregistré des données respectivement à 183 GeV et 189 GeV dans le centre de masse et a collecté une luminosité intégrée de 53,5 et de 157,6 pb^{-1}. Les chapitres suivants décrivent l'analyse effectuée dans les trois canaux semi-leptoniques, suivant que le lepton produit par la désintégration du W est un électron, un muon ou un tau. La mesure de la masse est basée sur une méthode de maximum de vraisemblance. La même méthode est appliquée à la fois aux données et à la simulation Monte Carlo; la valeur obtenue sur les données est alors corrigée par un biais déterminé sur la simulation. Le but est de s'affranchir de tous les effets et tous les biais qui peuvent apparaître dans la méthode, en corrigeant avec le Monte Carlo. Pour que cette méthode donne un résultat correct, il est important de s'assurer que le Monte Carlo reproduise bien les données, pour toutes les quantités qui entrent en jeu dans la mesure.

Chapitre 4

La génération et la simulation

Sommaire

4.1 La génération 69
4.2 Le programme de simulation : DELSIM 80

4.1 La génération

Notre simulation Monte Carlo utilise le générateur EXCALIBUR [54], qui est un générateur “quatre fermions” : il génère tous les diagrammes correspondant à un état final donné avec quatre fermions. Ainsi, d'autres diagrammes que ceux resultant de la production d'une paire de bosons W peuvent contribuer aux mêmes états finals $q\bar{q}e\bar{\nu}$, $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ et $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$. Ceci est particulièrement vrai dans le cas de l'état final $q\bar{q}e\bar{\nu}$ (voir paragraphe 1.4), où des diagrammes de type $We\bar{\nu}$, avec le W qui se désintègre en une paire quark-anti-quark, peuvent contribuer de façon relativement importante.

Afin de tester la validité du générateur utilisé, une comparaison a été effectuée, à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV, entre deux générateurs “quatre fermions”, EXCALIBUR et KORALW, au niveau générateur, c'est-à-dire en comparant uniquement les quantités engendrées. KORALW peut générer tous les états finals possibles à quatre fermions avec les éléments de matrice tenant compte de la masse des particules pour la cinématique. EXCALIBUR calcule les processus à quatre fermions en supposant des fermions sans masse. La description des émissions de photons dans l'état initial (ISR) et dans l'état final (FSR) sont différentes pour ces deux générateurs. Pour EXCALIBUR, les ISR sont incorporés en générant deux fractions d'énergie x_1 et x_2 des électron et positon incidents selon une loi de probabilité, mais le photon est généré dans l'approximation colinéaire, sans impulsion transverse. Cette impulsion transverse est rajoutée dans une deuxième étape. La probabilité de FSR est paramétrée par un algorithme de cascade partonique tiré de JETSET [56], avec une coupure sur la masse du système formé par la particule après émission de FSR et par le photon émis.

KORALW permet l'émission d'ISR au troisième ordre des logarithmes dominants, selon le développement de Yennie-Frautschi-Suura; plusieurs photons peuvent être émis dans l'espace des phases disponible [57]. L'implémentation des FSR se fait avec PHOTOS [58], dans l'approximation des logarithmes dominants (jusqu'à deux photons).

Comme dans le canal électron, la contribution de diagrammes non CC03 peut jouer un rôle non négligeable, toutes les figures qui seront représentées dans ce chapitre et qui concernent le canal électron ont été faites en ne tenant compte que des diagrammes CC03.

Dans tous les tableaux du chapitre, les erreurs données sont des erreurs statistiques. La figure 4.1 et les tables 4.1 et 4.2 montrent que les différences entre les distributions de masses hadroniques engendrées avec KORALW et EXCALIBUR sont compatibles à l'intérieur de l'erreur statistique sur l'échantillon de test pour les canaux muon et tau. Pour le canal électron, l'accord est bon si on ne considère que les événements produits par des diagrammes CC03 (voir figure 4.1 et tables 4.3 et 4.4).

Les distributions de masse leptonique de KORALW et d'EXCALIBUR, que ce soit avant ou après l'émission éventuelle d'un photon dans l'état final (FSR) sont également en accord correct dans les canaux électron et muon, sauf dans le canal électron après émission de FSR où la masse leptonique est plus faible dans KORALW que dans EXCALIBUR (voir figure 4.2 et table 4.1). En outre, dans ce canal, la largeur de la distribution de masse leptonique (voir table 4.2) après FSR est plus grande pour KORALW que pour EXCALIBUR. En fait, la coupure sur la masse lepton après émission de FSR-photon émis par FSR entraîne un biais sur le traitement des FSR dans JETSET; les photons émis parallèlement à la direction du lepton et dans le même sens sont rejetés, même si leur énergie est grande. Cependant, comme dans l'analyse pour le canal électron on ajoute à l'énergie du lepton chargé l'énergie des particules neutres dans un certain cône autour de l'électron (voir paragraphe 5.2.1), on est ainsi moins sensible à cet effet. En outre, pour l'analyse finale des données, on envisage de remplacer JETSET par PHOTOS pour les FSR. Les distributions de masse leptonique présentent des différences dans le canal tau (voir figure 4.3 et table 4.1); cependant, comme on le verra dans le paragraphe 7.1, l'ajustement cinématique fait que dans ce canal on est peu sensible à la masse leptonique.

Les processus d'ISR et de FSR sont bien maîtrisés d'un point de vue théoriques; les seules différences peuvent provenir de modélisations différentes. D'autre part, on s'attend aux mêmes effets pour les ISR, dans le canal électron lorsqu'on ne prend en compte que les diagrammes CC03, et dans les canaux muon et tau. Les figures 4.4 et 4.5 et la table 4.5 permettent de vérifier que les générations de photons dans l'état

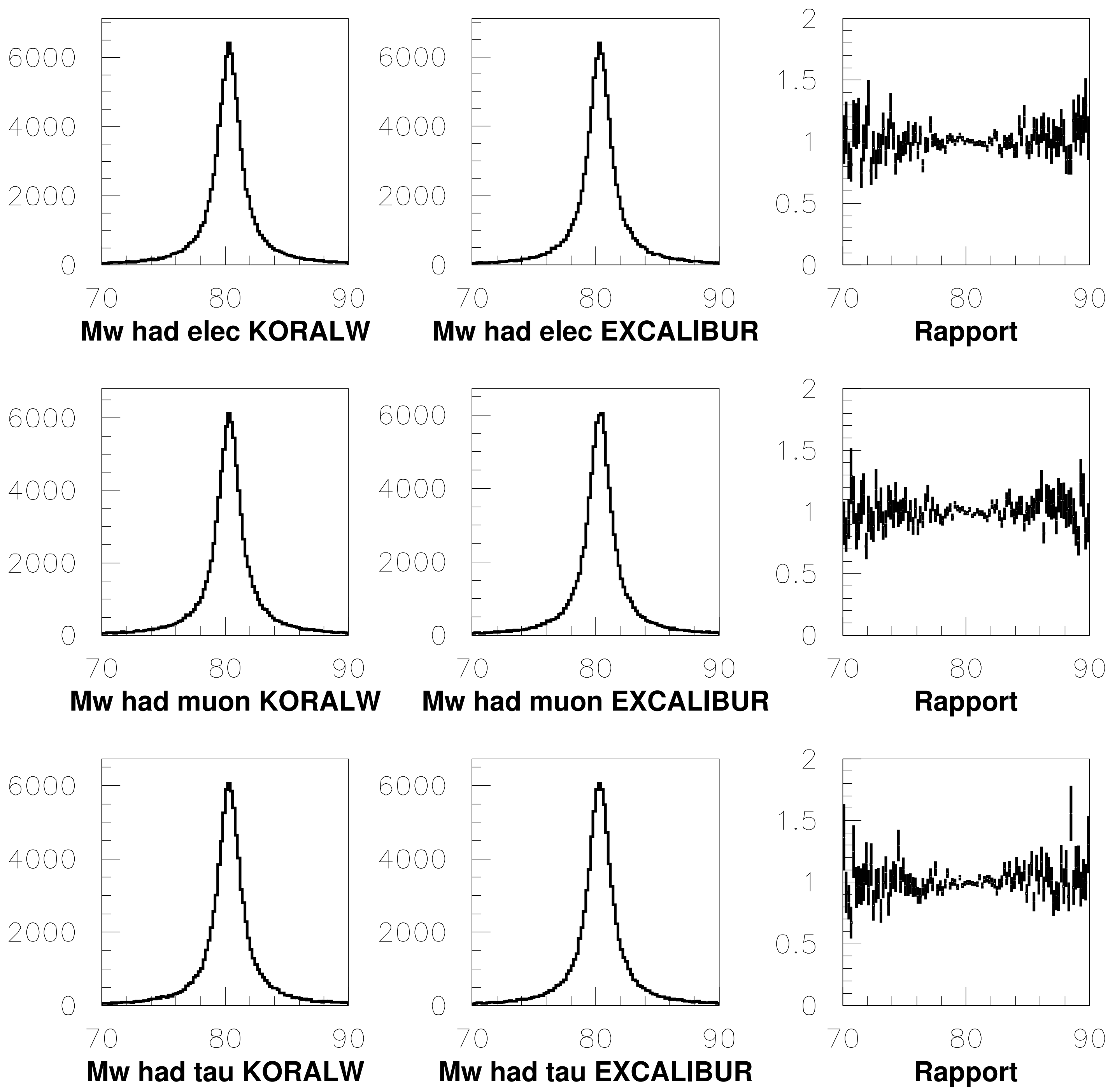

FIG. 4.1 – Masses hadroniques générées avec KORALW et EXCALIBUR, dans les canaux WW semi-leptoniques électron, muon et tau. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

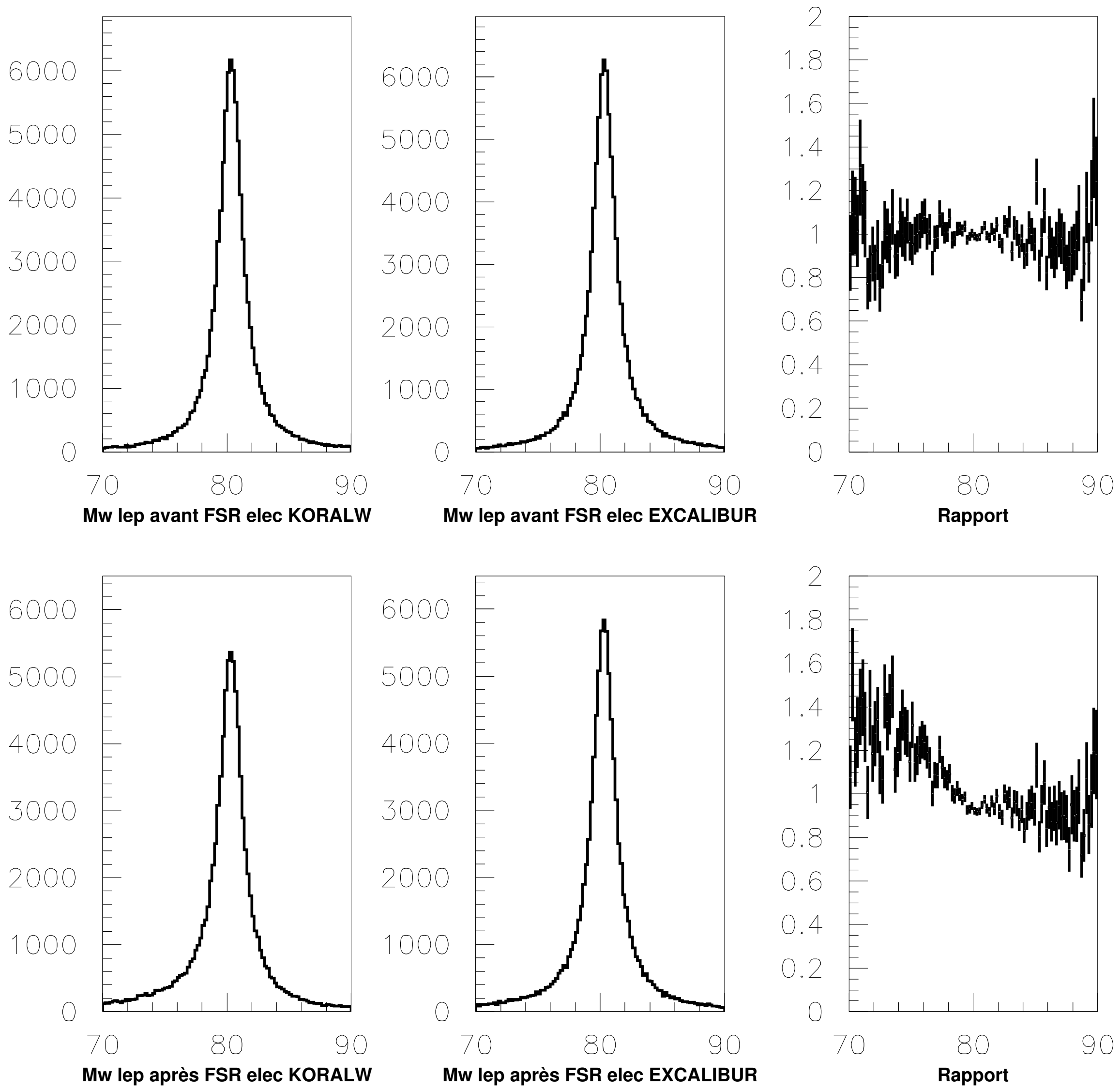

FIG. 4.2 – Masses leptoniques générées en GeV/c^2 avec KORALW et EXCALIBUR, dans le canal WW semi-leptonique électron. Les distributions du haut représentent les masses avant émission de FSR, les distributions du bas après émission de FSR. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

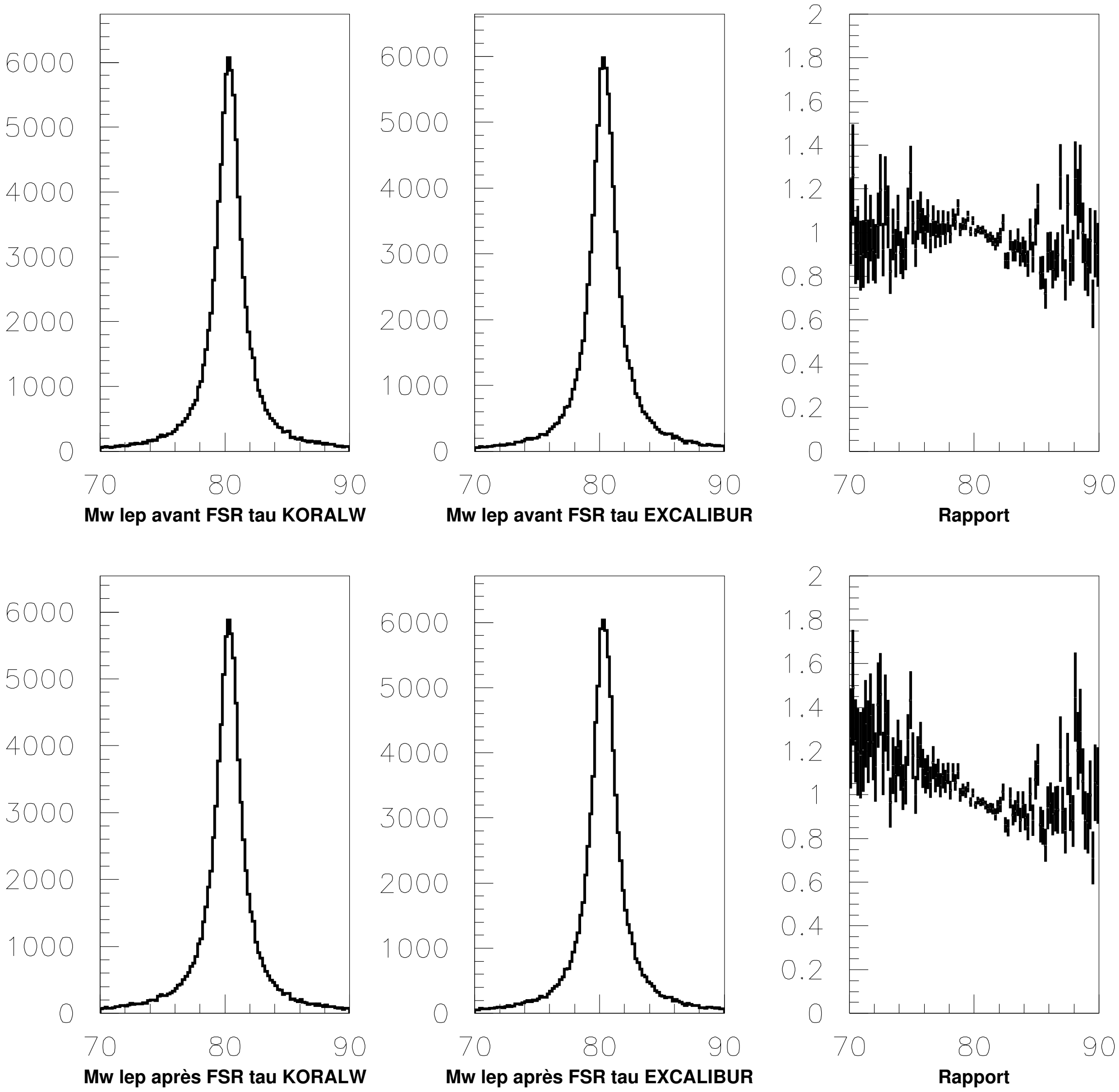

Fig. 4.3 – Masses leptoniques générées en GeV/c^2 avec KORALW et EXCALIBUR, dans le canal WW semi-leptonique tau. Les distributions du haut représentent les masses avant émission de FSR, les distributions du bas après émission de FSR. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

Canal		Electron	Muon	Tau
Masse hadronique	K	80,312 ± 0,003	80,332 ± 0,005	80,325 ± 0,002
(GeV/c^2)	E	80,329 ± 0,003	80,340 ± 0,005	80,317 ± 0,005
Masse leptonique avant FSR	K	80,393 ± 0,003	80,326 ± 0,003	80,317 ± 0,003
(GeV/c^2)	E	80,389 ± 0,005	80,317 ± 0,005	80,361 ± 0,004
Masse leptonique après FSR	K	80,291 ± 0,004	80,277 ± 0,003	80,290 ± 0,003
(GeV/c^2)	E	80,334 ± 0,005	80,269 ± 0,003	80,349 ± 0,005

TAB. 4.1 – Valeurs moyennes de la masse de la paire de fermions produite par désintégration du W, obtenues par un ajustement avec une Breit-Wigner pour KORALW et pour EXCALIBUR. K désigne KORALW et E EXCALIBUR.

Canal		Electron	Muon	Tau
Largeur hadronique	K	2,082 ± 0,009	2,085 ± 0,010	2,074 ± 0,011
(GeV/c^2)	E	2,083 ± 0,009	2,073 ± 0,010	2,060 ± 0,010
Largeur leptonique avant FSR	K	2,155 ± 0,010	2,075 ± 0,010	2,067 ± 0,010
(GeV/c^2)	E	2,158 ± 0,010	2,073 ± 0,010	2,113 ± 0,010
Largeur leptonique après FSR	K	2,487 ± 0,014	2,221 ± 0,011	2,140 ± 0,010
(GeV/c^2)	E	2,321 ± 0,012	2,190 ± 0,012	2,077 ± 0,010

TAB. 4.2 – Largeurs totales du W, obtenues par un ajustement avec une Breit-Wigner des distributions de masses pour KORALW et pour EXCALIBUR. K désigne KORALW et E EXCALIBUR. La largeur hadronique désigne la largeur totale de la distribution de masse invariante générée du système quark-antiquark; la largeur leptonique désigne la largeur totale de la distribution de masse invariante générée du système lepton chargé-neutrino.

initial, dans les canaux électron, muon et tau, sont relativement semblables entre KORALW et EXCALIBUR; les formes des distributions sont similaires jusqu'à des énergies perdues par ISR de 10 MeV, ce qui a un effet inférieur à 5 MeV/c^2 sur la masse. Les différences au niveau de l'impulsion transverse n'apparaissent que pour des impulsions transverses inférieures à 10 MeV/c, ce qui a un effet négligeable pour les mesures de la masse et de la largeur du W. Les différences observées pour des énergies perdues par ISR inférieures à 10^{-4} GeV ou pour des impulsions transverses inférieures à 10^{-5} GeV/c ont une influence négligeable sur la mesure. Cependant, quand on prend en compte tous les diagrammes quatre fermions, il existe une différence au niveau de l'énergie totale perdue par ISR dans le canal électron, qui est plus importante dans KORALW que dans EXCALIBUR (voir table 4.5). Afin de tester cela, la comparaison des générateurs a également été effectuée avec uniquement les diagrammes CC03 dans le canal électron, car c'est dans ce canal qu'on attend les différences les plus importantes entre la génération avec les diagrammes CC03 uniquement et la génération avec tous les diagrammes. Si on limite les modes de production aux diagrammes CC03, l'accord entre KORALW et EXCALIBUR est nettement amélioré, sauf pour

Canal	KORALW	EXCALIBUR
Masse hadronique (GeV/c^2)	80,324 $\pm$ 0,005	80,337 $\pm$ 0,005
Masse leptonique avant FSR (GeV/c^2)	80,327 $\pm$ 0,005	80,327 $\pm$ 0,003
Masse leptonique après FSR (GeV/c^2)	80,228 $\pm$ 0,004	80,272 $\pm$ 0,006

TAB. 4.3 – Valeurs moyennes de la masse de la paire de fermions produite par désintégration du W dans le canal électron, obtenues par un ajustement avec une Breit-Wigner pour KORALW et pour EXCALIBUR, quand on prend en compte uniquement les diagrammes CC03.

Canal	KORALW	EXCALIBUR
Largeur hadronique (GeV/c^2)	2,063 $\pm$ 0,010	2,063 $\pm$ 0,010
Largeur leptonique avant FSR (GeV/c^2)	2,093 $\pm$ 0,010	2,095 $\pm$ 0,010
Largeur leptonique après FSR GeV/c^2)	2,368 $\pm$ 0,012	2,232 $\pm$ 0,014

TAB. 4.4 – Largeurs totales du W obtenues par un ajustement avec une Breit-Wigner des distributions de masses dans le canal électron pour KORALW et pour EXCALIBUR, quand on prend en compte uniquement les diagrammes CC03. La largeur hadronique désigne la largeur totale de la distribution de masse invariante générée du système quark-antiquark; la largeur leptonique désigne la largeur totale de la distribution de masse invariante générée du système lepton chargé-neutrino.

l'énergie du lepton après émission de FSR (voir table 4.6); cependant, compte-tenu du traitement particulier de l'énergie de l'électron qui a été décrit précédemment, cet effet est pris en compte dans l'analyse.

L'incertitude sur les mesures dues à ces différences sera prise en compte dans la systématique due aux ISR. On prend comme systématique 15 MeV/c^2 sur la masse et 20 MeV/c^2 sur la largeur à 189 GeV. A 183 GeV, l'énergie disponible pour l'émission d'ISR, qui correspond à l'écart entre l'énergie disponible dans le centre de masse et la somme des masses des W, est plus faible et l'effet des ISR est plus faible; on prend comme erreur systématique 10 MeV/c^2 pour la masse et 15 MeV/c^2 sur la largeur (voir paragraphe 8.5).

L'accord est bon entre KORALW et EXCALIBUR en ce qui concerne l'énergie générée des quarks produits par la désintégration du W et leur angle, comme le montrent les figures 4.6 et 4.7.

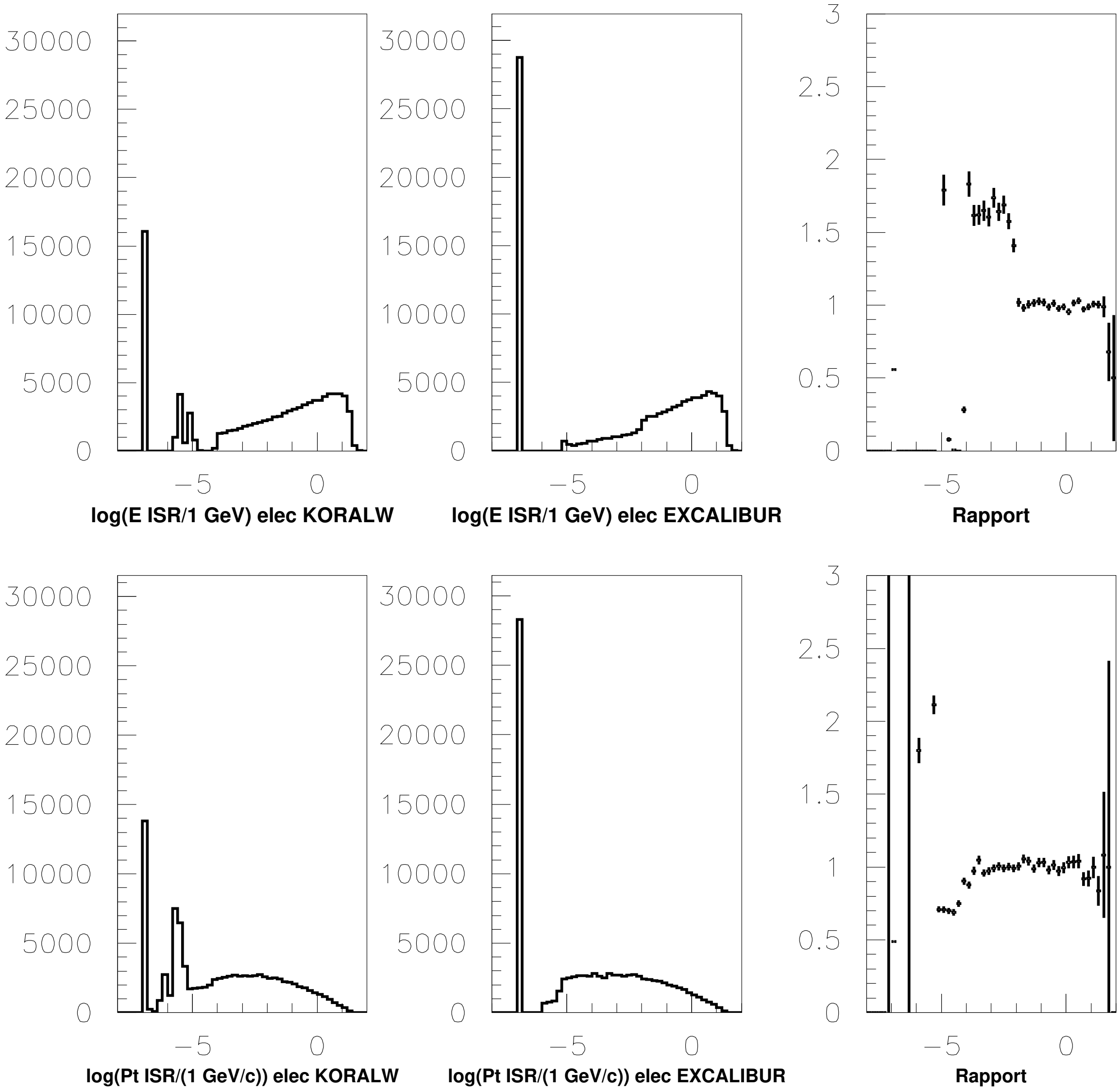

FIG. 4.4 – Energie totale en GeV et impulsion transverse totale en GeV/c emportée par les ISR pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal électron. Le grand pic à gauche correspond aux événements pour lesquels l'énergie totale perdue par ISR ou l'impulsion totale emportée par les ISR est nulle. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

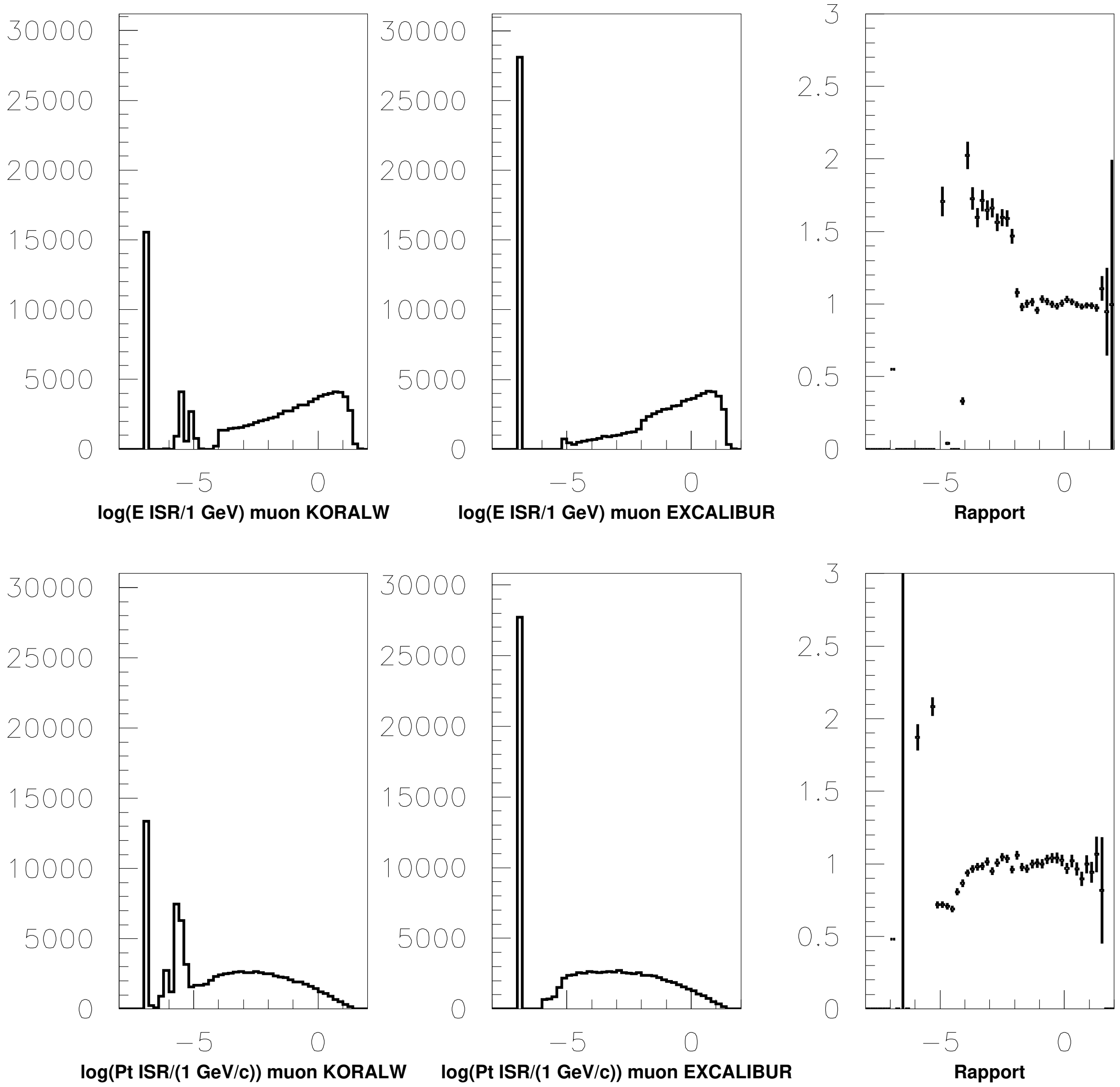

FIG. 4.5 – Energie totale en GeV et impulsion transverse totale en GeV/c emportée par les ISR pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal muon. Le grand pic à gauche correspond aux événements pour lesquels l'énergie totale perdue par ISR ou l'impulsion totale emportée par les ISR est nulle. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

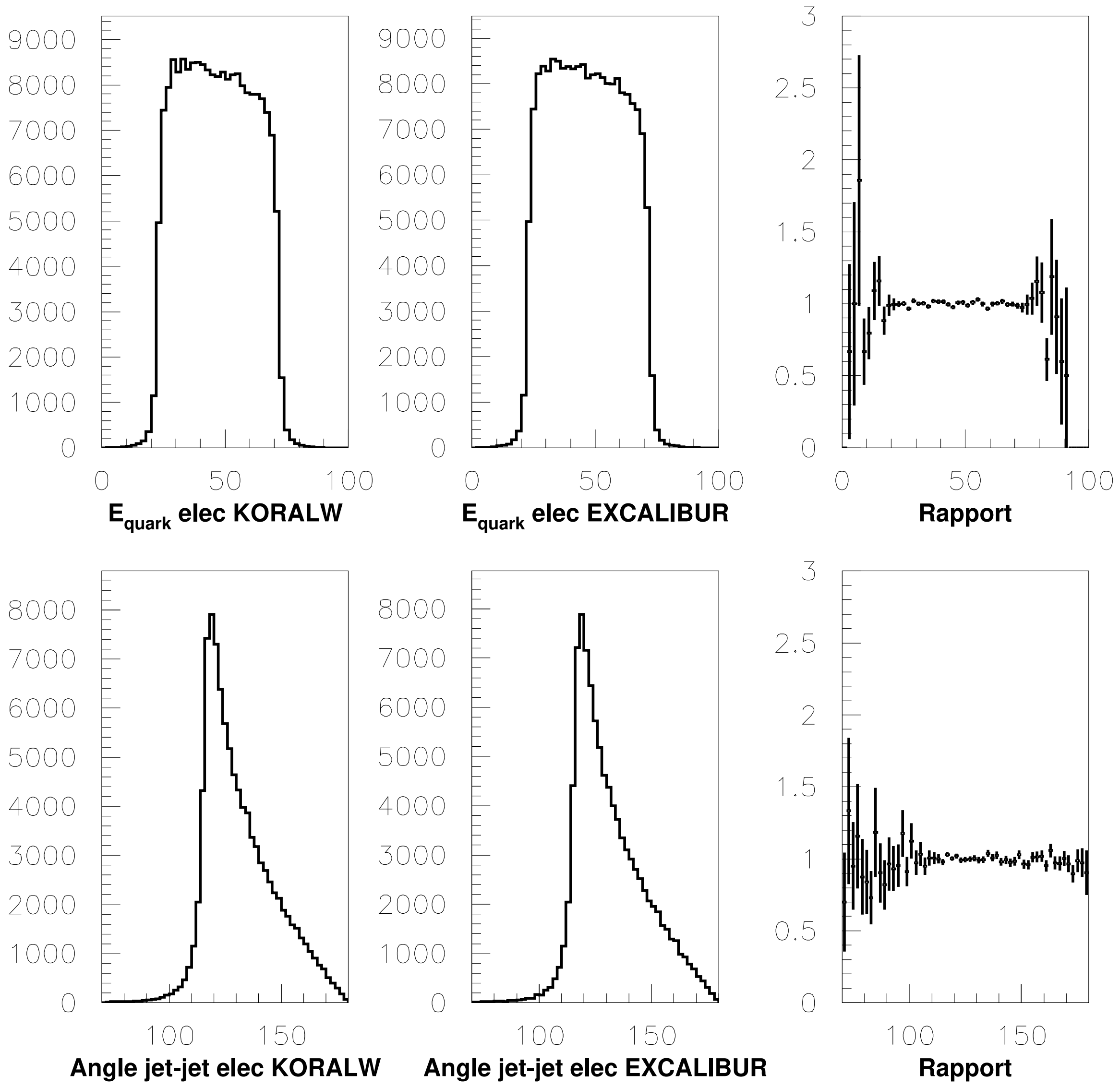

FIG. 4.6 – Energie générée des quarks issus de la désintégration du W en GeV et angle généré entre les deux quarks en degrés pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal électron. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

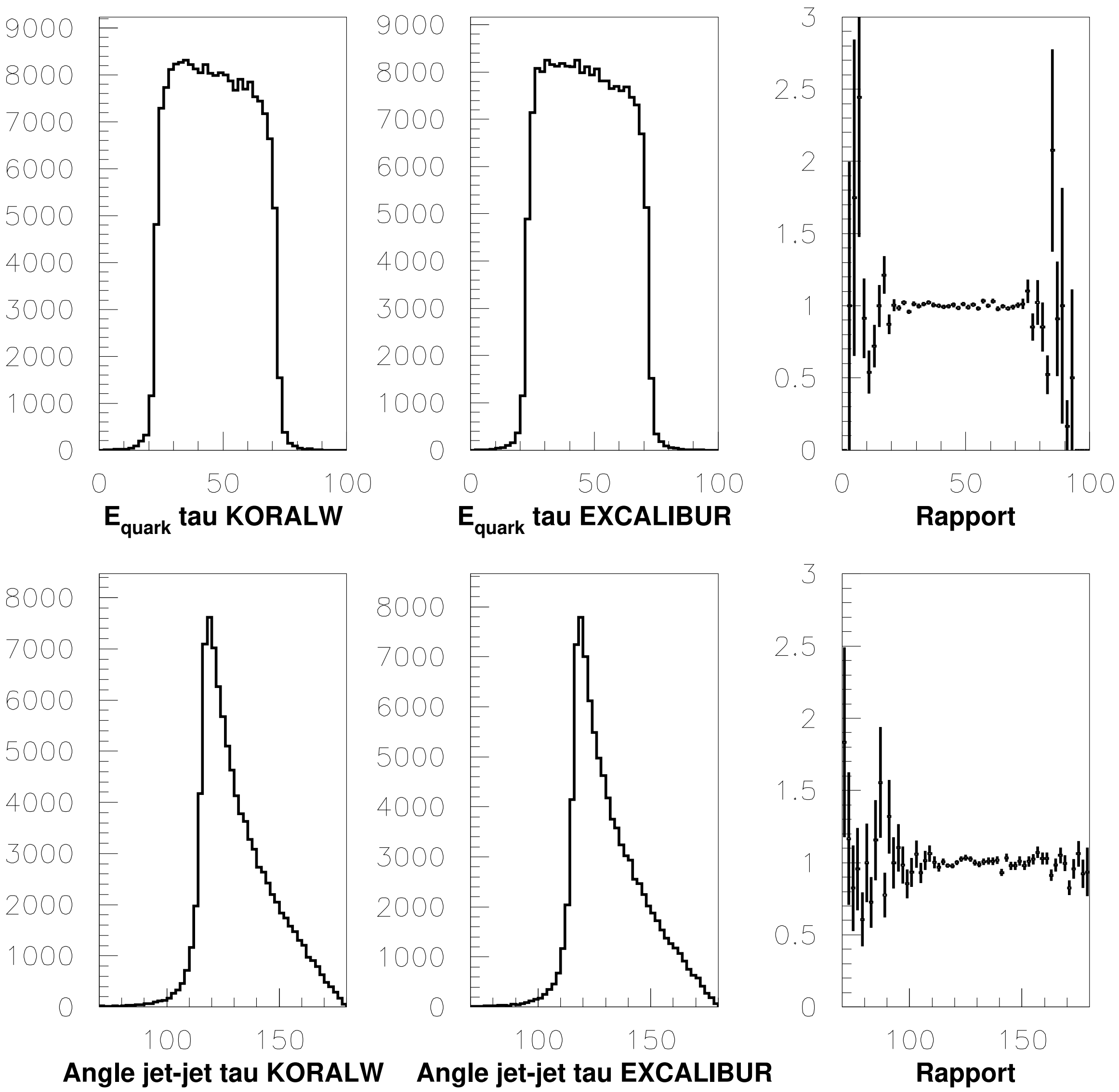

FIG. 4.7 – Energie générée des quarks en GeV et angle généré entre les deux quarks en degrés pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal tau. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

Une dernière comparaison entre les générateurs a été faite pour l'énergie générée du lepton (voir figures 4.8 et 4.9 et table 4.5). Si l'accord est correct avant émission de FSR, l'énergie de l'électron après émission du ou des photons FSR est plus faible dans KORALW que dans EXCALIBUR. A cause de la coupure sur la masse du système formé par le lepton chargé après l'émission de FSR et par le photon émis qui est présente dans EXCALIBUR, des photons de grande énergie émis de façon colinéaire à l'électron, et donc pour lesquels l'énergie du lepton chargé peut être faible sont rejetés; cela explique pourquoi KORALW compte nettement plus d'électrons d'énergie comprise entre 0 et 20 GeV après émission de FSR, mais à cause de l'ajout de l'énergie des photons dans un cône autour de la trace de l'électron qui est effectué dans l'analyse, ces différences jouent un rôle négligeable. L'accord dans le canal muon est bon; la différence présente dans le canal tau n'a qu'une faible influence sur la mesure de la masse, à cause du traitement qui est appliqué dans l'algorithme d'ajustement cinématique.

Canal		Electron	Muon	Tau
Energie perdue par ISR	K	2,151 $\pm$ 0,015	2,057 $\pm$ 0,015	2,077 $\pm$ 0,015
(GeV)	E	2,086 $\pm$ 0,015	2,076 $\pm$ 0,015	2,060 $\pm$ 0,015
Impulsion transverse des ISR	K	0,281 $\pm$ 0,005	0,256 $\pm$ 0,004	0,257 $\pm$ 0,004
(GeV/c)	E	0,268 $\pm$ 0,004	0,263 $\pm$ 0,004	0,257 $\pm$ 0,004
Energie du quark	K	46,534 $\pm$ 0,045	46,738 $\pm$ 0,046	46,731 $\pm$ 0,046
(GeV)	E	46,559 $\pm$ 0,044	46,738 $\pm$ 0,046	46,732 $\pm$ 0,046
Angle jet-jet	K	131,552 $\pm$ 0,051	131,430 $\pm$ 0,050	131,452 $\pm$ 0,050
(degrés)	E	131,668 $\pm$ 0,051	131,497 $\pm$ 0,050	131,464 $\pm$ 0,050
Energie du lepton avant FSR	K	50,302 $\pm$ 0,046	51,330 $\pm$ 0,044	51,435 $\pm$ 0,044
(GeV)	E	50,216 $\pm$ 0,045	51,320 $\pm$ 0,044	51,436 $\pm$ 0,044
Energie du lepton après FSR	K	48,724 $\pm$ 0,048	50,524 $\pm$ 0,045	51,044 $\pm$ 0,044
(GeV)	E	49,356 $\pm$ 0,046	50,553 $\pm$ 0,045	51,351 $\pm$ 0,044

Tab. 4.5 – Moyenne de distributions de variables pour KORALW et pour EXCALIBUR, quand on tient compte de tous les diagrammes conduisant à un état final donné. K désigne KORALW et E EXCALIBUR.

En conclusion, les différences entre les deux générateurs sont assez faibles et seront prises en compte dans la systématique due aux ISR et aux FSR.

4.2 Le programme de simulation : DELSIM

Le programmme de simulation [59] décrit le déplacement et l'interaction dans l'environnement matériel de l'appareillage des particules ainsi générées au point d'in-

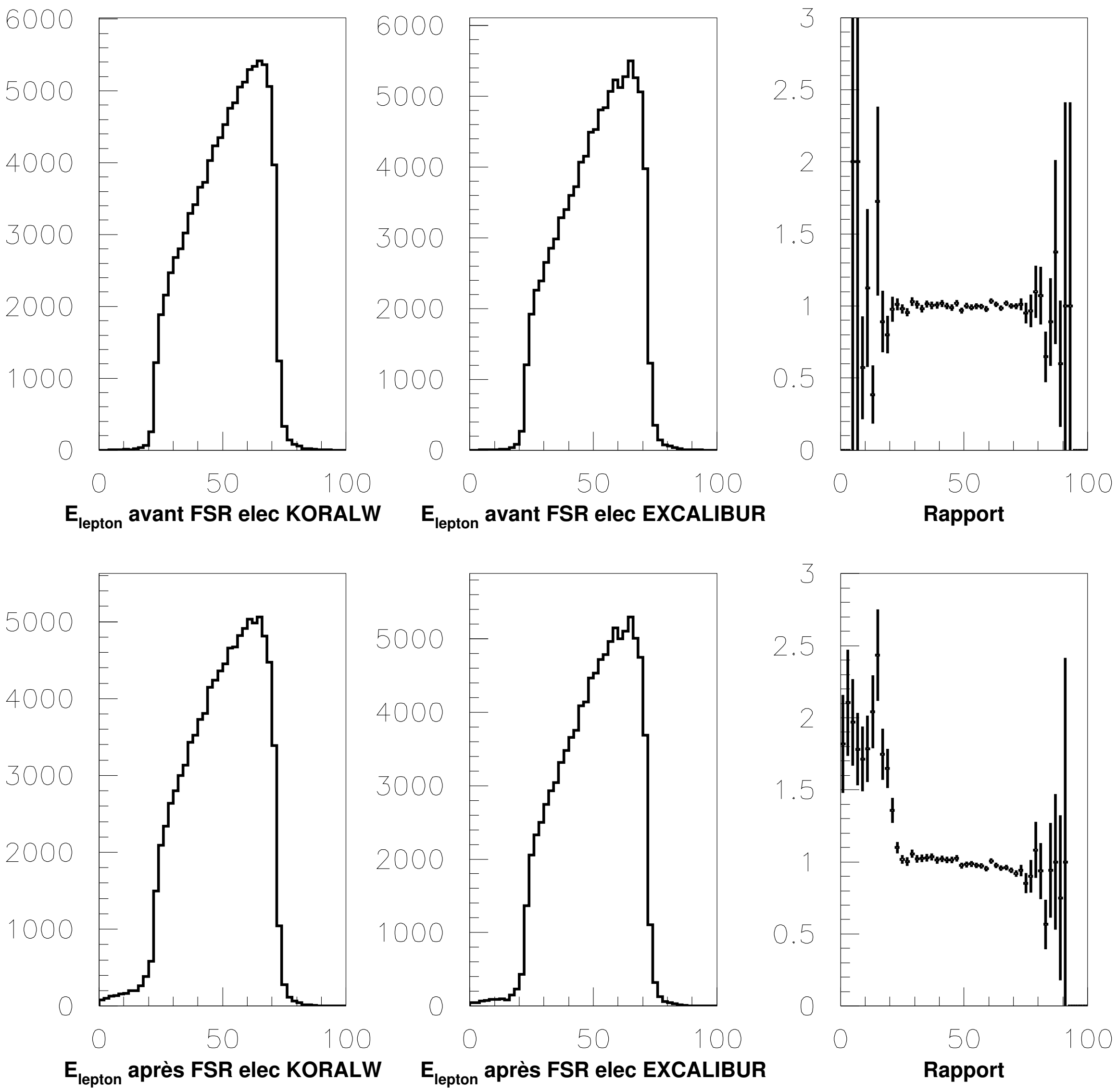

FIG. 4.8 – Energie générée du lepton en GeV pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal électron. Les figures du haut représentent l'énergie du lepton avant émission de FSR, les figures du bas après émission de FSR. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

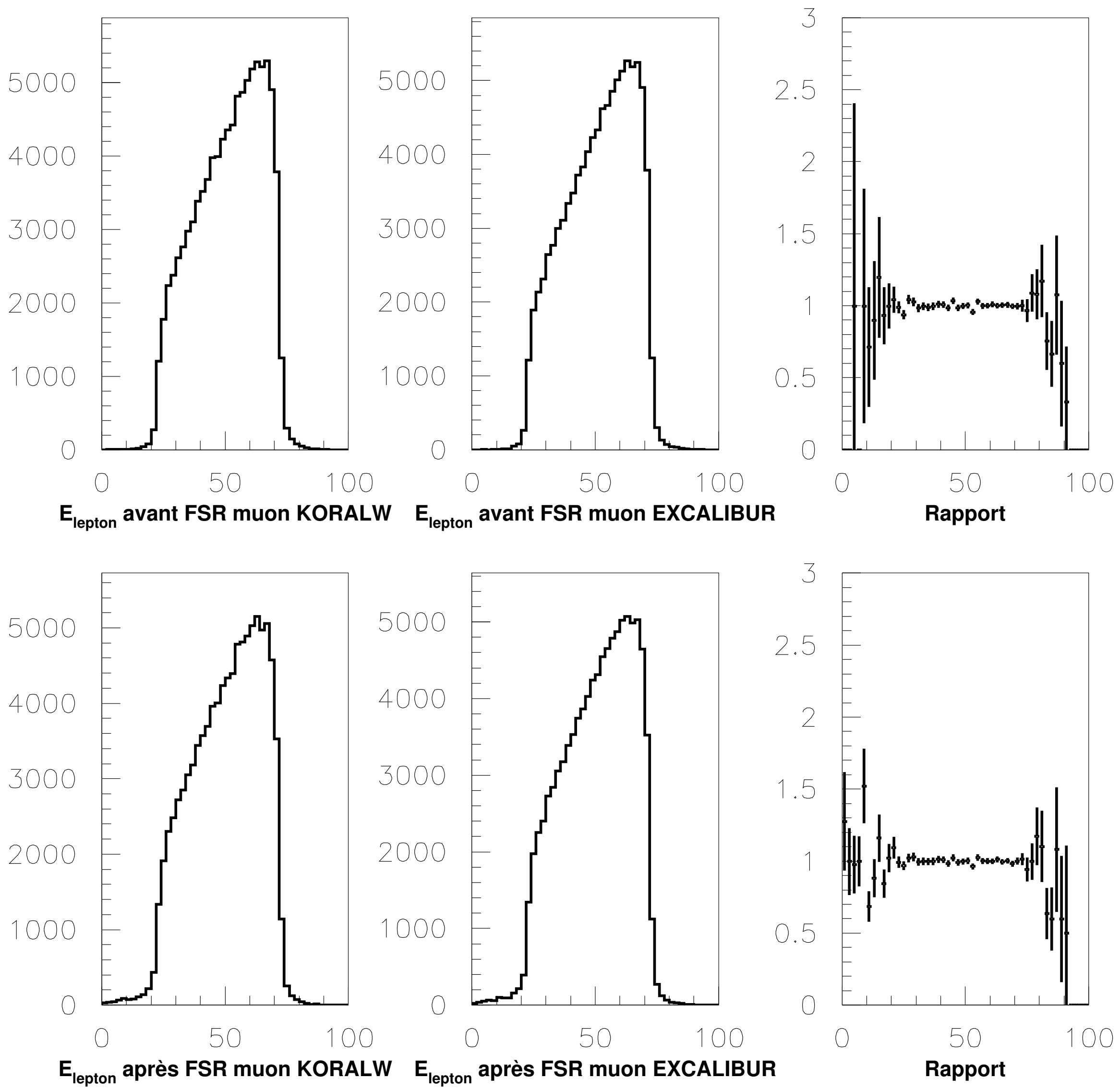

FIG. 4.9 – Energie générée du lepton en GeV pour KORALW et EXCALIBUR dans le canal muon. Les figures du haut représentent l'énergie du lepton avant émission de FSR, les figures du bas après émission de FSR. Les figures de droite représentent le rapport entre l'histogramme de KORALW et celui d'EXCALIBUR.

Canal	KORALW	EXCALIBUR
Energie perdue par ISR (GeV)	2,066 ± 0,015	2,084 ± 0,015
Impulsion transverse des ISR (GeV/c)	0,258 ± 0,004	0,268 ± 0,004
Energie du quark (GeV)	46,724 ± 0,045	46,727 ± 0,045
Angle jet-jet (degrés)	131,460 ± 0,049	131,539 ± 0,050
Energie du lepton avant FSR (GeV)	51,364 ± 0,043	51,341 ± 0,043
Energie du lepton après FSR (GeV)	49,731 ± 0,046	50,510 ± 0,044

TAB. 4.6 – Moyenne de distributions de variables pour KORALW et pour EXCALIBUR, dans le canal électron, en ne prenant en compte que les diagrammes CC03.

teraction ou au voisinage du point d'interaction. Cette description se fait en deux étapes :

- le déplacement des particules jusqu'au point où elles pénètrent dans une partie active de détecteur. Ce mouvement dans un champ magnétique est décrit en tenant compte de la perte d'énergie et de la diffusion multiple (effet photoélectrique, émission de rayons Delta, bremsstrahlung,...).
- la traversée d'une partie active de détecteur. Un programme spécifique pour chaque sous-détecteur concerné simule le déplacement de la particule et son interaction avec le détecteur. On numérise ensuite la réponse du détecteur de la même manière que pour les données brutes.

L'hadronisation est effectuée avec JETSET, dont les paramètres ont été ajustés pour reproduire les distributions de variables telles que la fraction d'impulsion des particules par rapport à l'énergie de faisceau dans un jet et le taux d'événements en trois jets [53].

Des tests effectués montrent [43] que les désintégrations de Z^0 en leptons et les modèles de désintégrations de Z^0 ainsi simulés sont en bon accord avec les données. Cependant, des différences existent, comme la réponse à des gerbes électromagnétiques qui se développent en parties dans des zones mortes entre deux sous-détecteurs. Ces différences seront prises en compte dans les systématiques.

Chapitre 5

Sélection des événements WW semi-leptoniques

Sommaire

5.1 **Bruits de fond** 85
5.2 **Identification de l'électron et du muon parmi les traces existantes** 89
5.3 **Coupures** 93
5.4 **Effet de la sélection** 100

Les événements WW semi-leptoniques que l'on cherche à sélectionner contiennent deux ou trois jets hadroniques, un lepton chargé isolé et une impulsion manquante due au neutrino. L'objectif de la sélection est de rejeter la grande majorité du fond, afin de travailler à haute pureté. En effet, certains fonds peuvent présenter une distribution non plate en masse; si leur section efficace de production est mal simulée, ils pourraient introduire un biais sur la mesure de la masse et il est nécessaire de rejeter le plus possible ces fonds.

5.1 Bruits de fond

Les principaux signaux qui peuvent être produits dans un collisionneur électron-positon sont indiqués dans la figure 5.1, qui montre l'évolution de leur section efficace de Born en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Certains signaux produits par des diagrammes de type $We\bar{\nu}$, avec une désintégration du W en une paire quark-antiquark, qui ont été présentés dans le chapitre 4, peuvent contaminer le signal WW dans le canal électron. Cependant, si on mesure la masse du W pour de tels événements, la masse jet-jet correspondra bien à la masse du W, et comme dans la mesure de la masse du W, la masse jet-jet a un

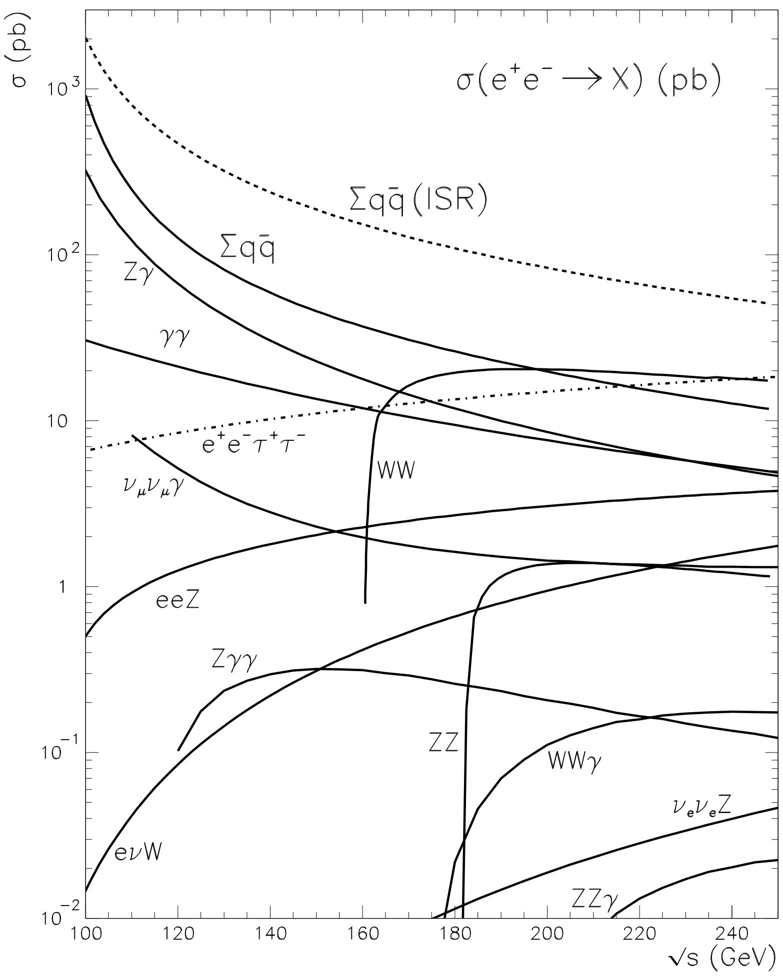

FIG. 5.1 – Section efficace de Born des bruits de fond dans un collisionneur e^+e^- en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

poids plus important que la masse lepton-neutrino, l'erreur que l'on fait sur la masse du W en traitant un événement $\mathrm{We}\bar{\nu}$ comme un événement WW ne jouera que peu. D'autre part, comme pour ces événements l'électron est émis principalement avec un petit angle avec le tube à vide, la majorité des événements est rejetée par la sélection d'événements, qui exige un angle minimal de production de 10 degrés par rapport à l'axe des faisceaux.

Parmi ces signaux, considérés comme du bruit de fond par rapport au signal $\mathrm{q\bar{q}l\bar{\nu}}$ que l'on cherche à détecter, seuls certains vont jouer un rôle dans la sélection, à cause de leur ressemblance topologique avec le signal que l'on cherche à détecter et à cause de leur importance en terme de nombre d'événements produits.

- $\mathrm{q\bar{q}}(\gamma)$: Ce bruit de fond est constitué d'une paire quark-antiquark, avec l'émission éventuelle d'un ou de plusieurs photons. La section efficace de cette réaction, environ 50 fois plus grande que celle du WW en un canal semi-leptonique donné fait qu'il constitue le principal fond. Dans le canal électron ou tau, on peut confondre la photon, qui provient du retour radiatif $\mathrm{Z^0}\gamma \to \mathrm{q\bar{q}}\gamma$ avec un électron. La conservation de l'énergie impulsion implique donc, si p est l'impulsion du photon (et du Z) :

$$\mathrm{p} + \sqrt{\mathrm{m_Z^2} + \mathrm{p}^2} = \mathrm{E_{CM}},$$

avec $\mathrm{E_{CM}}$ l'énergie dans le centre de masse,

$$\mathrm{p} = \frac{\mathrm{E_{CM}^2} - \mathrm{m_Z^2}}{2\mathrm{E_{CM}}},$$

et l'énergie du Z vaut :

$$\mathrm{E_Z} = \sqrt{\mathrm{m_Z^2} + \left(\frac{\mathrm{E_{CM}^2} - \mathrm{m_Z^2}}{2\mathrm{E_{CM}}}\right)^2},$$

la masse jet-jet renormalisée, c'est-à-dire multipliée par l'énergie de faisceau et divisée par la somme des énergies des jets, afin de reproduire l'effet de l'algorithme d'ajustement cinématique dans lequel l'égalité des masses des deux W est imposée (voir paragraphe 7.1), est donc dans ce cas :

$$\mathrm{m_{jj\ ren}} = \frac{(\mathrm{E_{CM}}/2)}{\mathrm{E_Z}}\mathrm{m_Z} = \frac{(\mathrm{E_{CM}}/2)}{\sqrt{\mathrm{m_Z^2} + \left(\frac{\mathrm{E_{CM}^2} - \mathrm{m_Z^2}}{2\mathrm{E_{CM}}}\right)^2}}\mathrm{m_Z}. \quad (5.1)$$

Ce bruit de fond présente donc une distribution en masse jet-jet renormalisée avec un pic en masse, dont la position du maximum est donnée par l'équation 5.1. L'évolution de la position de ce pic en fonction de l'énergie dans le centre de masse, donnée par la table 5.1, montre que ce pic est situé non loin de la valeur attendue pour le pic en masse du W, aux alentours de 80 GeV/c^2. La sélection cherchera donc à minimiser l'importance de ce bruit de fond, pour ne pas biaiser la mesure de la masse du W.

Energie dans le centre de masse	183 GeV	189 GeV
Masse jet-jet renormalisée	73,0 GeV/c^2	74,0 GeV/c^2

TAB. 5.1 – Evolution du pic en masse dû aux événements $q\bar{q}(\gamma)$ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

En outre, il est possible de prendre un électron ou un muon d'un jet d'un événement $q\bar{q}(\gamma)$ pour le candidat lepton de l'événement $q\bar{q}l\bar{\nu}$; ainsi ce bruit de fond, compte-tenu de son importante section efficace, peut intervenir dans tous les canaux semi-leptoniques.

- $q\bar{q}l\bar{l}$: Ces bruits de fonds sont constitués d'une paire quark-antiquark, d'un lepton chargé et de son antiparticule. Ils proviennent des diagrammes ZZ (et aussi Zee pour $q\bar{q}e^+e^-$). Même si leur section efficace est inférieure à celle des signaux recherchés, un événement où une paire quark-antiquark et une paire de leptons sont produits peut être pris pour un événement WW semi-leptonique, si l'un des leptons est soit perdu dans une zone morte du détecteur, surtout dans le tube à vide, soit associé à un des jets par l'algorithme de jets. En fait dans ces événements, les deux quarks proviennent de la désintégrations d'un Z^0 et dans le cas des événements produits par des diagrammes ZZ, la masse jet-jet renormalisée, de l'ordre de 91 GeV/c^2 est voisine de celle que l'on peut attendre pour un W.
- $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$ avec le τ se désintégrant en électron ou en muon : Ces événements permettent bien sûr de mesurer la masse du W dans leur canal propre, mais si on leur applique le même traitement qu'aux événements électron et muon, leur distribution en masse est assez plate, et n'apporte guère d'information pour la masse du W. C'est pourquoi dans les canaux électron et muon on essaie de les rejeter le plus possible, même si leurs caractéristiques sont parfois assez voisines des événements que l'on cherche à sélectionner.
- $q\bar{q}q\bar{q}$ pour le canal tau : La section efficace de cette réaction, qui produit deux paires quark-antiquark, est environ 4 à 5 fois plus grande que celle du signal dans le canal tau. L'algorithme de jet peut donner, lorsque l'on force l'événement en trois jets, un jet de faible multiplicité que l'on peut prendre pour le jet de tau. Dans ce cas aussi, ces événements, qui proviennent majoritairement du canal hadronique de désintégration de la paire de W, pourraient permettre de mesurer la masse du W, si les jets hadroniques sélectionnés correspondent à deux jets d'un même W. Dans la pratique, l'association de jets se fait mal et ces événements n'apportent aucune information sur la masse du W. De plus, il est nécessaire de les rejeter le plus possible, afin de ne pas avoir de double comptage entre les canaux hadronique et semi-leptonique, ce qui compliquerait

la combinaison des mesures de la masse dans ces deux canaux.

5.2 Identification de l'électron et du muon parmi les traces existantes

Dans tous les événements, la première étape de la sélection commence par chercher s'il existe un ou plusieurs leptons chargés - électron ou muon - isolé.

Dans ce but, un algorithme de sélection de traces est appliqué. Il permet de rejeter les traces considérées comme non physiques ou non fiables car mal reproduites dans le Monte Carlo, comme :

- les traces chargées d'impulsion inférieure à 0,2 GeV/c, ou ayant un paramètre d'impact supérieur à 4 centimètres en rϕ, et à 10 centimètres en z. Les traces qui sont reconstruites uniquement à partir d'impacts dans le VD sont rejetées si elles n'apportent aucune information fiable en z. De même, les traces reconstruites uniquement à partir d'impacts du VD et de l'ID et qui ne possèdent pas d'information fiable en z sont rejetées. Les traces chargées qui ne sont pas associées à un dépôt de plus de 8 GeV dans les calorimètres électromagnétiques HPC ou EMF, et qui ont une erreur sur $1/P_t$ supérieure à 0,08 $(\mathrm{GeV/c})^{-1}$ sont exclues de la sélection du candidat lepton, P_t étant l'impulsion transverse de la trace.
- les traces neutres pour lesquelles le dépôt d'énergie dans les calorimètres est inférieur à 0,2 GeV. Si la particule ne dépose de l'énergie que dans le calorimètre hadronique, elle est rejetée de l'analyse si l'énergie déposée est inférieure à 0,5 GeV. Si la particule laisse de l'énergie dans le STIC, elle est également rejetée de l'analyse si la gerbe d'énergie est contenue dans une seule tour du STIC.
- les traces qui font un angle inférieur à 3 degrés avec le tube à vide sont rejetées, car elles peuvent provenir d'un électron achromatique qui a perdu de l'énergie lors d'une collision avec le tube à vide et qui ne circule plus sur l'orbite du faisceau.

5.2.1 Identification de l'électron

Un candidat électron est considéré comme identifié si la trace considérée est associée à un dépôt d'énergie de plus de 8 GeV dans l'un des calorimètres électromagnétiques, ce qui représente une coupure assez lâche par rapport à l'énergie attendue du lepton dans l'événement WW. En fait, à cause de la probabilité qu'a un électron d'émettre un ou plusieurs photons par rayonnement bremsstrahlung avant d'atteindre le calorimètre, il faut ajouter à l'énergie de l'électron l'énergie déposée dans le calorimètre par ces photons, dans un certain cône autour de la trace de l'électron. Le candidat électron est retenu si l'angle entre la trace reconstruite à partir du dépôt calorimétrique et le tube à vide est supérieur à 10 degrés, afin de rejeter la zone très

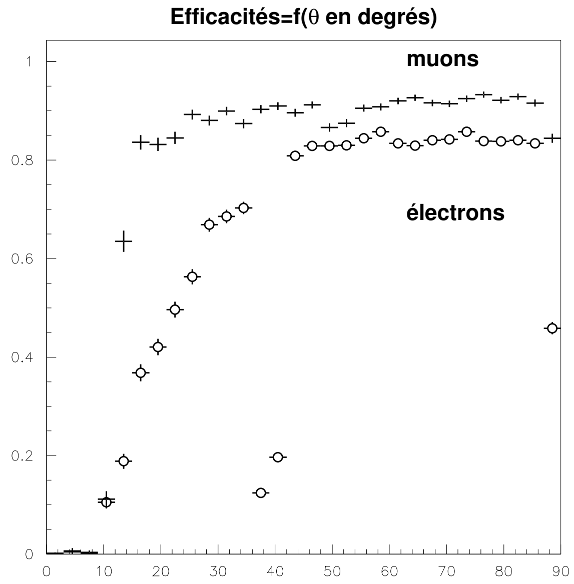

FIG. 5.2 – Efficacité de sélection des événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ (ronds) et $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ (croix), en fonction de l'angle entre le lepton et le tube à vide. La faible efficacité dans le canal électron autour de 40 degrés est due à l'absence de calorimètre électromagnétique dans cette zone. L'efficacité limitée au voisinage de 90 degrés dans le canal électron est due à la présence de la paroi centrale de la TPC.

à l'avant du détecteur où il n'y pas de détecteur de trace et donc pas de possibilité de distinguer un photon d'un électron. Le rapport entre l'énergie hadronique associée et l'énergie électromagnétique de l'électron ne doit pas excéder 60%.

L'identification de l'électron est particulièrement difficile à l'avant du détecteur, où l'efficacité de détection des électrons est relativement faible (figure 5.2) à cause de la mauvaise reconstruction des traces.

Trois algorithmes d'identification d'électron à l'avant ont été étudiés :

- FREGIT [60] : Cet algorithme recherche les dépôts d'énergie dans l'EMF, le STIC, le calorimètre hadronique et est basé sur le rapport entre l'énergie déposée dans les calorimètres électromagnétiques par l'électron et son impulsion. Il ajoute à l'énergie de l'électron l'énergie des particules dans un cône de 5 degrés autour de sa trace.
- AVHED [61] : Il utilise un test de réjection des photons basé sur le VD et le VFT, car la probabilité de conversion d'un photon avant ces détecteurs est faible, et un photon non converti ne donne pas d'impact dans ces détecteurs. Un algorithme d'identification des électrons et des photons basé sur l'énergie

déposée dans les calorimètres électromagnétiques et le calorimètre hadronique est utilisé. Les clusters secondaires sont ajoutés au cluster primaire de l'électron dans un cône de 5 degrés. Enfin, cet algorithme utilise un étalonnage amélioré de l'EMF.

- ERECOV [62] : Cet algorithme choisit le dépôt d'énergie électromagnétique maximale, et ajoute l'énergie électromagnétique des traces dans un cône de 10 degrés autour de l'électron en rejetant les traces formées uniquement avec les chambres FCA et FCB, car compte-tenu de l'importante quantité de matière qui se trouve avant ces détecteurs, ces traces sont essentiellement dues à des photons émis par l'électron par bremsstrahlung, et qui se sont convertis avant d'arriver dans la chambre FCA. Il utilise SIVETO [65], qui regarde s'il y a des impacts dans le VD et le VFT autour de l'extrapolation de la trace à partir du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique; ceci permet de distinguer les électrons des photons, qui ne présentent à priori pas d'impact dans le détecteur de vertex.

Pour la thèse, la comparaison entre ces algorithmes s'effectue dans la zone d'acceptance commune où les trois algorithmes peuvent s'appliquer, donc lorsque l'électron fait un angle avec le tube à vide compris entre 12 et 31 degrés.

L'échantillon de test comprend 2400 événements WW semi-leptoniques électron, générés avec une énergie dans le centre de masse de 183 GeV, dans l'acceptance angulaire de la zone de test ainsi que 96000 événements $q\bar{q}(\gamma)$, générés avec une énergie dans le centre de masse de 184 GeV dans toute l'acceptance angulaire accessible. Le nombre d'événements sélectionnés dans notre analyse d'événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ est indiqué dans la table 5.2.

Algorithme	sans	FREGIT	AVHED	ERECOV
WW	932	932	728	1112
$q\bar{q}(\gamma)$	14	14	5	19

TAB. 5.2 – Nombre d'événements Monte Carlo sélectionnés dans le signal et le principal fond par la sélection d'événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$, en utilisant les différents algorithmes d'identification à l'avant, lorsque l'angle entre l'électron et le tube à vide est compris entre 12 et 31 degrés. La même sélection a également été appliquée sans algorithme, c'est-à-dire sans avoir un traitement particulier des traces et des dépôts calorimétriques à l'avant.

L'algorithme qui permet d'avoir la meilleure efficacité pour notre sélection d'électrons pour les WW semi-leptoniques, c'est-à-dire d'électrons isolés et très énergiques est donc ERECOV. De plus, ERECOV a 860 événements communs avec FREGIT, et seulement 13 événements sont sélectionnés par FREGIT et pas par ERECOV : il semble ainsi difficile d'augmenter encore l'efficacité en combinant les deux algorithmes. En ce qui concerne les événements de fond, ERECOV en sélectionne un peu plus que les autres algorithmes, mais compte-tenu du faible niveau de bruit de fond après sélection, cette augmentation a peu de conséquences.

Ces algorithmes, outre la sélection des électrons, mesurent de façon différente leur énergie. Il est ainsi nécessaire de comparer, pour les événements communs à deux algorithmes, les résolutions sur l'énergie de l'électron et les étalonnages, afin de ne pas dégrader la mesure de la masse. Un ajustement gaussien de l'énergie mesurée de l'électron divisée par son énergie simulée nous permet de tester l'étalonnage avec la valeur moyenne de l'ajustement et la résolution avec la largeur de l'ajustement. La figure 5.3 montre la comparaison entre ERECOV et FREGIT. Sur cet exemple, on voit que la mesure de l'énergie de l'électron n'est pas plus affectée par ERECOV que par FREGIT. La proportion de mauvaise identification d'électrons est très faible, inférieure à 0,1%.

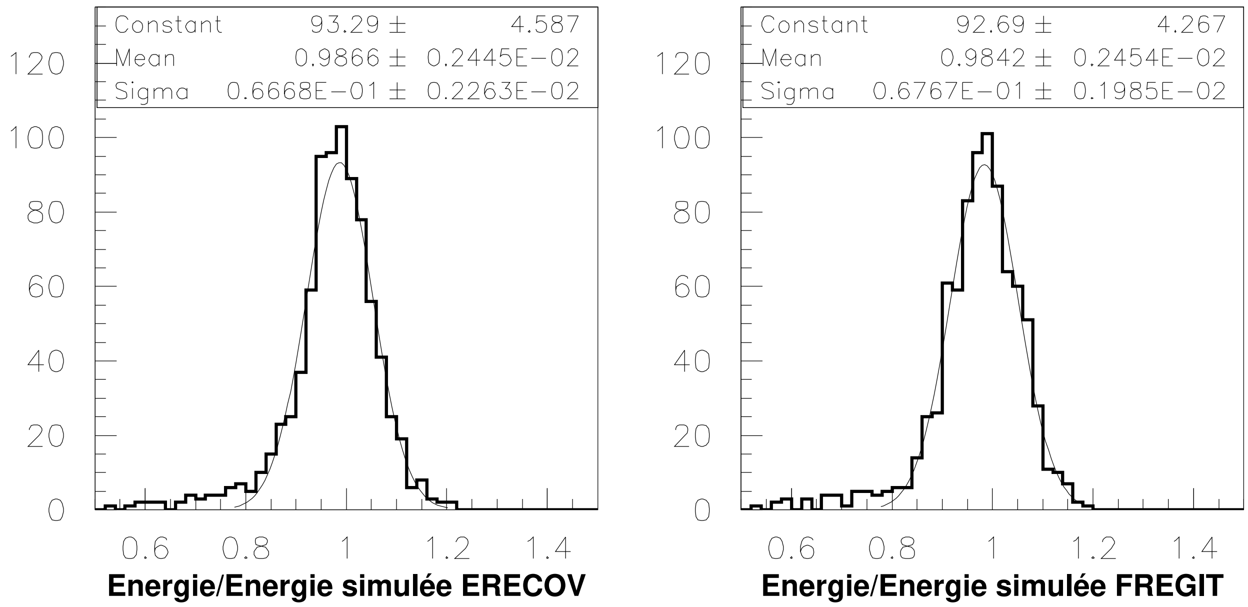

FIG. 5.3 – Distribution de l'énergie de l'électron divisée par l'énergie simulée, pour les événements simulés comme $q\bar{q}e\bar{\nu}$ et sélectionnés à la fois par ERECOV et par FREGIT. La courbe de gauche concerne l'énergie mesurée par ERECOV, celle de droite par FREGIT. Un ajustement gaussien permet de tester l'étalonnage et la résolution.

Ainsi, l'algorithme ERECOV a été choisi pour les données prises en 1997. En 1998, l'algorithme REMCLU, qui permet de traiter dans un programme commun les électrons dans le tonneau et à l'avant a été choisi; cet algorithme utilisé par la collaboration est basé sur le principe d'ERECOV à l'avant. Au centre du détecteur, l'identification est identique à ce qui a été décrit au début du paragraphe 5.2.1. L'énergie des dépôts calorimétriques dans l'EMF est associée si la trace associée forme un angle avec l'électron inférieur à 0,5 degrés en θ et à 5 degrés en ϕ, afin de tenir compte du fait que le champ magnétique a tendance à séparer en ϕ des particules de charge opposée.

5.2.2 Identification du muon

Un candidat muon est identifié si la trace comporte des impacts dans les chambres à muons ou dans les cathodes du calorimètre hadronique, avec la distribution d'impacts typique d'un muon. Un algorithme standard [63] réajuste la trace candidate en tenant compte des coups dans les chambres à muons. Suivant la contribution des coups dans les chambres au réajustement de la trace, le candidat muon est classé comme “very loose”, “loose”, “standard” ou “tight”, suivant qu'il vérifie des critères de sélection de plus en plus sévères. De même un candidat muon identifié par les cathodes est classé comme “loose”, “standard” ou “tight”. A cause de l'acceptance angulaire des chambres à muons, les muons ne sont identifiés que s'ils forment un angle supérieur à 10 degrés avec le tube à vide.

Si une trace satisfait à la fois aux critères d'identification d'électron et de muon, elle est choisie comme candidat muon, sauf si elle est identifiée comme un muon “loose” et si un dépôt d'énergie électromagnétique supérieur à 8 GeV lui est associé.

Enfin, dans le cas des taus, il n'y a pas à proprement parler d'identification de tau, mais plutôt une sélection globale de l'événement; l'événement est forcé en trois jets avec l'algorithme de jet LUCLUS [56]. Le jet qui est considéré comme pouvant être le jet de tau est celui qui a le moins de traces chargées et si plusieurs jets ont le même nombre de traces chargées, comme celui ayant le moins de traces neutres parmi les jets qui ont le nombre de traces chargées minimal. La figure 5.4 montre sur une simulation d'événements $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$ que dans la grande majorité des cas, ces deux critères permettent de bien identifier le jet de tau dans l'événement.

5.3 Coupures

5.3.1 Canaux électron et muon

L'étude des coupures a été un travail de compromis entre efficacité élevée et haute pureté, optimisé sur Monte Carlo. Si au moins un candidat électron ou muon est identifié, le reste des traces est associé en jets avec l'algorithme LUCLUS avec une

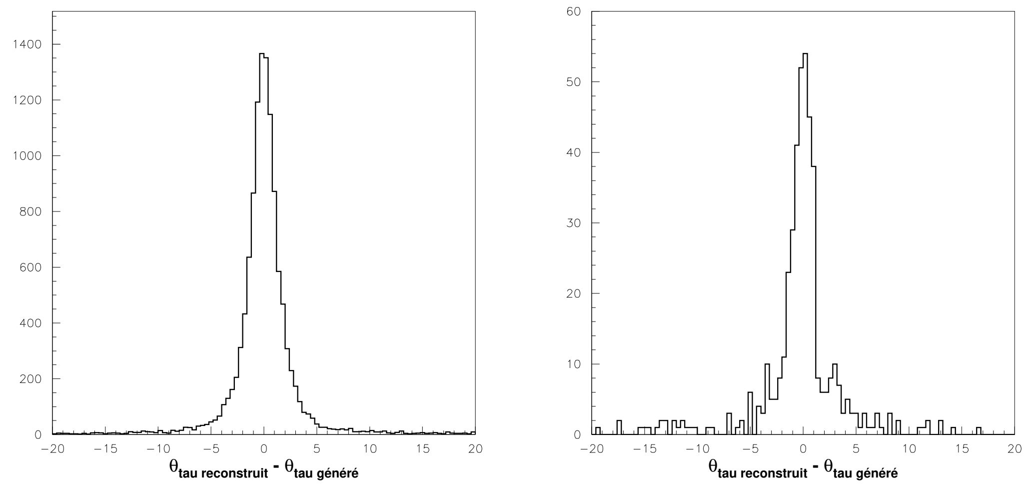

FIG. 5.4 – Différence entre $\theta_{\text{tau reconstruit}}$ et $\theta_{\text{tau généré}}$ en degrés, après application de la sélection. La figure de gauche représente le cas où le jet de tau est choisi comme le jet ayant le nombre de traces chargées le plus faible. La figure de droite représente le cas où 2 jets ont le même nombre de traces chargées et que parmi ceux-ci le jet de tau est choisi comme le jet ayant le nombre de traces neutres le plus faible. θ désigne l'angle du jet de tau avec le tube à vide.

valeur de $\mathrm{d_{join}}$[1] de $7,5$ GeV/c^2. L'analyse a aussi été testée avec un autre algorithme de jet, JADE [64] et cela n'a pas donné d'amélioration significative sur la résolution sur la masse. Les événements de plus de trois jets sont forcés en trois jets, cette configuration correspond au cas où l'un des quarks émet un gluon à l'origine d'un troisième jet.

La sélection des événements WW semi-leptoniques se fait avec des coupures séquentielles. Afin de ne pas avoir de double comptage entre un événement qui serait à la fois sélectionné comme électron ou muon et comme tau, ce type d'événement est rejeté de l'analyse du canal tau. Il a été en outre vérifié qu'il n'y avait pas de recouvrement entre les canaux électron et muon. D'autre part, les événements où les détecteurs essentiels pour la mesure, c'est-à-dire les calorimètres électromagnétiques, les détecteurs de traces dans le tonneau ou les chambres à muons, ne fonctionnent pas correctement sont rejetés de l'analyse, dans les trois canaux.

La sélection pour les canaux électron et muon comporte des coupures communes aux deux canaux :

- L'impulsion du lepton doit être supérieure à 23 GeV/c; on a vu dans le chapitre

1. $\mathrm{d_{join}} = \frac{2|\mathrm{p_i}||\mathrm{p_j}|\sin(\theta_{\mathrm{ij}}/2)}{|\mathrm{p_i}|+|\mathrm{p_j}|}$ où $\overrightarrow{p_i}$ et $\overrightarrow{p_j}$ sont les impulsions des deux ensembles de particules que l'on peut éventuellement associer (voir page 285 de [56]).

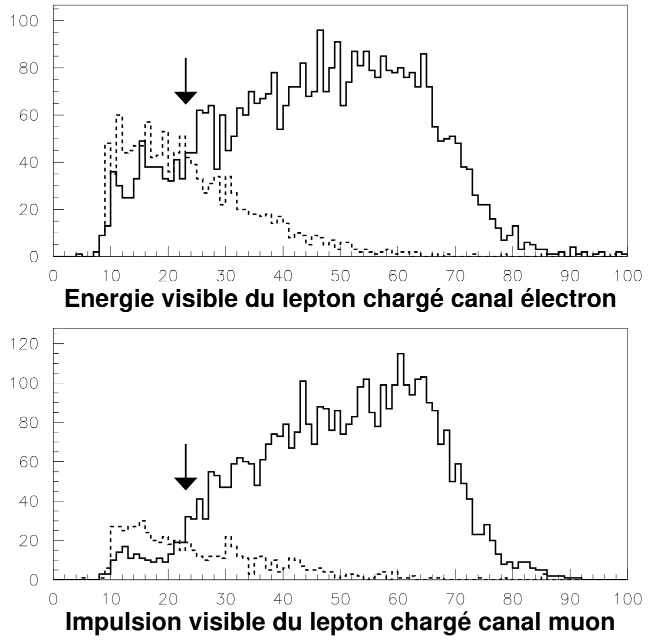

FIG. 5.5 – Energie visible en GeV du lepton identifié dans le canal électron (en haut) ou impulsion visible en GeV/c du lepton identifié dans le canal muon (en bas), suivant qu'il s'agit d'un lepton généré comme électron ou tau, ou comme muon ou tau. La figure en trait plein représente le cas d'un lepton identifié dans le même canal où il a été généré, la figure en trait pointillé le cas d'un lepton généré comme un tau et identifié comme électron ou comme muon. La flèche visualise la coupure qui est effectuée sur l'énergie du lepton. Le cas où le lepton chargé a une énergie inférieure à 20 GeV correspond dans la majorité des cas à une mauvaise identification du lepton chargé; comme la probabilité de mauvaise identification est plus importante dans le canal électron que dans le canal muon, la contamination par les taus est plus importante dans le canal électron.

3 que l'impulsion du lepton d'un événement WW semi-leptonique était bornée. Cette coupure permet de rejeter des événements $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$, où le τ se désintègre en électron ou en muon avec des neutrinos. Une des seules différences de ce genre d'événements par rapport à un événement $q\bar{q}e\bar{\nu}$ ou $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ est que l'électron ou le muon produit par la désintégration du tau a une énergie plus faible (voir figure 5.5). Cette coupure permet également de rejeter des événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ ou $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ pour lesquels il y a une mauvaise identification du lepton chargé.

- Le nombre de traces chargées doit être au moins égal à 6. Les événements que l'on veut sélectionner comportent deux jets hadroniques et une trace chargée du lepton, ce critère minimum permet de rejeter les événements de faible multiplicité tels que les Bhabha ($e^+e^- \to e^+e^-$) ou les événements où les traces d'un jet se trouvent dans un trou d'acceptance du détecteur.
- La masse jet-jet doit être plus grande que 30 GeV/c^2. La masse du W étant voisine de 80 GeV/c^2, à cause de l'énergie qu'on perd lors de la mesure d'un jet, la masse jet-jet présente plutôt un pic vers 73 GeV/c^2 pour des événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ ou $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ simulés et cette coupure permet de rejeter une partie du fond.
- L'angle que forme le lepton avec l'impulsion manquante doit être supérieur à 30 degrés. Ceci permet de ne pas confondre le lepton avec un jet partant vers un trou d'acceptance du détecteur, et dont on n'aurait détecté qu'une trace isolée.
- S'il y a un deuxième candidat lepton dans l'événement d'énergie supérieure à 15 GeV, de même famille que le premier candidat et de charge opposée, on calcule l'énergie totale qui se trouve dans un cône de 10 degrés autour de ce deuxième lepton. Si cette énergie est inférieure à 5 GeV, c'est-à-dire si ce lepton est isolé des autres traces chargées ou neutres, on rejette l'événement. Ceci permet de rejeter les événements $q\bar{q}e^+e^-$ pour le canal électron, et $q\bar{q}\mu^+\mu^-$ pour le canal muon.

Certaines coupures sont spécifiques aux électrons :

- Les critères d'isolation sont renforcés par rapport au canal muon, car la contamination du fond, notamment $q\bar{q}\gamma$ est plus importante. Le lepton doit être isolé de plus de 10 degrés par rapport à la trace chargée la plus proche et de plus de 15 degrés avec le jet le plus proche. L'impulsion manquante doit former avec le tube à vide un angle supérieur à 10 degrés et supérieur à 15 degrés si l'électron est à l'avant, et un angle avec le jet le plus proche plus grand que 6 degrés et plus grand que 10 degrés si l'électron est à l'avant. Ces critères permettent d'avoir une impulsion manquante qui corresponde bien à la présence d'un neutrino, et pas à la somme des pertes d'énergie dans toutes les parties mortes du détecteur. Ces critères sont plus sévères lorsque l'électron est à l'avant, car dans ce cas la perte d'énergie peut être plus importante pour le lepton chargé.
- Les événements qui comportent un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique non associé à une trace chargée, et supérieur à la moitié de l'énergie de faisceau sont rejetés de la sélection afin de rejeter les événements de retour radiatif $Z^0\gamma$, où le photon émis emporte une énergie importante.

- L'impulsion transverse manquante doit être supérieure à 10 GeV/c. Autour de l'axe du tube à vide, il y a plus de zones mortes dans le détecteur, et une perte d'énergie simule un neutrino. De même, les photons émis dans l'état initial (ISR), sont majoritairement émis à petit angle; s'ils ne sont pas détectés, ils simulent une impulsion manquante, mais quasiment pas d'impulsion transverse manquante, si on néglige les pertes d'énergie.
- Le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique et l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique dans le cône autour de la trace de l'électron doit être inférieur à 30 % et inférieur à 20 % si l'énergie de l'électron est inférieure à 40 GeV/c^2. Ceci permet de rejeter des événements $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$ où les produits de désintégration du tau déposent une partie de leur énergie dans le calorimètre hadronique. Cette coupure est renforcée dans le cas des électrons de basse énergie, car dans ce cas la proportion de taus sélectionnés augmente.
- Les coupures sont renforcées dans le cas où la trace du candidat électron ne donne pas d'impact dans le VD, afin de rejeter des photons radiatifs, qui ne donnent habituellement quasiment pas d'impacts dans le VD. L'impulsion transverse manquante doit être supérieure à 25 GeV/c. L'angle entre le lepton chargé et la somme des 2 ou 3 jets hadroniques doit être inférieur à 162 degrés, afin de rejeter les événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$, où le Z^0 et le photon sont émis dos à dos. A partir du dépôt calorimétrique, il est possible de faire une extrapolation pour voir si des impacts dans le VD ou dans le VFT se trouvent au voisinage de cette extrapolation [65]. Si aucun impact ne se trouve au voisinage, l'événement est rejeté si l'électron se trouve à l'avant ou si la trace ne donne aucun impact dans l'ID.
- Dans les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ ou $Z^0 \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ pour lesquels le photon est détecté, si les pertes d'énergie sont négligées, le lepton, le premier jet et la somme des deux autres jets dans le cas d'événements en trois jets ou le deuxième jet dans le cas d'événements en deux jets sont situés dans un même plan et le lepton et la somme des jets sont dos à dos. Une coupure est effectuée à la fois sur le complémentaire de l'angle entre le lepton et la somme des jets, θ_{acol} et sur l'angle θ_{acop} entre le lepton et le produit vectoriel du 1$^{\mathrm{er}}$ jet dans l'ordre d'énergie et du 2$^{\mathrm{e}}$ ou de la somme des deux autres. θ_{acol} en degrés doit être inférieur à $35 - 438|\cos(\theta_{\mathrm{acop}})|$, ce qui permet de rejeter les événements à petit θ_{acol} et petit θ_{acop} (voir figure 5.6).

- Une dernière coupure rejette les événements pour lesquels l'angle entre le lepton et la somme des jets est supérieur à 166 degrés, l'angle entre l'impulsion manquante et le jet le plus proche inférieur à 23 degrés et le rapport entre l'impulsion et l'énergie de l'électron plus petit que 0,6. En effet, pour un électron, le rapport entre l'impulsion et l'énergie doit être voisin de un, contrairement au photon pour lequel l'impulsion ne peut provenir que d'une mauvaise association de traces ou de la conversion du photon en une paire électron-positon.

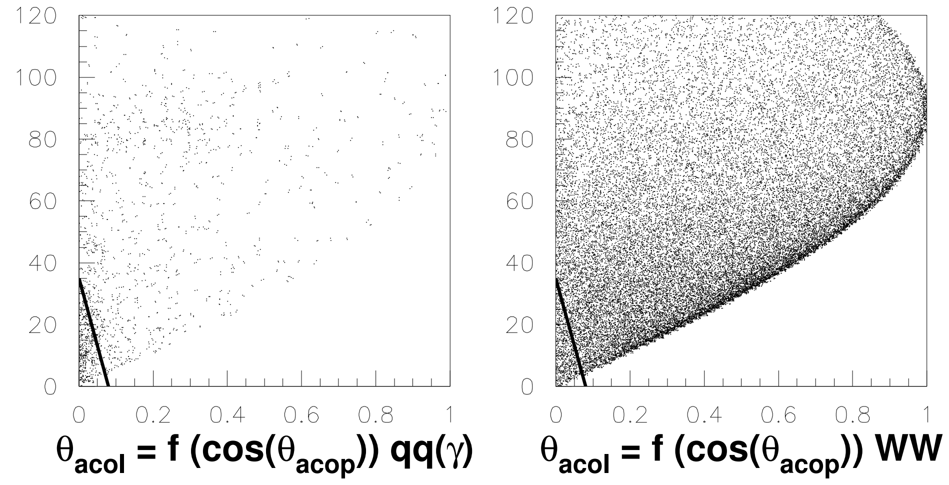

FIG. 5.6 – θ_{acol} en degrés en fonction de $|\cos(\theta_{\text{acop}})|$ pour des événements simulés comme $q\bar{q}(\gamma)$ ou comme WW et pour lesquels un candidat électron a été identifié et après application des autres coupures. La ligne épaisse indique la valeur de la coupure qui est appliquée.

Les coupures qui concernent exclusivement le muon sont un peu moins sévères :

- La trace du muon doit être isolée de la trace chargée la plus proche d'au moins 8 degrés et de l'axe du jet le plus proche d'au moins 10 degrés . L'impulsion manquante doit avoir un angle supérieur à 6 degrés avec le tube à vide, et si le lepton n'est pas identifié comme "tight" par les chambres à muons ou si l'angle entre le lepton et le jet le plus proche est inférieur à 15 degrés, l'angle entre l'impulsion manquante et le tube à vide doit être supérieur à 10 degrés.
- Des critères exigent une identification correcte du muon. D'après des études effectuées sur une simulation Monte Carlo, on s'est aperçu que le fait de sélectionner les muons identifiés par les cathodes du calorimètre hadronique comme "loose" ou "standard" et non identifiés par les chambres à muons rajoute plus de bruit de fond, comme des taus, que du signal. Les muons identifiés de la sorte sont donc rejetés de l'analyse. Si le muon est identifié comme "tight" par les cathodes, et n'est pas identifié par les chambres à muons, ou s'il est identifié comme "very loose" avec les chambres à muons, mais non identifié avec les cathodes, l'événement est rejeté lorsque le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique et l'impulsion du muon est supérieur à 40 %. Un "muon" identifié comme "loose" par les chambres à muons, n'est pas identifié par les cathodes, est également exclus de l'analyse si ce rapport est supérieur à 60 %. Ces coupures permettent de rejeter des taus qui se désintègrent en hadrons et dont les produits de désintégration déposent une fraction importante de leur énergie dans le calorimètre hadronique. Enfin, les muons qui ne sont

identifiés que comme "very loose" ou "loose" par les chambres à muons sont rejetés si l'événement comporte un dépôt dans un calorimètre électromagnétique non associé à une trace chargée et supérieur à la moitié de l'énergie de faisceau ou si l'impulsion manquante est inférieure à 12 GeV/c.

- L'impulsion manquante doit être supérieure à 8 GeV/c.

5.3.2 Canal tau

Le canal tau est particulier, car le tau se désintègre très rapidement en un ou deux neutrinos, une ou trois particules chargées dans la majorité des cas et des particules neutres. Ainsi à cause du ou des neutrino(s) l'énergie visible du tau est en moyenne inférieure à l'énergie du tau. La sélection des taus a été mise au point dans cette thèse avec un algorithme d'optimisation de coupures mis au point sur Monte Carlo. Dans ce canal, la sélection ne concerne pas une trace isolée, mais un jet que l'on a choisi comme jet de tau. L'événement est considéré comme un candidat $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$ si le nombre de traces chargées du jet de tau est compris entre un et quatre, car le tau se désintègre majoritairement en une ou trois particules chargées en plus des neutres. Les deux jets hadroniques doivent avoir au moins deux traces chargées chacun. S'ils ont entre deux et trois traces chargées, l'énergie totale visible dans l'événement doit être supérieure à 70 % de l'énergie de faisceau, afin de rejeter les événements ayant une énergie visible trop faible pour pouvoir être des $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$. La masse jet jet doit être plus grande que 35 GeV/c^2. On impose que l'énergie visible du jet de tau soit plus grande que 5 GeV/c^2, que l'énergie d'un jet hadronique soit comprise entre 13 et 90 GeV/c^2. Les événements pour lesquels le jet hadronique qui se trouve le plus proche du tube à vide fait un angle inférieur à 23 degrés avec celui-ci sont rejetés de l'analyse. Le jet de tau doit contenir au moins une trace avec impacts dans le VD, et avec des impacts dans un détecteur autre que l'ID, ceci afin que la trace chargée qui est présente dans le jet de tau ne provienne pas de la conversion d'un photon et qu'elle soit de bonne qualité. La sélection établit une distinction entre le cas où le tau comporte une ou plus d'une trace chargée.

- *dans le cas où le jet de tau ne contient qu'une seule trace chargée*:
  - Des coupures d'énergie, isolation concernent le jet de tau. La fraction d'énergie chargée du jet de tau doit être plus grande que 5,3%. En effet, un tau comporte une certaine fraction d'énergie chargée, contrairement à un photon qui ne se serait pas converti. L'impulsion de la trace chargée doit être supérieure à 3 GeV/c, afin de sélectionner une trace d'impulsion compatible avec ce que l'on attend. Le jet de tau doit être isolé du tube à vide d'au moins 12 degrés, de la trace chargée la plus proche d'au moins 27 degrés, du jet le plus proche d'au moins 30 degrés et de l'impulsion manquante d'au moins 16 degrés. L'impulsion manquante doit former un angle de plus de 19 degrés avec le tube à vide.
  - D'autres coupures concernent les propriétés globales de l'événement. Le logarithme de la probabilité globale d'étiquetage de quark b dans l'événement doit

être plus grand que -3,9, pour rejeter les événements contenant des quarks b. En effet, avec la luminosité intégrée collectée par Delphi en 1998, on s'attend au plus à trouver un événement issu de la désintégration d'un WW en semi-leptonique et contenant un quark b. L'acolinéarité, définie comme le complémentaire de l'angle entre deux jets lorsque l'on force l'événement en deux jets, doit être supérieure à 6,6 degrés. L'angle entre le jet de tau et le produit vectoriel des deux jets hadroniques ne doit pas être compris entre 88 et 92 degrés. Ces deux dernières coupures permettent de rejeter les événements formés de deux jets qui sont dos à dos ou dans lesquels le tau et les jets hadroniques sont situés dans un même plan. Ainsi des événements WW hadroniques peuvent être rejetés. Enfin, les événements pour lesquels l'énergie manquante est inférieure à 21 GeV ou la masse jet-jet supérieure à 100 GeV/c^2 sont rejetés de l'analyse. Il est ainsi possible d'éliminer des événements WW hadroniques, dans lesquels au moins 3 vrais jets hadroniques sont associés par l'algorithme de jet en 2 jets hadroniques.

- *dans le cas où le jet de tau contient plus d'une trace chargée*:

  Dans ce cas, les coupures sont renforcées pour éviter une contamination trop importante, notamment par les événements WW hadroniques.

  - La fraction d'énergie chargée du jet de tau doit être plus grande que 17%. Le jet de tau doit être isolé du tube à vide d'au moins 12 degrés, de la trace chargée la plus proche d'au moins 17 degrés et du jet le plus proche d'au moins 28 degrés. L'impulsion manquante doit former un angle de plus de 41 degrés avec le tube à vide.

  - D'autres coupures concernent les propriétés globales de l'événement. Le logarithme de la probabilité globale d'étiquetage de quark b doit être plus grand que -4. La coupure sur l'acolinearité est nettement renforcée : elle doit être supérieure à 16 degrés. L'angle entre le jet de tau et le produit vectoriel des deux jets hadroniques ne doit pas être compris entre 89 et 91 degrés. Enfin, les événements pour lesquels la masse jet-jet est supérieure à 94 GeV/c^2 sont rejetés de l'analyse. La masse d'un jet hadronique doit être inférieure à 32 GeV/c^2; cette coupure permet aussi de rejeter des événements WW hadroniques pour lesquels l'algorithme de jet aurait associé deux jets pour n'en faire qu'un seul, de masse élevée. Le nombre total de traces chargées multiplié par l'énergie minimum des 3 jets doit être inférieure à 1080 GeV. Cette coupure tient compte du fait que plus le nombre de traces chargées du jet de tau augmente, plus la contamination a tendance a augmenter; ainsi plus le nombre de traces chargées est élevé, plus la coupure sur l'énergie du jet de plus faible énergie, qui est souvent le jet de tau, est stricte.

5.4 Effet de la sélection

Le nombre d'événements que ces coupures séquentielles permettent de sélectionner en 1997 et 1998 est rappelé dans la table 5.3. Le nombre d'événements attendus est déterminé à partir de simulation Excalibur pour le signal et de simulation des bruits de fond. La plupart des électrons sélectionnés sont situés dans le tonneau : par exemple, en 1998, 203 sont sélectionnés dans l'HPC et 47 dans l'EMF. Les efficacités dans les différents canaux sont indiqués dans la table 5.4; elles sont relativement bonnes compte-tenu du fait qu'avant la sélection le rapport entre le signal et le bruit de fond est de l'ordre de un pour 50 dans chaque canal. Le cas où le signal est identifié dans un canal différent de celui de génération correspond dans la majorité des cas au bon choix du lepton chargé, et ainsi par exemple les événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ sélectionnés dans le canal tau vont contribuer de façon correcte à la mesure de la masse.

Nombre d'événements		électron	muon	tau	Tous les canaux
1997 (53,5 pb^{-1})	observé	99	114	83	296
	attendu	88,6	105,2	67,5	261,3
1998 (157,6 pb^{-1})	observé	250	315	218	783
	attendu	278,3	334,8	197,5	810,6

TAB. 5.3 – Luminosités intégrées et nombre d'événements sélectionnés observés dans les données et attendus dans la simulation en 1997 et 1998, dans les différents canaux semi-leptoniques.

Efficacités (%)	Canal électron	Canal muon	Canal tau	Tous les canaux
$qqe\nu$	62,0 $\pm 0,2$	0,05$\pm 0,01$	8,8$\pm 0,1$	70,8$\pm 0,2$
$qq\mu\nu$	0,35 $\pm 0,03$	84,9$\pm 0,2$	2,6$\pm 0,1$	87,9$\pm 0,2$
$qq\tau\nu$	4,2 $\pm 0,1$	3,4$\pm 0,1$	34,9$\pm 0,2$	42,5$\pm 0,3$

TAB. 5.4 – Efficacités de sélection des signaux $q\bar{q}l\bar{\nu}$ avec le générateur Excalibur. Les erreurs données sont des erreurs statistiques.

Les efficacités de la table 5.4 sont calculées avec un générateur "quatre fermions". Cependant, comme on s'intéresse aux états finals produits par une paire de W, il est possible de calculer les efficacités avec un générateur CC03 (voir table 5.5 pour un échantillon limité de Monte Carlo) tel que PYTHIA [56], où seuls les trois diagrammes qui contribuent à la production de WW à l'ordre des arbres interviennent. On retrouve des résultats comparables, sauf dans le canal électron ou d'autres diagrammes peuvent contribuer de façon importante au même état final.

Efficacités (%)	Canal électron	Canal muon	Canal tau	Tous les canaux
$qqe\nu$	66,1$\pm 0,4$	0,02$\pm 0,01$	9,2$\pm 0,2$	75,3$\pm 0,3$
$qq\mu\nu$	0,30$\pm 0,04$	85,3$\pm 0,3$	2,4$\pm 0,1$	88,0$\pm 0,3$
$qq\tau\nu$	3,9$\pm 0,2$	3,0$\pm 0,1$	34,6$\pm 0,4$	41,6$\pm 0,4$

TAB. 5.5 – Efficacités de sélection des signaux $q\bar{q}l\bar{\nu}$ avec le générateur CC03 PYTHIA. Les erreurs données sont des erreurs statistiques.

La sélection permet d'avoir un niveau de pureté élevé, particulièrement dans le canal muon. Ainsi le facteur de réjection du principal bruit de fond avant sélection, $q\bar{q}(\gamma)$, varie entre 100 et 1000 suivant que le canal considéré est le canal tau ou le canal muon. Les puretés sont respectivement de $89,3\%$, $94,3\%$ et $65,2\%$ dans les canaux électron, muon et tau. Cependant ainsi définies les puretés excluent les événements WW semi-leptoniques qui ne sont pas sélectionnés dans le bon canal. Si on considère comme fond uniquement les événements qui ne sont pas issus de diagrammes WW, les puretés s'élevent à $96,4\%$, $98,2\%$ et $89,2\%$. La table 5.6 indique la composition du signal et du fond sélectionné dans chaque canal.

Proportions des signaux (%)	Canal électron	Canal muon	Canal tau
$q\bar{q}q\bar{q}$	0,9	0,2	1,0
$q\bar{q}e\nu$	**89,3**	0,06	18,0
$q\bar{q}\mu\nu$	0,5	**94,3**	4,9
$q\bar{q}\tau\nu$	5,7	3,7	**65,2**
$q\bar{q}(\gamma)$	2,7	0,7	9,6
$q\bar{q}e^+e^-$	0,8	0,003	0,5
$q\bar{q}\mu^+\mu^-$	0,01	0,99	0,2
$q\bar{q}\tau^+\tau^-$	0,1	0,08	0,5

TAB. 5.6 – Proportions des différents signaux et des différents bruits de fond dans chaque canal. $q\bar{q}e\nu$ inclut aussi $We\nu \to q\bar{q}e\nu$.

Même si la sélection déforme la distribution de masse du W, c'est-à-dire si par exemple elle sélectionne de façon plus importante des événements WW générés avec une masse plus élevée, ceci est pris en compte dans la correction Monte Carlo. Néanmoins, il est important de s'assurer que la sélection utilisée ne provoque pas de biais significatif sur la distribution en masse. La table 5.7 montre les efficacités pour des simulations Monte Carlo générées avec des masses centrales du W de $79,35$ GeV/c^2, $80,35$ GeV/c^2 et $81,35$ GeV/c^2. L'efficacité ne varie pas fortement suivant la masse générée; la sélection ne déforme donc pas significativement le spectre en masse des événements sélectionnés.

Masse générée	$79,35$ GeV/c^2	$80,35$ GeV/c^2	$81,35$ GeV/c^2
Canal électron	$62,0 \pm 0,2\%$	$61,9 \pm 0,3\%$	$63,0 \pm 0,3\%$
Canal muon	$84,9 \pm 0,2\%$	$84,0 \pm 0,2\%$	$85,0 \pm 0,2\%$
Canal tau	$34,8 \pm 0,3\%$	$34,3 \pm 0,2\%$	$34,7 \pm 0,3\%$

TAB. 5.7 – Efficacités de sélection du signal $q\bar{q}l\bar{\nu}$ dans les différents canaux, suivant les masses centrales générées.

Afin de tester sur une gamme de masses plus importante si la sélection n'introduit pas de biais significatif, l'efficacité de sélection est étudiée en fonction des masses leptonique et hadronique générées (voir figure 5.7). Les études ont été faites avec des

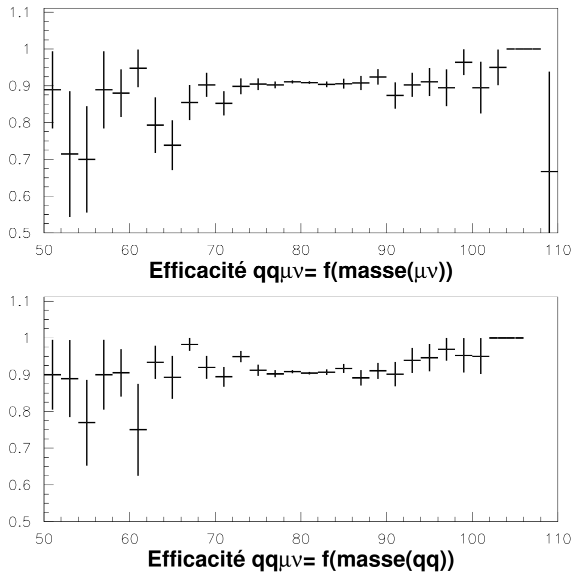

FIG. 5.7 – Efficacité de sélection des événements $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ en pour-cent en fonction des masses leptonique (distribution du haut) et hadronique (distribution du bas) simulées, pour des événements engendrés via des diagrammes CC03.

générateurs CC03, car les événements de type $We\bar{\nu}$, pour lesquels l'électron est majoritairement à l'avant et pour lesquels la masse leptonique simulée possède un spectre différent de celui des WW, sont en grande partie rejetés par l'analyse; ainsi le fait de faire l'étude avec un générateur quatre fermions montrerait une efficacité dépendant fortement de la masse leptonique dans le canal électron, parce qu'on sélectionne plus d'événements produits via des diagrammes WW que via des diagrammes $We\bar{\nu}$ (voir figure 5.8).

En conclusion, la sélection appliquée permet de rejeter la plus grande partie du bruit de fond, tout en gardant une part importante du signal.

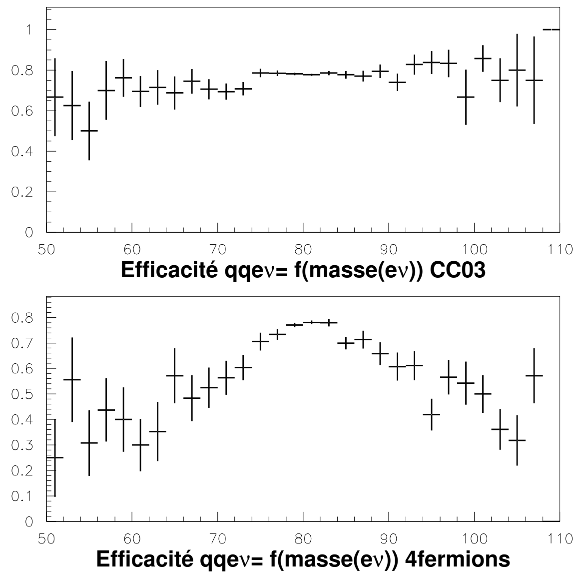

FIG. 5.8 – Efficacité de sélection des événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ en pour-cent en fonction de la masses leptonique simulée pour des diagrammes CC03 uniquement (distribution du haut) ou pour tous les diagrammes (distribution du bas).

Chapitre 6

Etude des paramètres intervenant dans la mesure

Sommaire

6.1 Energie perdue par ISR et FSR 106
6.2 Energie de faisceau 109
6.3 Energie de l'électron 115
6.4 Impulsion du muon 134
6.5 Energie des jets 139
6.6 Angles 151
6.7 Comparaison de paramètres après sélection 154

Une fois que les candidats semi-leptoniques ont été sélectionnés, les détecteurs, calorimètres et détecteurs de traces nous permettent de reconstruire les énergies, les impulsions et les angles des particules, à partir desquels on peut reconstruire la masse du W. Dans notre méthode la valeur de la masse dans les données est déterminée de façon relative à la valeur obtenue en appliquant le même algorithme sur Monte Carlo. Il est donc important de s'assurer que toutes les variables sont bien reproduites dans la simulation. Dans le cas contraire, le Monte Carlo est ajusté pour reproduire le mieux possible les données. L'écart qui subsiste après cette modification, ou l'erreur statistique sur la différence entre données et simulation, donne une estimation de la valeur de l'effet systématique qui joue un rôle sur la mesure de la masse.

Il faut également tester la façon dont est simulée l'émission d'un photon dans l'état initial (ISR) et si la mesure de l'énergie de faisceau effectuée par dépolarisation résonante (voir chapitre 2) donne une valeur correcte. En effet, dans l'analyse, une procédure d'ajustement contraint est appliquée aux énergies-impulsions mesurées; cette procédure impose la conservation de l'énergie et il est donc intéressant de contrôler que la mesure de l'énergie de faisceau n'est pas biaisée, afin de ne pas décaler la masse du W qui est mesurée.

6.1 Energie perdue par ISR et FSR

L'algorithme d'ajustement contraint qui est utilisé par la suite impose la conservation de l'énergie-impulsion. Or si un photon a été émis dans l'état initial suivant le tube à vide, il n'est pas détecté et après ajustement les énergies des particules, donc aussi la masse du W, ont tendance à être surestimées. Si une énergie E_γ est perdue dans le tube à vide et E_{CM} est l'énergie disponible dans le centre de masse avant toute émission d'ISR, au premier ordre la masse du W sera surévaluée par l'algorithme d'ajustement contraint, qui impose la conservation de l'énergie-impulsion (voir paragraphe 7.1) :

$$m \rightarrow m' = m \frac{E_{CM}}{E_{CM} - E_\gamma}.$$

Ainsi, la masse mesurée est décalée de la vraie masse du W de :

$$m' - m = m \frac{E_\gamma}{E_{CM} - E_\gamma}.$$

Par la suite, on montrera que cet effet est corrigé par une courbe d'étalonnage, basée sur une simulation Monte Carlo. Il est ainsi nécessaire que la distribution d'énergie et la distribution spatiale des photons émis par ISR telles qu'elles sont décrites dans le Monte Carlo décrivent bien les données, afin que la correction soit juste. Quant aux photons émis dans l'état final (FSR), leur influence sur la mesure de la masse est beaucoup plus faible.

Pour vérifier si la simulation de l'émission d'un photon dans l'état initial (ISR) ou dans l'état final (FSR) qui est entrée dans le Monte Carlo est correcte, il est bien sûr impossible de comparer la simulation avec les données, car dans la majeure partie des cas, le photon émis dans l'état initial part dans le tube à vide et n'est pas détecté (voir paragraphe 3.3); en outre, même si le photon était détecté, la statistique d'événements WW détectés dans les données serait insuffisante pour permettre une étude assez précise. De même le photon émis dans l'état final est émis à petit angle par rapport à la particule, et le détecteur ne peut pas en général séparer spatialement les dépôts d'énergie du photon dans le calorimètre de celui de la particule. On est donc réduit à comparer deux types de simulation disponibles, EXCALIBUR et KORALW, dans lesquels les façons de décrire les ISR et les FSR sont différentes.

Contrairement aux comparaisons qui ont été faites juste après l'étape de génération et qui sont décrites dans le chapitre 4, les comparaisons sont maintenant effectuées dans cette thèse après la sélection. Ainsi, on teste directement les événements qui vont intervenir dans la mesure de la masse.

Dans une première étape, on compare l'énergie totale perdue par ISR. La figure 6.1 montre la distribution de l'énergie totale perdue par rayonnement initial, en échelle logarithmique et en échelle linéaire, pour des événements WW semi-leptoniques générés avec un électron et sélectionnés dans le canal électron. La figure 6.2 montre la

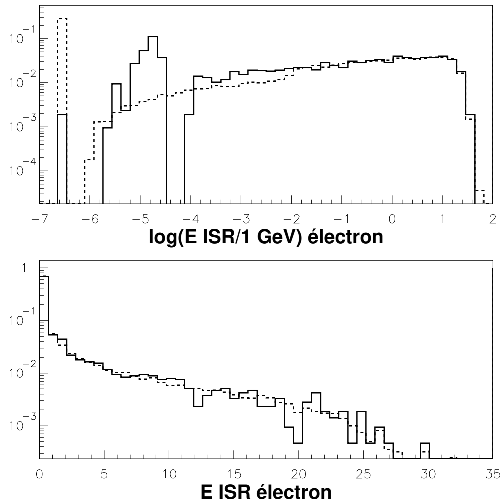

FIG. 6.1 – Distribution de l'énergie totale perdue par ISR, pour les WW semi-leptoniques électron. La courbe en trait plein représente KORALW, la courbe en pointillés EXCALIBUR.

même distribution pour les événements WW générés avec un muon et reconstruits comme muon.

Les distributions montrent qu'une coupure sur l'énergie minimale des ISR est appliquée de façon différente sur EXCALIBUR et KORALW. Cependant, cette coupure ne joue que sur des photons de très faible énergie, c'est-à-dire de moins de 10^{-4} GeV. Les distributions sont en bon accord jusqu'à des énergies perdues par ISR de 10^{-2} GeV, ce qui correspond à une influence sur la masse de $\mathrm{m}\frac{10^{-2}}{\mathrm{E_{cm}}} \sim 4$ MeV/c^2 . Pour le reste de la distribution, l'accord est correct, compte-tenu de la statistique limitée (Environ 21000 événements "quatre fermions" ont été générés pour KORALW et 270000 pour EXCALIBUR pour cette comparaison).

Les figures 6.3 et 6.4 montrent une comparaison des distributions de l'impulsion transverse totale emportée par des photons ISR. Dans ce cas aussi, la coupure sur l'impulsion transverse minimale est différente pour EXCALIBUR et pour KORALW, mais ceci n'intervient que sur des photons d'impulsion transverse inférieure à 10^{-6} GeV/c et a un effet négligeable sur la masse. D'autre part, quelques événements KORALW en électron présentent une impulsion transverse ISR grande, mais ceci ne joue que sur une faible fraction des événements (moins de 1%).

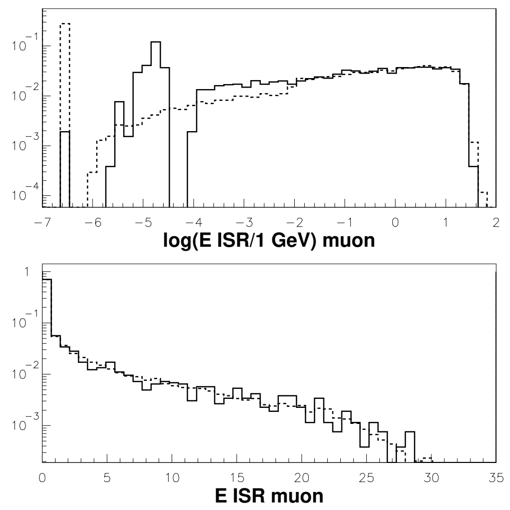

FIG. 6.2 – Distribution de l'énergie totale perdue par ISR, pour les WW semi-leptoniques muon. La courbe en trait plein représente KORALW, la courbe en pointillés EXCALIBUR.

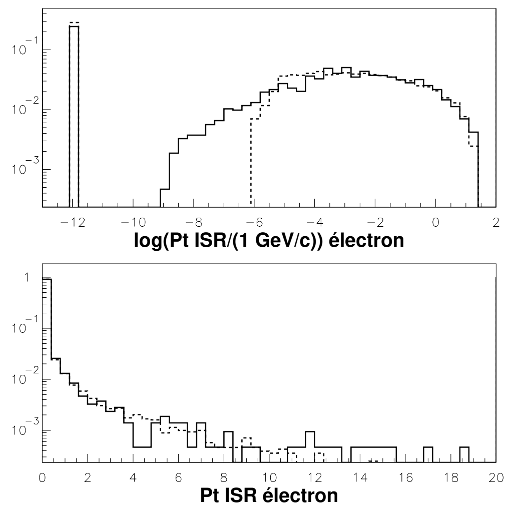

FIG. 6.3 – Distribution de l'impulsion transverse totale des photons ISR, pour les WW semi-leptoniques électron. La courbe en trait plein représente KORALW, la courbe en pointillés EXCALIBUR.

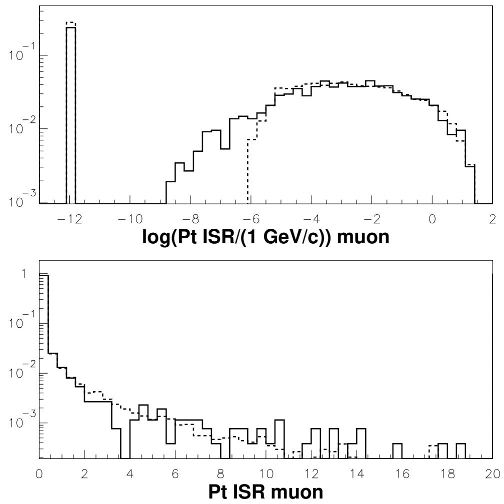

FIG. 6.4 – Distribution de l'impulsion transverse totale des photons ISR, pour les WW semi-leptoniques muon. La courbe en trait plein représente KORALW, la courbe en pointillés EXCALIBUR.

La dernière comparaison concerne la distribution d'énergie totale perdue par FSR, pour des électrons et des muons. La différence est assez nette entre KORALW et EXCALIBUR pour les électrons, comme cela est confirmé par les valeurs moyennes dans la table 6.1. En fait, comme on l'a vu dans le pargraphe 4.1, le traitement des FSR dans EXCALIBUR n'est pas très bon et pour l'analyse finale, le traitement des FSR avec PHOTOS sera appliqué dans EXCALIBUR.

6.2 Energie de faisceau

Il est possible de contrôler que la mesure de l'énergie de faisceau, qui est effectuée à partir de la dépolarisation résonante à basse énergie, est en moyenne correcte. Ce test est basé sur une comparaison données-Monte Carlo pour des événements radiatifs $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$. Le principe consiste à mesurer la masse du Z^0 sur ce type d'événements, à la fois avec les données et avec la simulation, et à partir des énergies des jets recalculées à partir de la mesure des angles. La méthode sera expliquée plus en détail dans le paragraphe 6.5, en particulier le fait que l'on néglige les masses des jets.

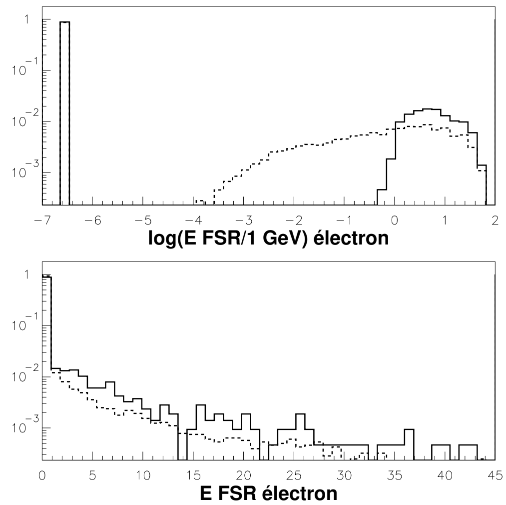

FIG. 6.5 – Distribution de l'énergie totale perdue par FSR, pour les événements WW semi-leptoniques électron. La courbe en trait plein représente KORALW, la courbe en pointillés EXCALIBUR.

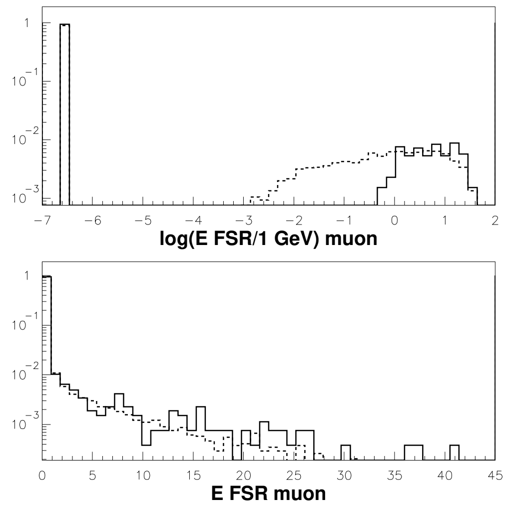

FIG. 6.6 – Distribution de l'énergie totale perdue par FSR, pour les événements WW semi-leptoniques muon. La courbe en trait plein représente KORALW, la courbe en pointillés EXCALIBUR.

Monte Carlo	KORALW	EXCALIBUR
Energie perdue par ISR pour $q\bar{q}e\bar{\nu}$	$2,11 \pm 0,10$ GeV	$2,05 \pm 0,03$ GeV
Energie perdue par ISR pour $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$2,03 \pm 0,09$ GeV	$2,04 \pm 0,02$ GeV
Impulsion transverse ISR pour $q\bar{q}e\bar{\nu}$	$0,26 \pm 0,03$ GeV/c	$0,25 \pm 0,01$ GeV/c
Impulsion transverse ISR pour $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$0,25 \pm 0,03$ GeV/c	$0,26 \pm 0,01$ GeV/c
Energie perdue par FSR pour $q\bar{q}e\bar{\nu}$	$1,09 \pm 0,10$ GeV	$0,61 \pm 0,02$ GeV
Energie perdue par FSR pour $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$0,51 \pm 0,06$ GeV	$0,38 \pm 0,01$ GeV

TAB. 6.1 – Energies totales perdues par ISR, FSR et impulsion transverse totale de l'ISR pour des événements WW semi-leptoniques électron, sélectionnés comme électron, ou muon sélectionnés comme muon.

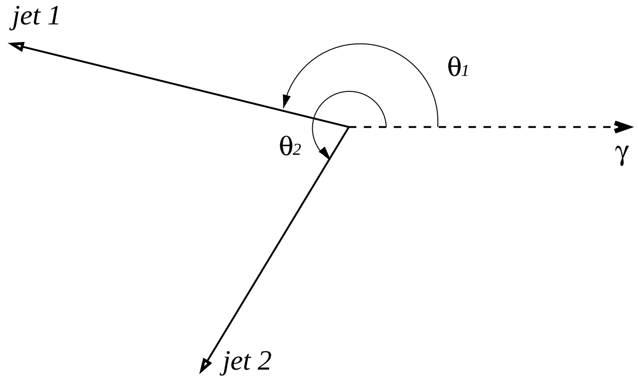

FIG. 6.7 – Définition des angles pour un événement $Z^0\gamma$.

La sélection d'événements $Z^0\gamma$ pour lesquels le photon est parti dans le tube à vide est basée sur les critères suivants :

- Les événements qui comportent deux jets avec l'algorithme de jet LUCLUS et la valeur de d_{join} de $7,5$ GeV/c^2 sont sélectionnés.
- La masse jet-jet doit être comprise entre 50 et 100 GeV/c^2.
- La poussée[1], qui a une grande valeur pour les événements où les traces pointent toutes dans la même direction, doit être inférieure à 0,85, afin de rejeter les événements $Z^0 \to q\bar{q}$.
- Le cosinus de l'angle entre l'impulsion manquante et le tube à vide doit être supérieur à 0,85, afin de sélectionner les événements où un photon a été émis dans le tube à vide.
- Le cosinus entre le 1er jet et le produit vectoriel de l'axe 0z et du 2^{e} jet doit être inférieur à 0,06, afin de sélectionner des événements où le tube à vide et les deux jets se trouvent dans le même plan, et de rejeter par exemple les WW semi-leptoniques.

1. La poussée est la valeur maximale de $P = \frac{\sum_i |\vec{p_i}\,\vec{n}|}{\sum_i |\vec{p_i}|}$ fonction de $\vec{n}$ vecteur unitaire, où les p_i sont les impulsions des particules de l'événement.

- L'impulsion transverse du système formé par les deux jets doit être inférieure à 20 GeV/c, afin de sélectionner des événements où aucune autre particule n'est émise dans le plan transverse.

Si on suppose que le photon est parti dans le tube à vide, et qu'on néglige les masses des jets, il est possible de calculer l'énergie d'un jet à partir des angles entre les jets et le tube à vide et de l'énergie dans le centre de masse. La conservation de l'énergie-impulsion dans l'événement entraîne :

$$\mathrm{E_{jet1}} + \mathrm{E_{jet2}} + \mathrm{E}_\gamma = \mathrm{E_{CM}},$$

$$\mathrm{E_{jet1}}\cos(\theta_1) + \mathrm{E_{jet2}}\cos(\theta_2) + \mathrm{E}_\gamma = 0,$$

$$\mathrm{E_{jet1}}\sin(\theta_1) + \mathrm{E_{jet2}}\sin(\theta_2) = 0,$$

donc les énergies des jets s'expriment en fonction des angles :

$$\mathrm{E}^{\mathrm{calc}}_{\mathrm{jet1}} = \frac{\mathrm{E_{CM}}}{1 - \cos(\theta_1) - \frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)}(1 - \cos(\theta_2))},$$

$$\mathrm{E}^{\mathrm{calc}}_{\mathrm{jet2}} = \frac{\mathrm{E_{CM}}}{1 - \cos(\theta_2) - \frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_1)}(1 - \cos(\theta_1))}.$$

Il est ainsi possible de mesurer la masse du Z, qui est la masse jet-jet, en multipliant les énergies et les impulsions de chaque jet par le rapport entre l'énergie calculée et l'énergie mesurée du jet; nous obtenons ainsi un meilleur estimateur de la masse, car les angles sont mesurés plus précisément que les énergies.

Les distributions de masse obtenues avec la simulation et les données sont indiquées en figure 6.8.

Nous obtenons donc une relation de linéarité entre la masse mesurée et l'énergie de faisceau :

$$\mathrm{m_{Z\ donn\acute{e}es}} = \mathrm{f}\ \mathrm{E_{fais\ donn\acute{e}es}},$$

où $\mathrm{E_{fais}}$ est l'énergie de faisceau extrapolée à partir de la mesure de résonance de dépolarisation et f un facteur de proportionnalité différent pour chaque événement qui dépend des angles θ_1 et θ_2.

Si on écrit la même relation pour la simulation, en supposant qu'en moyenne f est le même pour les données et pour le Monte Carlo, car l'énergie de faisceau dans le Monte Carlo est très voisine de celle dans les données et car on suppose que les distributions angulaires des données sont bien reproduites dans la simulation (voir paragraphe 6.6.) En fait un traitement plus exact exigerait d'avoir plusieurs lots de

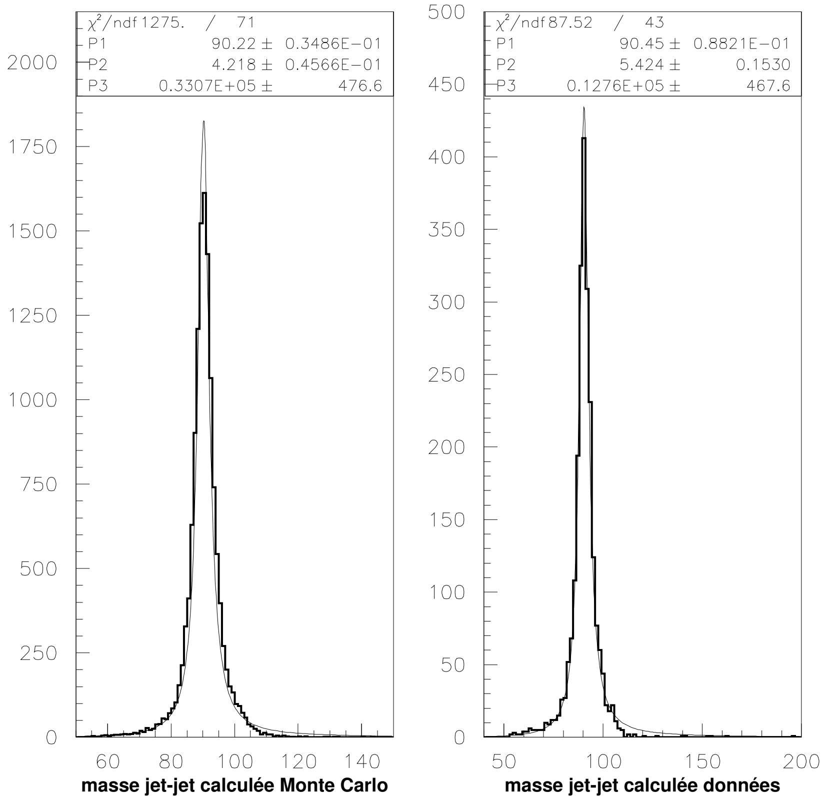

FIG. 6.8 – Masse jet-jet mesurée en multipliant les énergies et les impulsions des jets par le rapport entre l'énergie calculée et l'énergie mesurée du jet, pour la simulation et pour les données.

Monte Carlo générés à des énergies différentes et d'utiliser une courbe d'étalonnage, de manière analogue à ce qui est utilisé pour la mesure de la masse du W et décrit dans le paragraphe 7.2 :

$$m_{Z\ \mathrm{MC}} = \ f\ E_{\mathrm{fais\ MC}}.$$

En moyennant ces relations sur tous les événements et en tenant compte du fait que f et $E_{\mathrm{fais\ données}}$, et f et $E_{\mathrm{fais\ MC}}$ ne sont pas corrélés :

$$< m_{Z\ \mathrm{données}} >= < f > < E_{\mathrm{fais\ données}} >,$$

$$< m_{Z\ \mathrm{MC}} >= < f > < E_{\mathrm{fais\ MC}} > .$$

Il est donc possible de calculer l'énergie de faisceau moyennée sur tous les événements des données :

$$< E_{\mathrm{fais}} >= < E_{\mathrm{fais\ MC}} > \frac{< m_{Z\ \mathrm{données}} >}{< m_{Z\ \mathrm{MC}} >}.$$

Les moyennes des distributions de masses sont extraites avec un ajustement avec une Breit-Wigner :

$$< m_{Z\ \mathrm{MC}} >= \ 90,22 \pm 0,035\ \mathrm{GeV/c^2} \quad \mathrm{et} \quad < m_{Z\ \mathrm{données}} >= \ 90,45 \pm 0,088\ \mathrm{GeV/c^2}.$$

Les résolutions sur les distributions de masses sont différentes dans les données et dans la simulation, car les distributions du Monte-Carlo n'ont pas été élargies pour reproduire les données; cependant ce qui nous intéresse ici est uniquement la valeur moyenne des distributions donnée par l'ajustement, qui en première approximation n'est pas affectée par des différences de résolution.

Si la méthode utilisée pour extraire la masse entraîne un décalage par rapport à la moyenne de Δm, au premier ordre en Δm, ce terme est éliminé dans le calcul de l'énergie de faisceau :

$$< E_{\mathrm{fais}} >= < E_{\mathrm{fais\ MC}} > \frac{< m_{Z\ \mathrm{données}} > -\Delta m}{< m_{Z\ \mathrm{MC}} > -\Delta m},$$

donc, comme le biais Δm est petit par rapport aux masses ajustées

$$< E_{\mathrm{fais}} > \approx < E_{\mathrm{fais\ MC}} > \frac{< m_{Z\ \mathrm{données}} >}{< m_{Z\ \mathrm{MC}} >}\left(1 + \left(-\frac{1}{< m_{Z\ \mathrm{données}} >} + \frac{1}{< m_{Z\ \mathrm{MC}} >}\right)\Delta m\right),$$

$$\approx < E_{\mathrm{fais\ MC}} > \frac{< m_{Z\ \mathrm{données}} >}{< m_{Z\ \mathrm{MC}} >}(1 + 2,8.10^{-5}\Delta m).$$

L'énergie de faisceau et l'erreur sur la mesure valent donc :

$$E_{\text{fais}} = 94,24\ \text{GeV},$$

$$\Delta E_{\text{fais}} = E_{\text{fais}}\sqrt{\left(\frac{\Delta m_{Z\ MC}}{m_{Z\ MC}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m_{Z\ \text{données}}}{m_{Z\ \text{données}}}\right)^2} = 99\ \text{MeV}.$$

Cette mesure, qui a une erreur statistique assez élevée due à la statistique limitée d'événements $Z^0\gamma$ dans les données, permet néanmoins de confirmer la valeur mesurée de l'énergie de faisceau avec la dépolarisation résonante, 94,31 GeV en moyenne. En outre, l'erreur statistique sur l'énergie de faisceau peut être divisée par deux si cette méthode est appliquée aux quatre expériences du LEP. Avec toutes les données collectées lors de la deuxième phase du LEP, la luminosité intégrée attendue par expérience est environ 500 pb^{-1}, et ainsi l'erreur globale sur l'énergie de faisceau mesurée avec cette méthode peut encore être divisée quasiment par un facteur 2; l'erreur finale attendue est de l'ordre de 25 MeV, à comparer à l'erreur de 10 MeV escomptée avec le polarimètre. Cependant, cette méthode de contrôle de l'énergie de faisceau comporte des erreurs systématiques difficiles à évaluer.

6.3 Energie de l'électron

Pour cette thèse, il faut maintenant s'assurer que les paramètres qui entrent directement en jeu dans la mesure de la masse du W, tels l'énergie de l'électron, sont bien simulés dans le Monte Carlo.

La géométrie du détecteur conduit à distinguer les électrons qui font un angle avec le tube à vide supérieur à 40 degrés et qui déposent leur énergie dans l'HPC, des électrons à l'avant, qui la déposent dans l'EMF. En outre, l'avant du détecteur comporte beaucoup plus de matière, avec laquelle les électrons peuvent interagir par rayonnement bremsstrahlung en émettant un ou plusieurs photons avant d'atteindre le calorimètre.

6.3.1 Electrons dans l'HPC

La majorité des électrons utilisés pour la mesure de la masse du W sont détectés dans la partie centrale du détecteur, d'une part à cause de l'angle solide plus important, d'autre part à cause de l'efficacité de détection plus élevée.

Etude d'électrons de 45,5 GeV

Pour les tests sur l'énergie de l'électron, des événements Bhabha $e^+e^- \to e^+e^-$ enregistrés à une énergie dans le centre de masse voisine de 91 GeV sont utilisés. Le principe de l'étalonnage avec ces Bhabha est basé sur le fait que l'énergie des électrons dans l'état final est connue, elle est égale à l'énergie de faisceau. D'une part, la section efficace, importante à la résonance du Z^0, fait que l'on dispose d'une

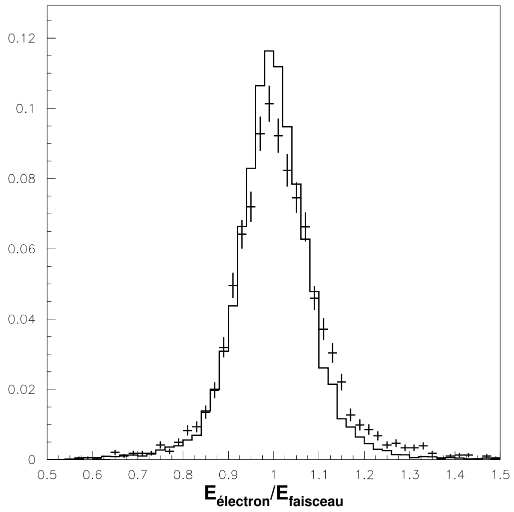

FIG. 6.9 – Distribution de l'énergie mesurée, corrigée par ELEPHANT, divisée par l'énergie de faisceau, pour des électrons Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ. La courbe pleine représente le Monte Carlo, les croix les données.

statistique suffisante pour un étalonnage précis de l'énergie de l'électron. D'autre part, au Z^0, les électrons ont, sauf si un photon ISR a été émis, une énergie voisine de 45,5 GeV, ce qui correspond à l'énergie typique d'un électron qui provient d'un événement WW semi-leptonique.

La sélection des événements Bhabha se fait avec les coupures suivantes :

- L'événement doit comporter deux amas d'énergie supérieure à 30 et à 25 GeV.
- L'angle entre les deux traces doit être supérieur à 170 degrés, car dans un événement Bhabha, les deux électrons sont émis dos à dos.
- Certaines coupures sont propres à la région centrale du détecteur. Il ne doit pas y avoir plus de quatre traces chargées dans l'événement, et au moins deux traces chargées dans l'acceptance de l'HPC, d'angle avec le tube à vide supérieur à 44 degrés.

L'important avec cette sélection est qu'elle ne permette pas une contamination par une autre réaction. Elle a ainsi été appliquée à 58000 événements $q\bar{q}(\gamma)$ simulés, qui constituent le canal de plus haute section efficace : aucun n'a été sélectionné.

Dans la partie centrale, la valeur brute de l'énergie mesurée par le calorimètre est modifiée par l'outil d'analyse ELEPHANT [66], qui corrige l'énergie de l'électron en tenant compte des pertes d'énergie qui peuvent exister si une partie de la gerbe électromagnétique arrive dans une zone morte du calorimètre. La distribution de cette énergie corrigée divisée par l'énergie de faisceau est montrée dans la figure 6.9.

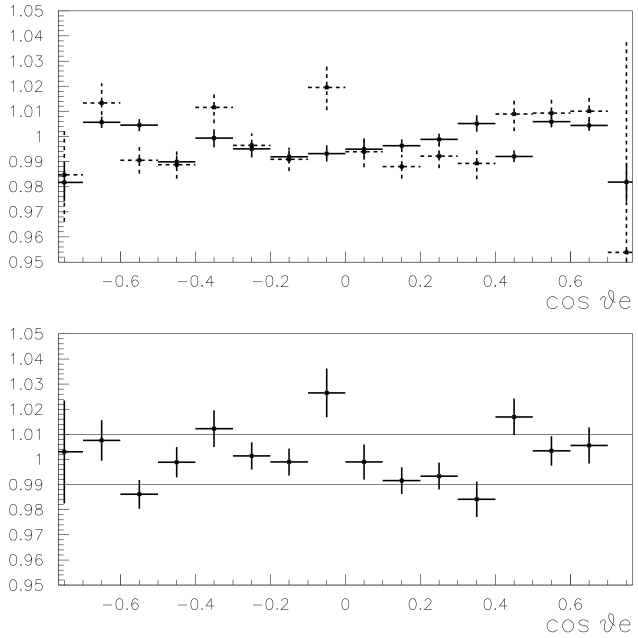

FIG. 6.10 – La figure du haut représente la position du maximum de la gaussienne qui ajuste l'énergie corrigée d'ELEPHANT divisée par l'énergie de faisceau pour des événements Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ, en fonction du cosinus de l'angle de l'électron avec le tube à vide. Les traits pleins représentent le Monte Carlo, les traits pointillés les données. La figure du bas représente le rapport entre le maximum des données et le maximum de la simulation, en fonction du cosinus de l'angle de l'électron avec le tube à vide. Une bande de $\pm 1\%$ est indiquée comme repère visuel.

Un ajustement gaussien de ces distributions a été effectué, il a conduit à trouver les valeurs moyennes et les résolutions suivantes respectivement, pour la simulation et les données :

$$\bar{\mathrm{M}} = \ 0,999 \pm 0,007, \ \ \sigma = \ 7,21 \pm 0,06\%,$$

$$\bar{\mathrm{M}} = \ 1,004 \pm 0,015, \ \ \sigma = \ 8,24 \pm 0,13\%.$$

Les valeurs moyennes sont en bon accord, il faut s'assurer que cela est vrai quel que soit le domaine angulaire. La figure 6.10 montre, pour la simulation et les données, la position du maximum de la gaussienne donné par l'ajustement suivant le domaine angulaire. Le rapport du maximum des données et du maximum du Monte Carlo est compatible avec 1, à $\pm 1\%$ près.

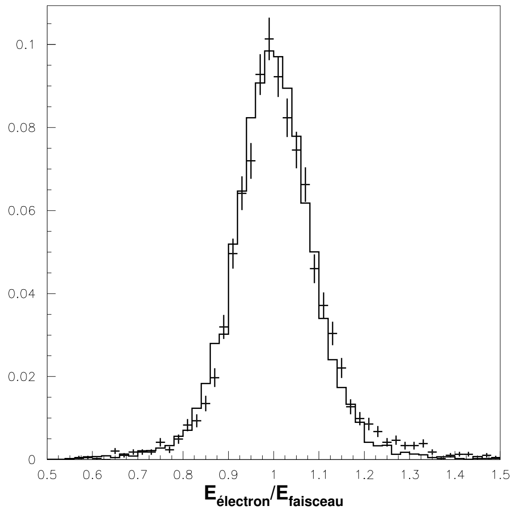

FIG. 6.11 – Distribution de l'énergie mesurée, corrigée par ELEPHANT, divisée par l'énergie de faisceau, pour des électrons Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ. La courbe pleine représente le Monte Carlo dans lequel la résolution sur l'énergie de l'électron a été dégradée, les croix les données.

La résolution est moins bonne dans les données que dans la simulation. Pour reproduire le mieux possible les données, la résolution du Monte Carlo est dégradée de 3,7%, cette dégradation permettant en partie de rendre compte d'une simulation imparfaite de la matière dans le détecteur : par exemple la position des câbles est mise de façon approchée dans le Monte Carlo. La figure 6.11 montre que la distribution du Monte Carlo modifié reproduit mieux les données. Pour la plupart des angles θ, cette dégradation de résolution permet au Monte Carlo de reproduire à peu près correctement la résolution des données (voir figure 6.12).

Maintenant que l'accord entre les données et le Monte-Carlo semble correct, dans la limite de la statistique d'événements Bhabha qui ont été produits au Z^0, il est nécessaire de tester aussi cet accord pour d'autres valeurs d'énergie de l'électron.

Etude d'électrons de haute énergie

A plus haute énergie, il est possible d'utiliser des événements Bhabha produits à 183 ou 189 GeV : on teste ainsi l'étalonnage en énergie d'électrons de 91,5 ou de 94,5 GeV. La figure 6.13 montre la distribution d'énergie de l'électron, corrigée par ELEPHANT, divisée par l'énergie de faisceau, pour le Monte Carlo auquel on a appliqué la dégradation de résolution déterminée à 91 GeV et pour les données. L'énergie

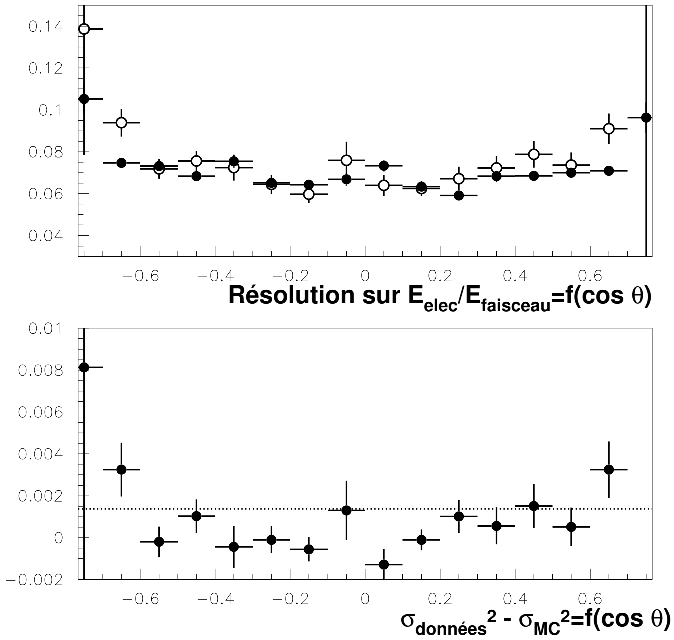

FIG. 6.12 – Résolution du rapport entre l'énergie corrigée d'ELEPHANT et l'énergie de faisceau dans la simulation non dégradée et les données pour des Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction du cosinus de l'angle de l'électron avec le tube à vide. Les points noirs représentent le Monte Carlo, les points blancs les données. La figure du bas représente la différence entre le carré de la résolution dans les données et le carré de la résolution dans la simulation. La ligne horizontale pointillée indique le carré de la dégradation de résolution qui va ensuite être appliquée à la simulation. Le fait que la dégradation qui est appliquée soit en moyenne supérieure à la dégradation dans chaque intervalle est dû à la dispersion des valeurs moyennes suivant l'intervalle (voir figure 6.10).

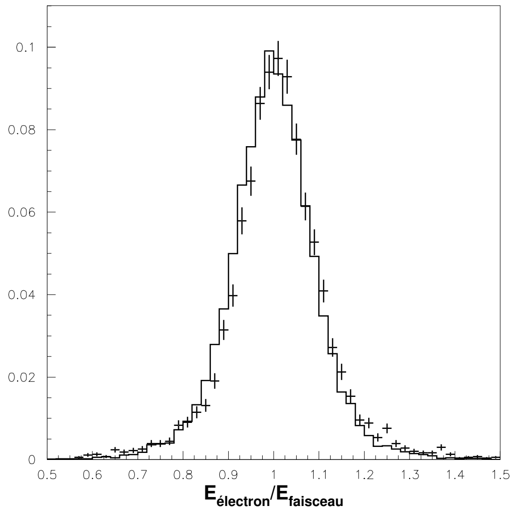

FIG. 6.13 – Distribution de l'énergie mesurée, corrigée par ELEPHANT, divisée par l'énergie de faisceau, pour des électrons Bhabha à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. La courbe pleine représente le Monte Carlo dans lequel la résolution sur l'énergie de l'électron a été dégradée, les croix les données.

moyenne de l'électron dans les données est supérieure d'environ 1% à celle mesurée dans la simulation, la résolution est un peu moins bonne dans le Monte Carlo. En fait, pour de telles énergies d'électron, des phénomènes de fuite peuvent commencer à apparaître : même si l'épaisseur de l'HPC, $\frac{17{,}5\ X_0}{\sin\theta}$ où X_0 est la longueur de radiation, fait que, dans la majorité des cas, la gerbe électromagnétique est entièrement contenue dans le calorimètre; pour certains événements cependant, l'électron ne dépose pas toute son énergie dans l'HPC et dans ce cas, la mesure est faussée. Si la simulation ne décrit pas parfaitement ces phénomènes de fuite, l'accord entre les données et le Monte Carlo s'en trouve affecté. Cela étant, les électrons produits par désintégrations de paires de W, ont une énergie plus faible que celle des Bhabha (72,1 GeV au maximum au lieu de 94,5 GeV), et le calorimètre peut avoir une réponse différente pour ces deux énergies. Cependant, comme la différence de résolution entre le Monte Carlo dégradé et les données n'est pas très importante, la même dégradation de résolution de l'énergie de l'électron a été appliquée aux événements simulés WW semi-leptoniques.

Une autre méthode pour tester l'accord entre les données et la simulation consiste à utiliser la conservation de l'énergie-impulsion dans un événement à trois corps, pour calculer les énergies à partir de la mesure des angles.

Cette méthode déjà décrite dans la partie 6.2, peut s'appliquer aux événements Bhabha radiatifs, dans lesquels un électron émet un photon à bas angle avant d'interagir avec l'autre électron. En négligeant la masse de l'électron et en supposant que le

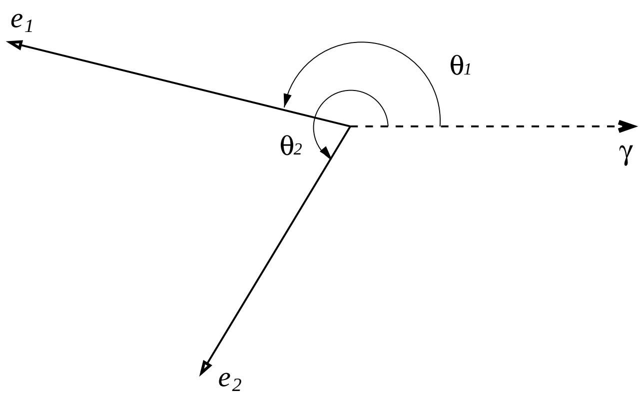

FIG. 6.14 – Définition des angles pour un événement Bhabha radiatif $e^+e^-\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$.

photon est émis dans le tube à vide, il est possible de calculer l'énergie de l'électron 1, à partir des angles définis dans la figure 6.14 :

$$E_{\text{calc e1}} = \frac{E_{CM}}{1 - \cos(\theta_1) - \frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)}(1 - \cos(\theta_2))},$$

$$E_{\text{calc e2}} = \frac{E_{CM}}{1 - \cos(\theta_2) - \frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_1)}(1 - \cos(\theta_1))}.$$

Cette méthode permet de tester la mesure de l'énergie des électrons de haute énergie, comprise entre 60 et 94,5 GeV. Pour sélectionner des événements Bhabha radiatifs, les mêmes coupures que pour les Bhabha sont appliquées, sauf pour le supplémentaire de l'angle entre les électrons, qui doit être plus grand que 10 degrés pour rejeter les Bhabha non radiatifs. Les angles sont mesurés à partir des dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques.

La figure 6.15 montre sur un échantillon de simulation que pour la majorité des événements, l'énergie calculée reproduit bien l'énergie mesurée. Les queues de distributions à haute énergie simulée sont dues à l'impulsion transverse du photon, qui peut être non nulle. Cependant, la comparaison données Monte Carlo reste valable tant que le Monte Carlo reproduit bien le spectre en impulsion transverse des photons ISR des données.

Les résultats de la comparaison entre les données et le Monte Carlo, en fonction de l'énergie calculée sont indiqués en figure 6.16. Les données ont une énergie reconstruite compatible dans un écart de $\pm 1\%$ avec celle de la simulation.

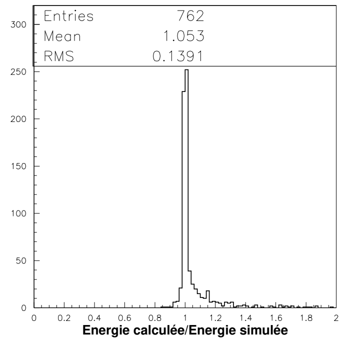

FIG. 6.15 – Rapport entre l'énergie calculée à partir de la mesure des angles et l'énergie simulée, pour une simulation d'électrons d'événements Bhabha radiatifs.

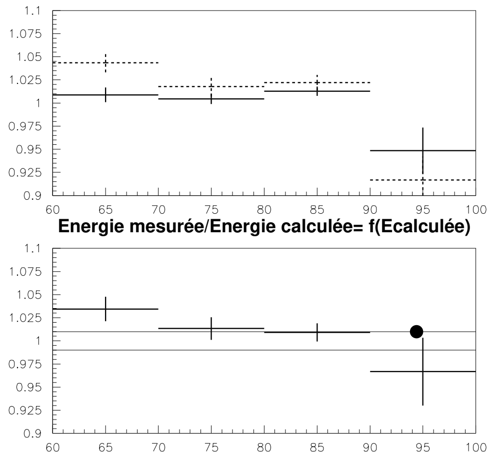

FIG. 6.16 – La figure du haut représente l'énergie mesurée divisée par l'énergie caculée en fonction de l'énergie calculée pour des électrons d'événements Bhabha radiatifs, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de ±1% est indiquée pour référence. Le gros point noir représente la valeur du rapport entre les moyennes des données et de la simulation, obtenues avec un ajustement gaussien, pour des événements Bhabha à 189 GeV.

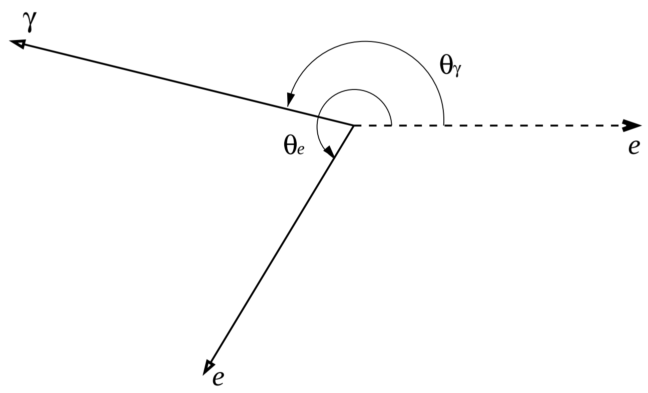

FIG. 6.17 – Définition des angles pour un événement Compton $e^+e^-\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Etude d'électrons de faible énergie

Le test de l'étalonnage de l'énergie des électrons d'énergie plus faible peut se faire avec la même méthode, pour des événements Compton virtuel. Dans ces événements, l'électron, au lieu d'interagir avec l'autre électron, interagit avec un photon émis par celui-ci. Il est ainsi possible dans ce cas aussi de calculer l'énergie de l'électron en mesurant les angles et en supposant que l'autre électron n'a pas interagi et est parti dans le tube à vide. L'énergie de l'électron s'exprime, avec la définition des angles de la figure 6.17 :

$$\mathrm{E}_{\mathrm{calc\ e}} = \frac{\mathrm{E}_{\mathrm{CM}}}{1-\cos(\theta_{\mathrm{e}}) - \frac{\sin(\theta_{\mathrm{e}})}{\sin(\theta_\gamma)}(1-\cos(\theta_\gamma))}.$$

Ces événements permettent de faire une comparaison entre l'étalonnage dans la simulation et l'étalonnage dans les données, pour des énergies d'électron comprises entre 20 et 50 GeV. Les événements Compton virtuel sont sélectionnés avec les coupures suivantes :

- L'événement doit comporter au moins une trace chargée.
- Le photon doit être présent dans l'acceptance de l'EMF et doit avoir une énergie de plus de 2 GeV, une impulsion transverse de plus d'1 GeV/c. On exclut de l'analyse la zone de recouvrement de l'EMF et du STIC, comprise entre 9,8 et 11 degrés.
- L'électron présent dans l'HPC doit avoir une énergie supérieure à 1 GeV.
- L'impulsion transverse du système électon-photon doit être inférieure à 5,3 GeV/c, afin de sélectionner des événements ou les candidats lepton et photon vérifient approximativement la conservation de l'énergie-impulsion dans le plan transverse. Le photon et l'électron doivent être situés du même côté (gauche ou droite) du détecteur, afin de rejeter les événements où le photon émis par

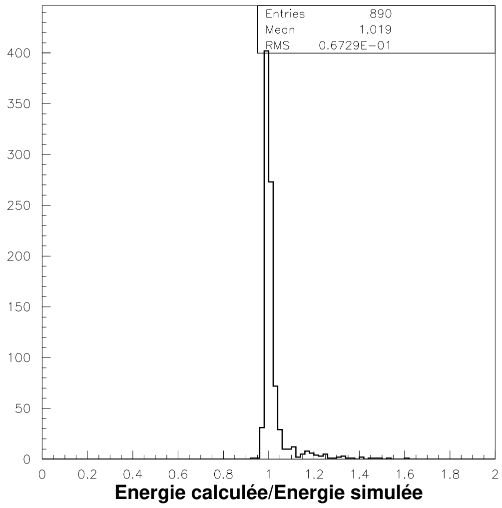

FIG. 6.18 – Rapport entre l'énergie calculée à partir de la mesure des angles et l'énergie simulée, pour une simulation d'électrons d'événements Compton virtuel à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV.

l'électron a une énergie importante, et qui peut ainsi faire dévier cet électron du tube à vide. Le système électron-photon doit avoir une énergie supérieure à 35 GeV.

L'énergie calculée reproduit correctement l'énergie simulée de l'électron, comme le montre la figure 6.18. Comme dans le cas des événements Bhabha radiatifs, les queues de distribution à haute énergie, dues à l'impulsion transverse des ISR négligée dans la méthode, ne sont pas importantes tant que le Monte Carlo reproduit bien la distribution d'impulsion transverse des ISR.

La comparaison données-Monte Carlo (figure 6.19), même si la statistique est limitée (environ 300 événements Compton sont sélectionnés dans les données), en particulier au-delà de 40 GeV, permet de voir que l'accord est correct.

L'intérêt de cette méthode, avec les événements Bhabha radiatifs et Compton virtuel, est donc de permettre une comparaison données-Monte Carlo de l'étalonnage de l'HPC pour des énergies différentes de 45,5 GeV.

Combinaison de l'énergie et de l'impulsion

Une fois testé l'accord entre la simulation et les données, il est possible d'améliorer la résolution sur l'énergie de l'électron en utilisant en plus de l'information du

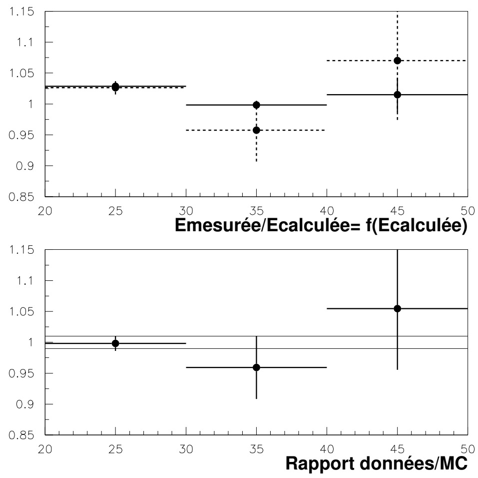

FIG. 6.19 – La figure du haut représente l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée en fonction de l'énergie calculée pour des électrons d'événements Compton virtuel, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de $\pm 1\%$ est indiquée pour référence visuelle.

calorimètre celle donnée par le détecteur de traces. Dans cette étude, la masse de l'électron est négligée et son impulsion est supposée égale à son énergie. La méthode de combinaison a été testée sur des événements Bhabha à 91 GeV.

Pour avoir une information non biaisée sur l'impulsion de la trace, il est nécessaire de refaire un ajustement de la trace sans tenir compte des informations de l'OD. En effet avant de donner des impacts dans ce détecteur, un électron traverse la paroi externe de la TPC et le RICH, qui représentent une grande épaisseur de matière ($\frac{48\% X_0}{\sin\theta}$). L'électron a ainsi tendance à perdre de l'énergie en émettant des photons par rayonnement bremsstrahlung et si on prend en compte les impacts dans l'OD dans l'ajustement de la trace, on a tendance à sous-estimer l'impulsion. La figure 6.20 montre que le réajustement sans l'OD permet de diminuer la queue à basse impulsion de la distribution.

Dans une première approche, une étude a été entreprise pour voir s'il est possible de corriger l'impulsion en y ajoutant l'énergie déposée dans l'HPC par les photons émis par bremsstrahlung, avant la TPC, de façon analogue à la méthode employée à LEP1 pour des électrons de basse énergie provenant de la désintégration de quarks lourds. Dans ce but, on suppose qu'un photon est émis tangentiellement à la trajectoire de l'électron, au niveau de la paroi interne de la TPC, zone où il y a le plus de matière avant la TPC. La table 6.2 donne la séparation angulaire en ϕ due au champ magnétique, entre le dépôt d'énergie du photon et celui de l'électron, suivant

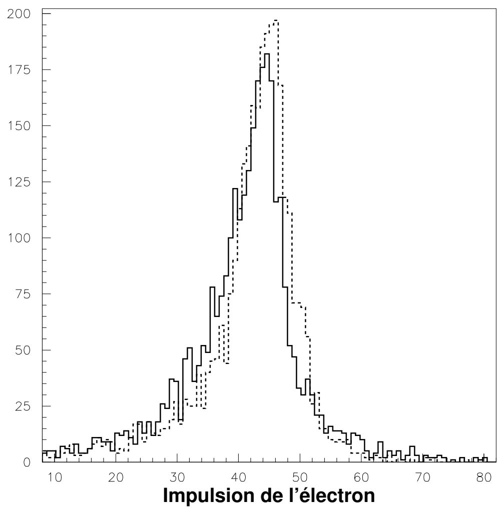

FIG. 6.20 – Impulsion de l'électron, pour des événements Bhabha dans les données à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ. La courbe en trait plein représente l'impulsion sans réajustement, la courbe pointillée l'impulsion réajustée sans l'OD.

l'énergie emportée par le photon. Comme la granularité de l'HPC est de un degré, ces deux dépôts d'énergie ne peuvent être séparés que lorsque l'énergie du photon est supérieure à 30 GeV, donc que dans très peu d'événements.

E_γ (GeV)	Séparation angulaire des dépôts d'énergie (en degrés)
1	0,37
10	0,46
20	0,64
30	1,05

TAB. 6.2 – Séparation angulaire entre le dépôt d'énergie du photon émis et celui de l'électron, dans l'HPC pour des électrons de 45,5 GeV. Le photon est émis tangentiellement à la trajectoire de l'électron, au niveau de la paroi interne de la TPC.

Une seconde approche consiste à corriger chaque événement d'une manière statistique. Un électron d'énergie initiale $\mathrm{E_0}$ qui a traversé de la matière sur une épaisseur $\mathrm{tX_0}$ avec $\mathrm{X_0}$ longueur de radiation du matériau traversé a comme probabilité d'avoir son énergie comprise entre E et E + dE [67] :

$$\mathrm{w(E,E_0)dE = \frac{1}{E_0}\frac{[\ln(\frac{E_0}{E})]^{t/\ln 2-1}}{\Gamma(t/\ln 2)}dE},$$

avec Γ la fonction Gamma et t= 7,9% épaisseur moyenne de matière traversée par l'électron avant d'arriver dans la TPC.

La paramétrisation de la distribution d'impulsion d'électrons d'événements Bhabha est obtenue en convoluant cette distribution de probabilité (avec $\mathrm{E_0} = \mathrm{E_f}$ énergie de faisceau) avec la résolution du système de détection de traces, pour lequel la distribution de $\frac{1}{\mathrm{P}}$ est prise comme une fonction gaussienne de résolution $\sigma_{1/\mathrm{P}}$:

$$\mathrm{F}(\mathrm{p}, \mathrm{E_f}) = \int_0^{\mathrm{E_f}} \mathrm{w}(\mathrm{E}, \mathrm{E_f}) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1/\mathrm{p}}} \exp\left(-\frac{(1/\mathrm{E} - 1/\mathrm{p})^2}{2\sigma_{1/\mathrm{p}}^2}\right) \frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{p}^2}. \qquad (6.1)$$

Pour déterminer la résolution du système de détection de traces $\sigma_{1/\mathrm{p}}$, des électrons d'événements WW semi-leptoniques, pour lesquels l'énergie générée varie, sont utilisés.

$$\sigma_{1/p} = 0,001\sqrt{1,5 + \frac{2500}{p^2}},$$

où le terme en $\frac{1}{\mathrm{p}^2}$ tient compte de la diffusion multiple, décrit relativement bien les distributions d'impulsion d'événements WW, comme le montre la figure 6.21, et c'est cette résolution qui est utilisée.

La combinaison de l'énergie et de l'impulsion de l'électron utilise une méthode de maximum de vraisemblance [68]. Soit X la vraie énergie de l'électron, E l'énergie mesurée par le calorimètre et p l'impulsion mesurée par le système de détection de traces (sans l'OD). Il faut minimiser le produit des deux probabilités, qui traduisent chacune un effet, de détecteur ou physique :

- A cause de la résolution du calorimètre, l'énergie mesurée n'est pas X, mais E. P(X$\rightarrow$E) est ainsi la probabilité que l'énergie de l'électron soit X, si l'énergie mesurée est E. C'est une fonction gaussienne G(X,E), avec une résolution dépendant de θ, par exemple entre 50 et 70 degrés :
  $\frac{\sigma_X}{X} = \sqrt{(4,8\%)^2 + (\frac{48\%}{\sqrt{X}})^2}$.
- A cause à la fois du bremsstrahlung et de la résolution du système de détection de traces, l'impulsion mesurée n'est pas X, mais p. P(X$\rightarrow$p) est la probabilité que l'énergie de l'électron soit X, si le système de détection de traces mesure p. Elle est donnée par F(p,X).

La minimisation donne la valeur de X la plus probable, qui est appelée énergie combinée. L'énergie combinée permet d'améliorer la résolution sur l'énergie de l'électron de 8,2% à 6,9% pour des Bhabha à 91 GeV (voir figure 6.22) sélectionnés dans les données, ce qui permet une réduction de l'erreur statistique sur la masse du W d'environ 2,5% dans le canal électron.

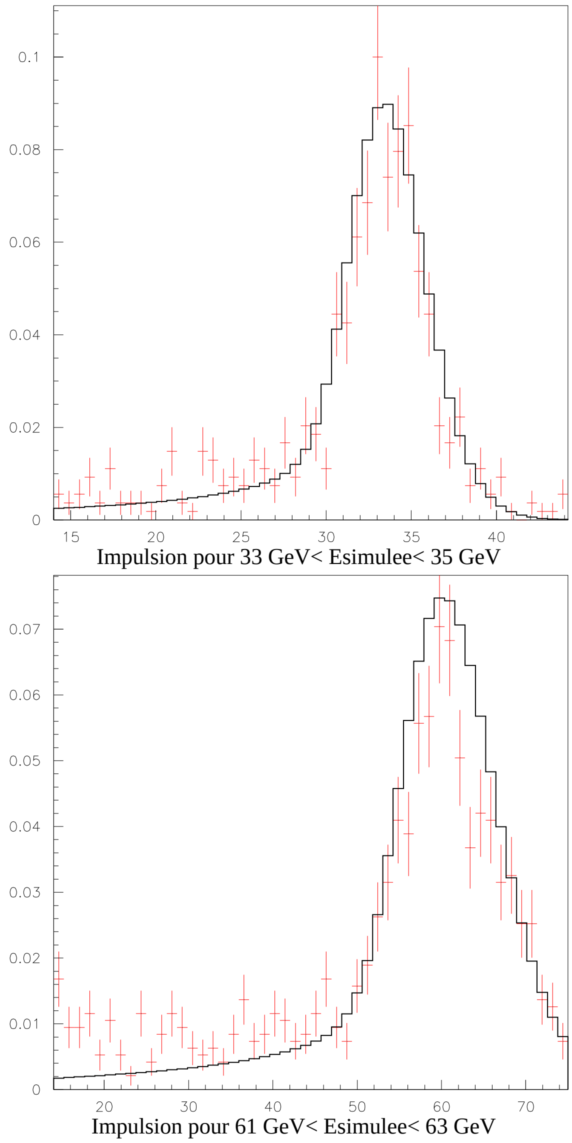

FIG. 6.21 – Distribution de l'impulsion de l'électron, réajustée sans l'OD, pour une simulation d'électrons d'événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$. Dans la figure au dessus, l'énergie simulée de l'électron est comprise entre 33 et 35 GeV, dans la figure en dessous entre 61 et 63 GeV. Les croix représentent la simulation, le trait plein la paramétrisation.

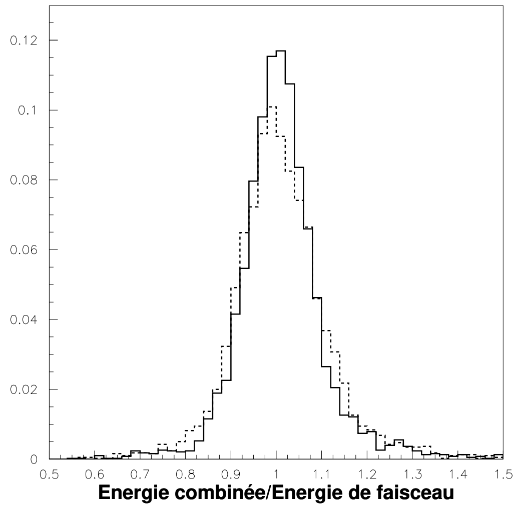

FIG. 6.22 – Distribution d'énergie d'électrons Bhabha à 91 GeV environ dans l'HPC dans les données. La courbe en trait plein représente l'énergie combinée, divisée par l'énergie de faisceau, la courbe pointillée l'énergie corrigée d'ELEPHANT divisée par l'énergie de faisceau.

6.3.2 Electrons à l'avant

A l'avant du détecteur, il peut y avoir beaucoup plus de matière devant le calorimètre (jusqu'à 2 X_0). Ainsi, la "clusterisation", c'est-à-dire le fait d'ajouter l'énergie des photons émis par bremsstrahlung devient beaucoup plus importante. D'autre part, trois domaines angulaires correspondant à des géométries du détecteur assez différentes sont distinguées. Il est néanmoins important de pouvoir garder les événements WW semi-leptoniques dans lesquels l'électron se trouve à l'avant, car ainsi on peut sélectionner environ 20% d'événements en plus dans le canal électron (voir paragraphe 5).

Ajout de l'énergie des photons émis par bremsstrahlung

Lorsque l'électron a un angle compris entre 32 et 37 degrés par rapport au tube à vide, il traverse la paroi externe de la TPC, d'épaisseur moyenne $\frac{141\%X_0}{\cos\theta}$ avant de déposer son énergie dans l'EMF et il perd donc une partie importante de son énergie par rayonnement bremsstrahlung. La région entre 10 et 15 degrés est également particulière à cause du léger recouvrement du STIC et de l'EMF, et à cause de l'énorme quantité de matière (bout de l'ID, électronique du VFT) que traverse l'électron avant de déposer son énergie dans le calorimètre : c'est dans ce domaine que l'énergie perdue est la plus grande.

Il faut donc ajouter l'énergie des photons dans un certain cône autour du dépôt d'énergie de l'électron. La taille du cône doit être à la fois suffisamment grande pour englober la majeure partie des photons de bremsstrahlung et pas trop grande pour ne pas englober de traces provenant du reste de l' événement WW semi-leptonique.

On détermine cet optimum, sur des événements Bhabha à 91 GeV, par exemple dans le domaine angulaire 15-32 degrés, en ajoutant l'énergie des photons à celle de l'électron dans un certain cône, et en faisant varier la taille du cône. Un ajustement gaussien de la somme de ces énergies divisée par l'énergie de faisceau nous donne la valeur moyenne et la résolution (figures 6.23 et 6.24).

A partir de 8 degrés environ, on ne récupère plus d'énergie et on n'améliore plus la résolution sur l'énergie de l'électron en augmentant encore la taille du cône. Pour ne pas risquer d'associer d'une trace provenant d'un jet avec l'électron, un angle de 8 degrés a ainsi été choisi pour l'analyse des données à 183 GeV.

Etude suivant le domaine angulaire

A 189 GeV, un algorithme différent de reconstruction du cluster électromagnétique, REMCLU (voir paragraphe 5.2.1), a été choisi. Dans les différents domaines angulaires de l'EMF précédemment définis, une comparaison de l'énergie dans la simulation et les données est effectuée avec des électrons provenant d'événements Bhabha à 91 GeV environ.

La figure 6.25 montre les distributions d'énergie obtenues pour la simulation et les données, dans les trois domaines angulaires.

Les résultats des ajustements gaussiens de ces distributions sont indiqués dans la table 6.3.

Domaines	Moy. MC	Moy. données	Rés. MC	Rés. données
11-15 degrés	0,908±0,002	0,927±0,002	8,6 ± 0,1%	10,5 ± 0,2%
15-32 degrés	0,963±0,001	0,959±0,001	6,8 ± 0,1%	7,7 ± 0,1%
32-37 degrés	0,947±0,004	0,930±0,009	7,0 ± 0,3%	11,4 ± 0,8%

TAB. 6.3 – Valeurs moyennes et résolutions, donnés par un ajustement gaussien de l'énergie clusterisée par REMCLU divisée par l'énergie de faisceau, sur des Bhabha à 91 GeV environ, pour la simulation et les données. Les erreurs qui sont données sont des erreurs statistiques.

D'autre part, lors de cette étude, il a également été vérifié qu'il n'y a pas de différence notable entre la partie avant et la partie arrière du calorimètre.

De la même façon que dans l'HPC, la mesure de l'énergie dans l'EMF a été corrigée pour le Monte Carlo : l'énergie est multipliée par un facteur correctif pour corriger

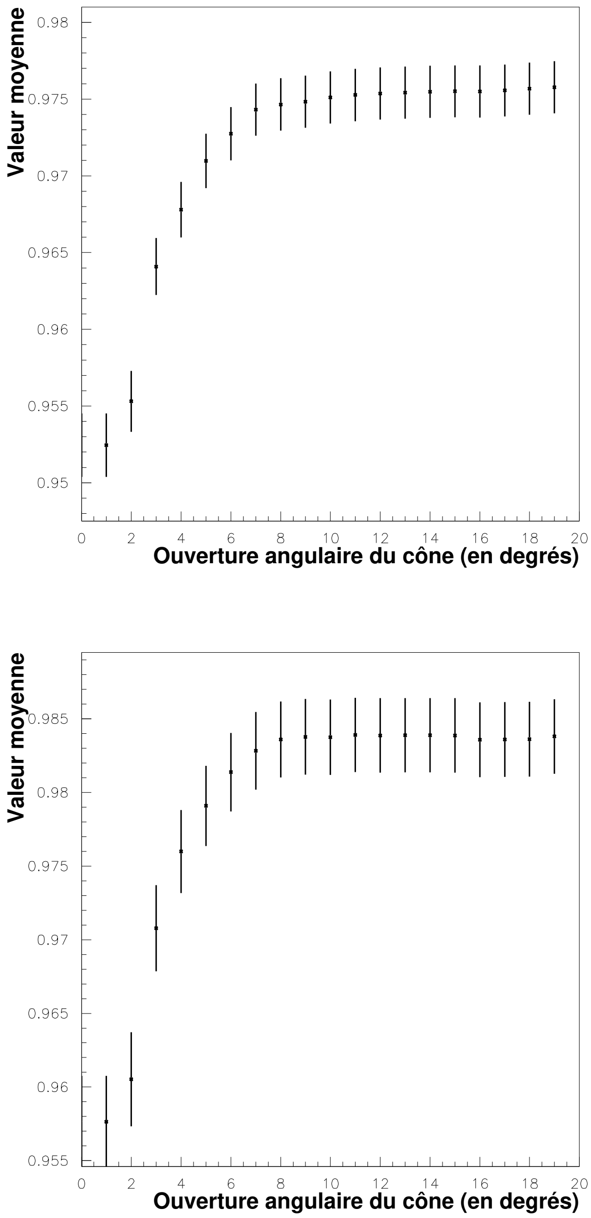

FIG. 6.23 – Distribution de la valeur moyenne de l'énergie de l'électron à laquelle on a ajouté l'énergie des photons dans un certain cône divisée par l'énergie de faisceau en fonction de l'ouverture angulaire de ce cône en degrés pour des Bhabha à 91 GeV environ. Les points du haut proviennent de la simulation, ceux du bas des données.

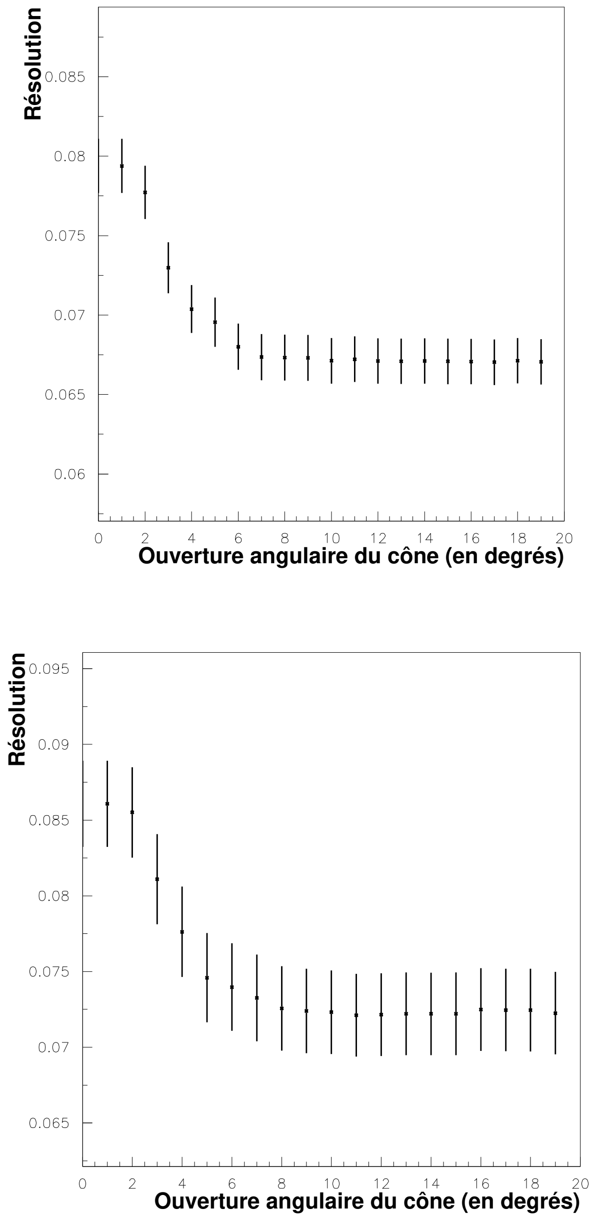

FIG. 6.24 – Distribution de la résolution de l'énergie de l'électron à laquelle on a ajouté l'énergie des photons dans un certain cône divisée par l'énergie de faisceau en fonction de l'ouverture angulaire de ce cône en degrés pour des Bhabha à 91 GeV environ. Les points du haut proviennent de la simulation, ceux du bas des données.

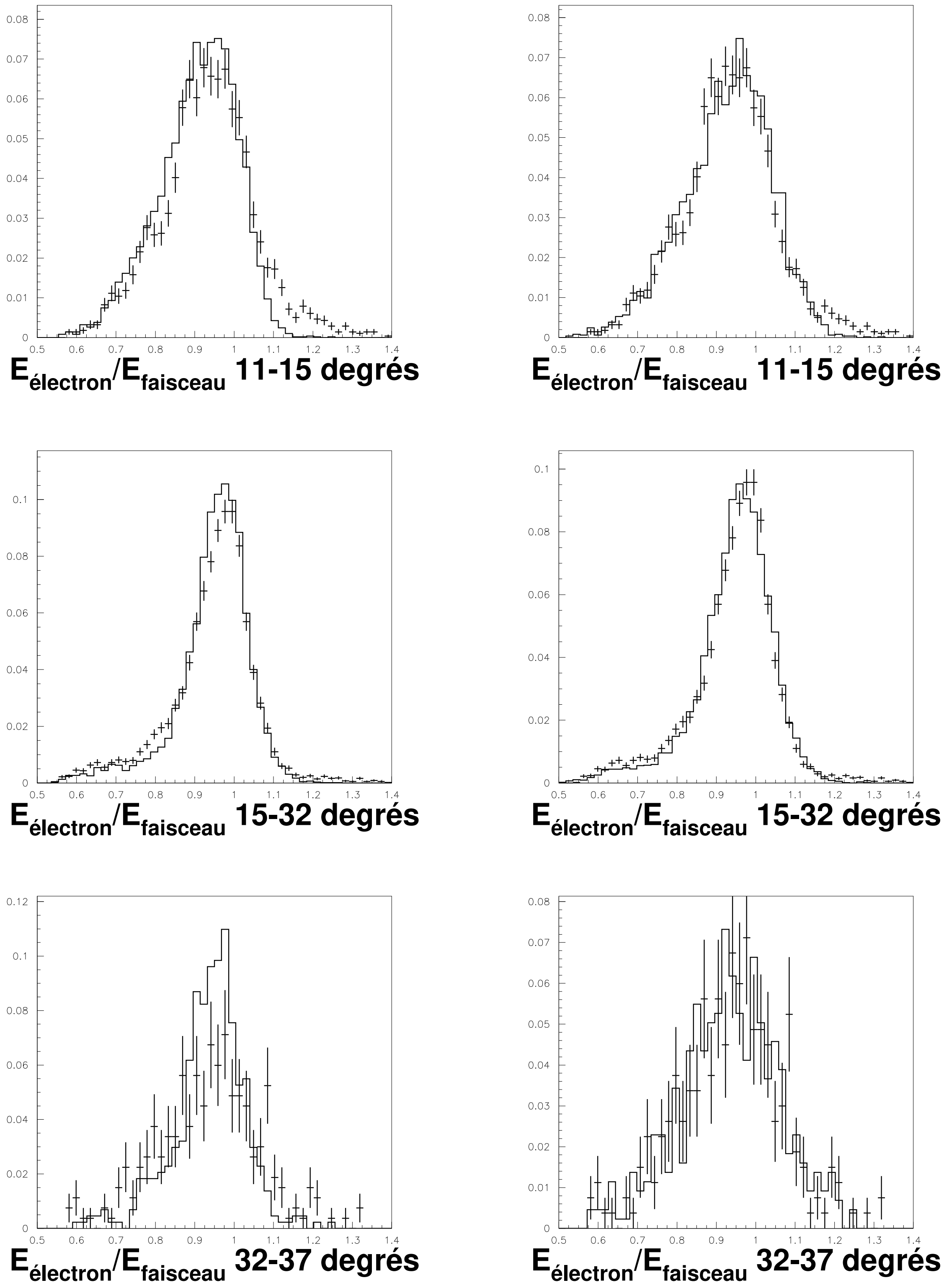

FIG. 6.25 – Distribution de l'énergie de l'électron, mesurée avec l'algorithme de clusterisation REMCLU, divisée par l'énergie de faisceau pour des électrons Bhabha à environ 91 GeV. Trois domaines angulaires sont distingués suivant l'angle de l'électron avec le tube à vide : 11-15 degrés, 15-32 degrés et 32-37 degrés. La courbe en trait plein représente la simulation, les croix les données. Dans le cas des figures de gauche, la simulation n'est pas corrigée, pour les figures de droite la simulation est corrigée.

l'étalonnage, et la distribution du Monte Carlo est élargie pour reproduire la résolution des données et tenir compte de la simulation imparfaite de la matière dans le Monte Carlo. La figure 6.25 montre la superposition des distributions d'énergies du Monte Carlo corrigé et des données.

L'accord entre les données et le Monte Carlo est, après correction de la simulation, raisonnable.

6.4 Impulsion du muon

Une quantité importante dans la mesure de la masse du W dans les événements semi-leptoniques muon est l'impulsion du muon. Compte-tenu du fait que la résolution sur l'impulsion du muon mesurée avec les détecteurs de traces est meilleure que celle sur l'énergie de l'électron mesurée à l'aide des calorimètres électromagnétiques, l'accord entre la simulation et les données pour l'impulsion du muon doit être encore meilleur que pour l'énergie de l'électron, si on ne veut pas avoir une erreur systématique importante sur la masse.

L'étude de l'impulsion du muon est effectuée sur des événements dimuons, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Comme pour les Bhabha, l'intérêt de ces événements réside dans le fait que les muons produits ont pour énergie l'énergie de faisceau, sauf si un photon ISR ou FSR a été produit. On étudie ces événements à la résonance du Z^0 pour avoir une statistique importante et donc une comparaison données-Monte Carlo assez précise, et parce que l'énergie moyenne d'un muon issu d'un événement WW semi-leptonique est voisine de 45,5 GeV.

La sélection des dimuons est basée sur les critères suivants :

- L'événement doit avoir deux traces chargées, d'angle polaire compris entre 11 et 169 degrés et d'impulsion supérieure à 15 GeV/c.
- Le paramètre d'impact d'une trace doit être inférieur à 0,2 centimètres en $r\phi$ et à 4,5 centimètres en z.
- L'une au moins des deux traces doit être identifiée comme un muon "standard" ou "tight"par les chambres à muon.
- Le supplémentaire de l'angle entre les deux muons doit être inférieur à 1 degré, car les deux muons sont émis dos-à-dos à cause de la conservation de l'énergie-impulsion.

Afin d'améliorer la résolution sur l'impulsion, on la réajuste en imposant la contrainte de la position moyenne du point d'interaction entre l'électron et le positon incidents. La figure 6.26 montre l'effet de ce réajustement, à la fois sur la simulation et sur les données, pour des muons au centre du détecteur, où à priori les effets de mauvais alignement sont plus faibles. Sur les données la résolution de $\frac{E_{faisceau}}{P}$ est réduite de 4,5 à 4,2%. Ainsi, désormais, l'impulsion réajustée avec la position moyenne du point d'interaction est utilisée.

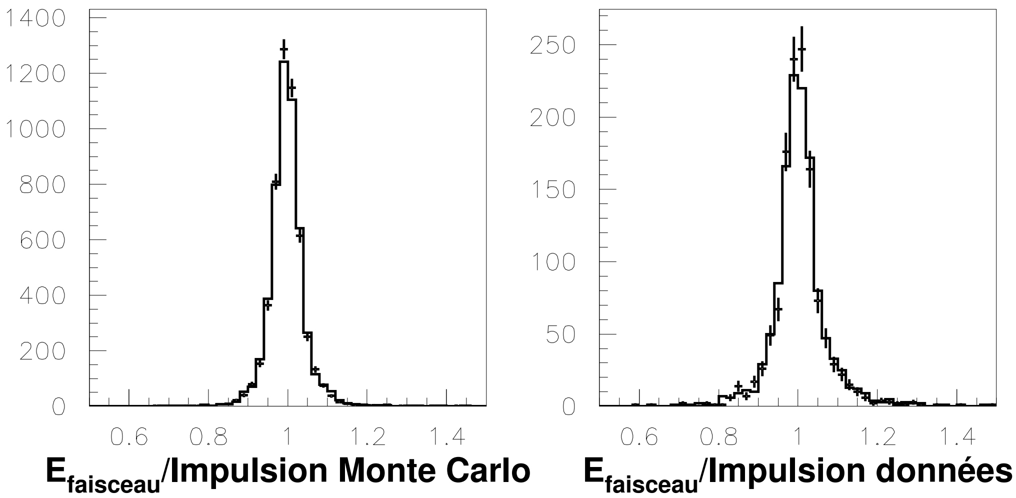

FIG. 6.26 – Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon, pour des muons qui font un angle avec le tube à vide compris entre 36 et 80 degrés. Il s'agit d'événements dimuons, dans la simulation et dans les données, enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ. La courbe en trait plein correspond à l'impulsion sans réajustement, les croix à l'impulsion en imposant à la trace de passer par la position moyenne du point d'interaction entre l'électron et le positon incidents.

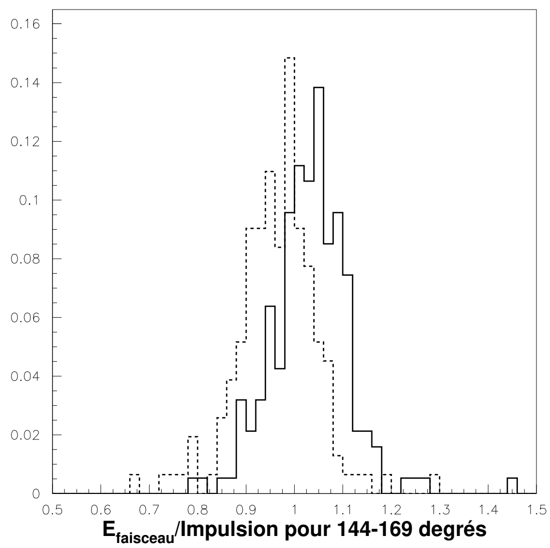

FIG. 6.27 – Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons qui font un angle avec le tube à vide compris entre 144 et 169 degrés. Il s'agit d'événements dimuons réels enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ. La courbe en trait plein correspond aux μ^+, la courbe pointillée aux μ^-.

Pour tester un effet géométrique éventuel (désalignement, distorsion) dû à un détecteur particulier, les études sont faites dans différents domaines angulaires, et on sépare les μ^+ des μ^-. En effet, si le détecteur est décalé par rapport à sa position supposée et utilisée pour mesurer l'impulsion des traces chargées, la flèche de la trajectoire de la particule est affectée. Or la flèche est justement sensible à $\frac{1}{\mathrm{P_t}}$, avec $\mathrm{P_t}$ l'impulsion transverse de la particule. Les distributions de $\frac{1}{\mathrm{P_t}}$ pour les μ^+ et les μ^- sont donc décalées. Ainsi, même si l'accord données-Monte Carlo est correct pour les distributions cumulées des μ^+ et des μ^-, ceci peut être un effet de compensation masquant un désaccord au niveau des distributions de μ^+ et de μ^-. Un tel désaccord a un effet sur la masse, car compte-tenu de l'orientation des faisceaux incidents, les μ^- issus d'événements WW semi-leptoniques sont majoritairement situés dans l'hémisphère des z négatifs.

En fait, on observe justement un effet de ce type avec les données enregistrées en 1998, lorsque le muon fait un angle avec le tube à vide compris entre 144 et 169 degrés. La figure 6.27 montre que les distributions représentant les μ^+ et les μ^- détectés dans les données à 91 GeV sont décalées l'une par rapport à l'autre, ce qui peut s'expliquer par un effet de mauvais alignement dans le plan transverse.

Ce défaut de mauvais alignement peut être corrigé par une translation de $\frac{1}{\mathrm{P_t}}$ pour

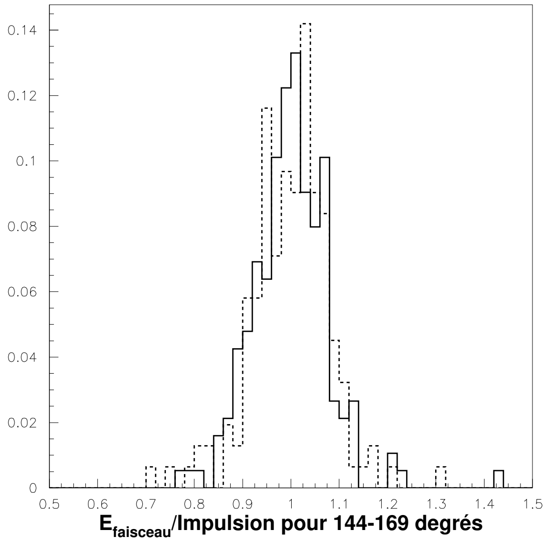

FIG. 6.28 – Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons, qui font un angle avec le tube à vide compris entre 144 et 169 degrés. Il s'agit d'événements dimuons réels enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ, après correction de l'effet de mauvais alignement. La courbe en trait plein correspond aux μ^+, la courbe pointillée aux μ^-.

chaque trace :

$$\frac{1}{\mathrm{P_t}} \rightarrow \frac{1}{\mathrm{P_t}} + \mathrm{A} \times \text{ Charge}$$

où A est la correction à déterminer, qui dépend du domaine angulaire considéré. La figure 6.28 montre l'effet de la correction entre 144 et 169 degrés. Après la correction des données, la distribution des μ^+ se superpose bien en moyenne avec celle des μ^- et en outre la distribution totale des μ a une meilleure résolution, qui passe de 7,3 à 6,7% dans ce domaine angulaire.

Les corrections à appliquer aux données ont été déterminées pour les différents domaines angulaires. Dans la pratique, les effets de mauvais alignement sont présents principalement à l'avant du détecteur, et aussi principalement dans la région des z négatifs.

La résolution dans le Monte Carlo est dégradée pour reproduire les données. La figure 6.29 montre les distributions d'impulsion pour la simulation et les données, toujours entre 144 et 169 degrés.

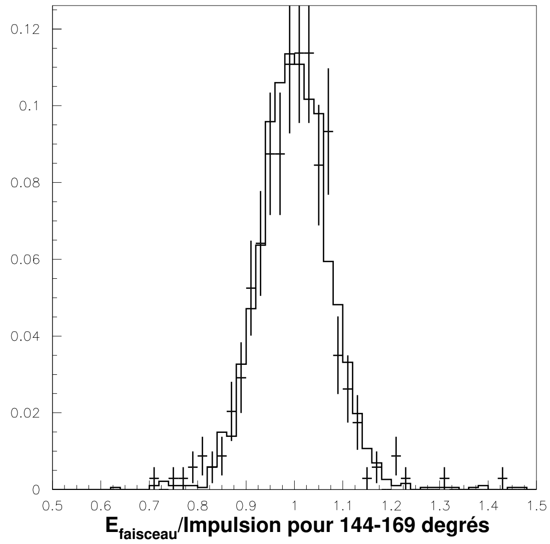

FIG. 6.29 – Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons d'événements dimuons réels enregistrés à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ, après correction de l'effet de mauvais alignement et correction du Monte Carlo. L'angle des muons avec le tube à vide est compris entre 144 et 169 degrés. La courbe en trait plein représente la simulation, les croix les données.

Enfin, comme pour les électrons, on peut se demander si ces corrections des données et de la simulation, s'appliquent pour tout le spectre d'impulsion des muons d'événements WW semi-leptoniques. Si les corrections sont dues à un effet d'alignement, le type de correction indiqué précédemment s'applique à des muons de toute énergie. Il est possible de tester l'effet des corrections sur des événements dimuons à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. Cependant, dans ce cas, la statistique plus limitée fait qu'on doit regrouper tous les domaines angulaires en un seul (figure 6.30).

Globalement, la correction déterminée sur les dimuons à 91 GeV donne un résultat correct quand elle est appliquée à des dimuons collectés à 189 GeV. La statistique de dimuons à haute énergie est cependant trop limitée pour pouvoir envisager des tests plus fins.

A 91 GeV, l'accord entre les données et la simulation est correct, dans la limite de 0,5% (voir figure 6.31).

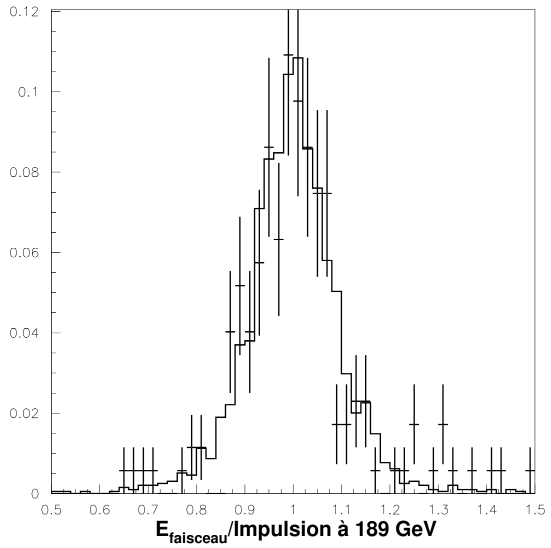

FIG. 6.30 – Distribution de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons d'événements dimuons réels a 189 GeV dans le centre de masse, après correction de l'effet de mauvais alignement et correction du Monte Carlo. La courbe en trait plein représente la simulation, les croix les données.

6.5 Energie des jets

6.5.1 Etude de jets de 45 GeV

De manière analogue à l'énergie des électrons et l'impulsion des muons, l'énergie des jets est étudiée avec un processus à deux corps à la résonance du Z^0, les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, toujours parce que la statistique élevée de ces événements permet une comparaison précise entre les données et la simulation et que l'énergie d'un jet dans un événement de ce type, égale à l'énergie de faisceau, environ 45,5 GeV, est comparable à l'énergie typique d'un jet présent dans un événement WW semi-leptonique produit à LEP2.

Les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ sont sélectionnés en demandant des événements à deux jets avec l'algorithme LUCLUS et une valeur de d_{join} de 7,5 GeV/c^2. La poussée doit être plus grande que 0,9 pour sélectionner les événements où les deux jets sont dos à dos. La figure 6.32 montre la distribution de l'énergie du jet divisée par l'énergie de faisceau, pour la simulation et les données.

L'accord données-Monte Carlo est correct pour la valeur moyenne (voir figure 6.32); la résolution des données, obtenue avec un ajustement gaussien du rapport

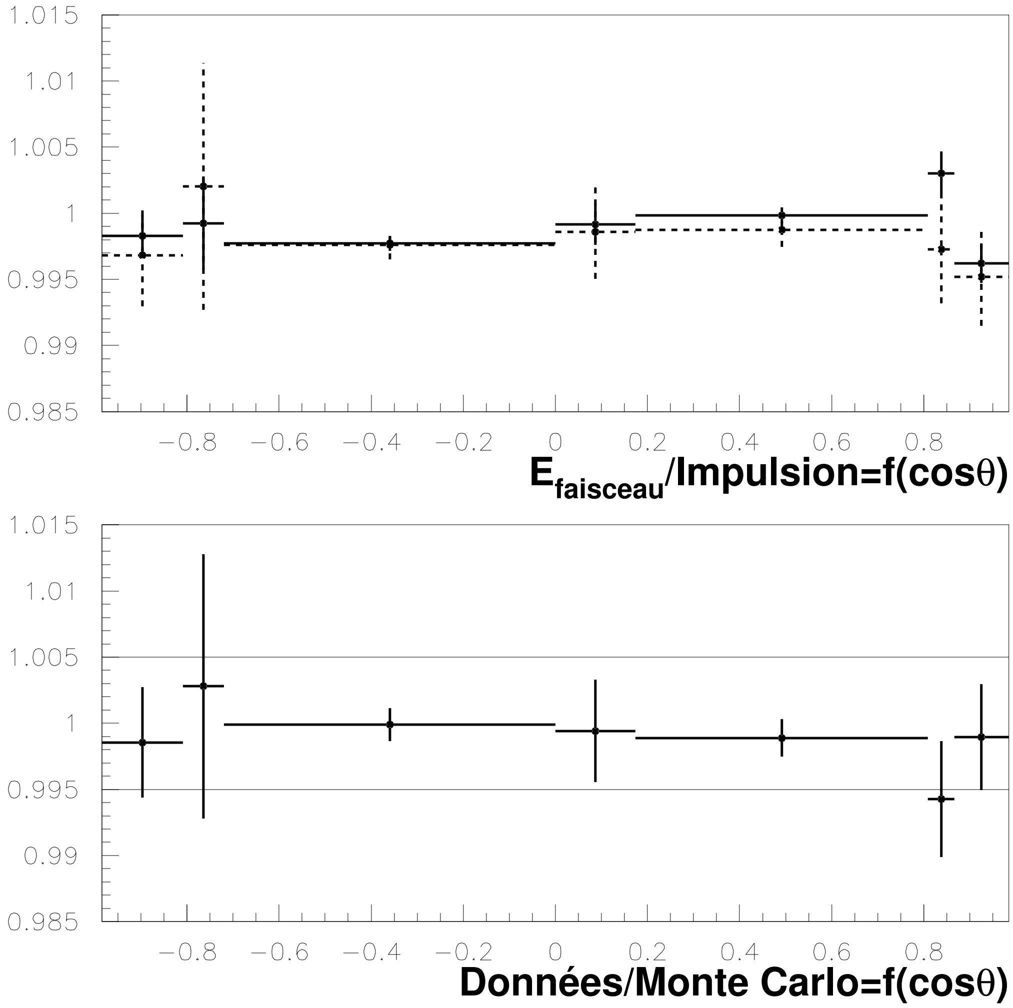

FIG. 6.31 – La figure du haut représente les valeurs moyennes obtenues avec un ajustement gaussien de l'énergie de faisceau divisée par l'impulsion du muon réajustée avec la position moyenne du point d'interaction, pour des muons d'événements dimuons à 91 GeV environ en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le muon avec le tube à vide; les traits pleins représentent le Monte Carlo, les traits pointillés les données. La figure du bas représente le rapport des valeurs moyennes des données et de la simulation en fonction de cos θ. La bande de $\pm$0,5% est indiquée pour référence visuelle.

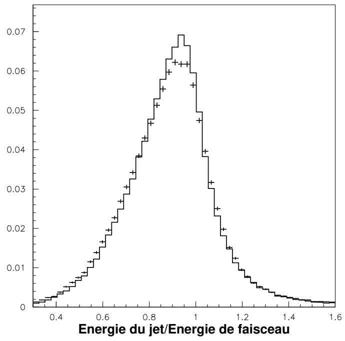

FIG. 6.32 – Distribution de l'énergie du jet divisée par l'énergie de faisceau, pour un jet d'un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ. La courbe en trait plein représente la simulation, les croix les données.

entre l'énergie du jet et l'énergie de faisceau, est un peu moins bonne que celle de la simulation. La figure 6.33 montre qu'en moyenne il faut dégrader la résolution en énergie des jets du Monte Carlo, qui vaut de l'ordre de 15%, quadratiquement de 5,2% pour reproduire la distribution des données. En outre, si on modifie cet élargissement quadratiquement de $\pm$ 4%, qui représente l'incertitude sur l'élargissement appliqué, la résolution des données est bien reproduite quel que soit le domaine angulaire. Dans l'analyse, la dégradation de 5,2% de la résolution est appliquée aux énergies des jets des événements WW semi-leptoniques.

Il faut également s'assurer que la simulation reproduit bien la distribution en énergie des jets dans les données pour tous les angles polaires. La figure 6.34 montre l'énergie du jet divisée par l'énergie de faisceau en fonction de cos θ pour la simulation et les données. L'accord entre les valeurs moyennes des données et celle de la simulation est correct, dans la limite de 1,5%.

Enfin, même si le fait d'avoir dans des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ des jets issus d'un quark b, qui ne sont pas présents dans des évévénements WW, modifie la mesure de l'énergie des jets entre les événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ et WW, ceci n'est pas grave tant que l'accord entre les données et la simulation est conservé quelle que soit la proportion d'événements contenant des quarks b. Dans ce but, on étudie la somme des énergies des deux jets dans un événement $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ en fonction de la probabilité de tag de quark b dans l'événement (figure 6.35); il n'y a pas d'effet sensible sur l'accord données-Monte Carlo suivant le tag de quark b, et il est ainsi raisonnable de supposer que cette méthode permet de tester correctement l'énergie des jets dans des événements WW semi-leptoniques.

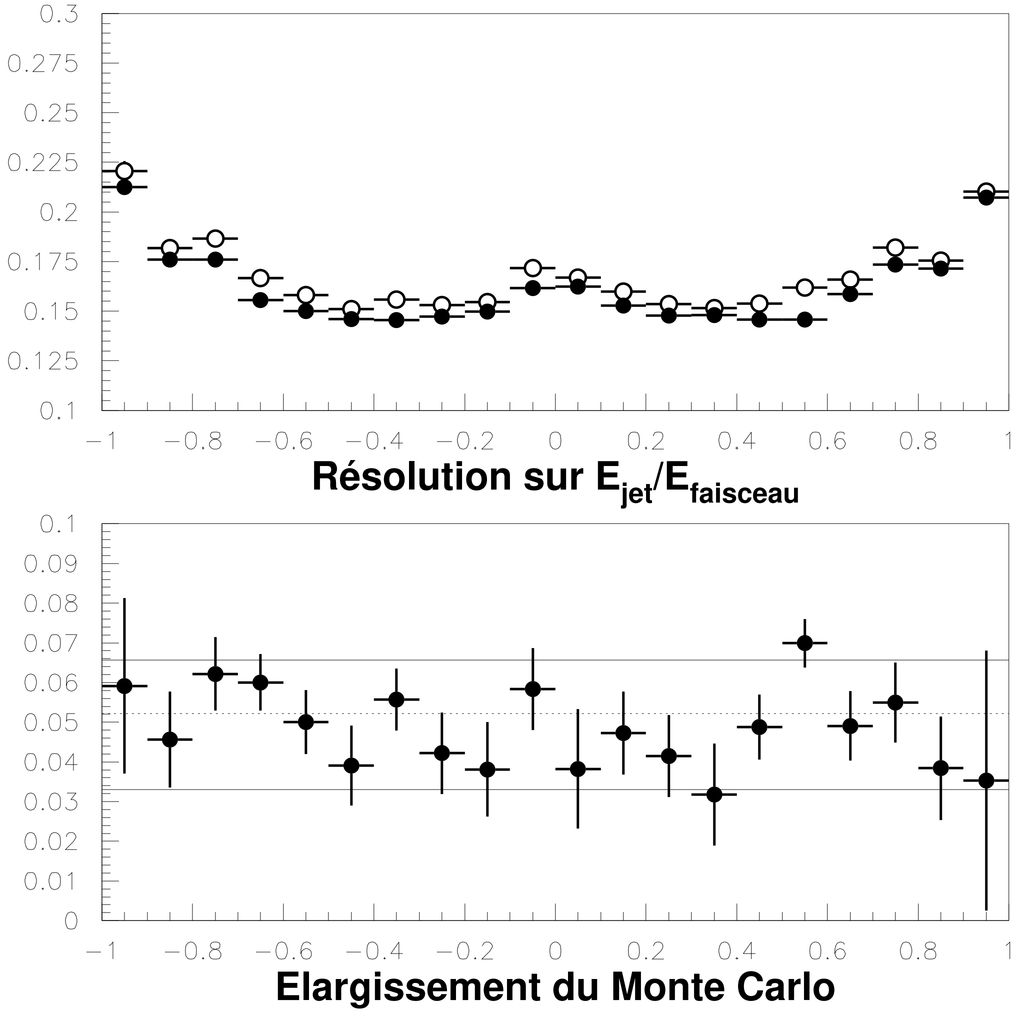

FIG. 6.33 – La figure du haut représente la résolution en énergie de jets d'événements $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de cos θ du jet, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide. Les points noirs représentent la simulation, les points blancs les données. La figure du bas représente l'élargissement qu'il faut ajouter à l'énergie des jets dans la simulation pour reproduire les données en fonction de cos θ. La valeur de l'ajustement moyen, qui vaut 5,2%, est indiquée par la ligne horizontale pointillée. Les deux autres lignes horizontales représentent l'élargissement qu'on aurait si on modifie cet élargissement, qui est appliqué à la simulation, quadratiquement de 4%.

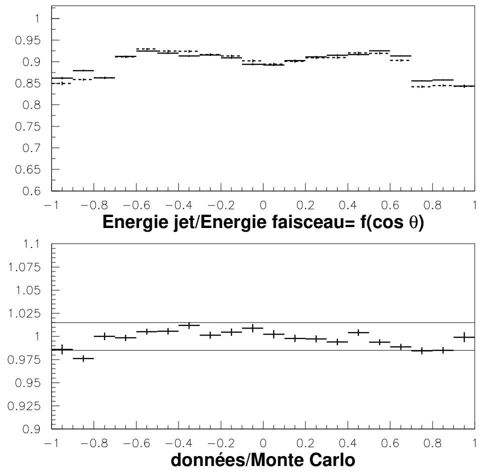

FIG. 6.34 – La figure du haut représente la valeur moyenne de l'énergie du jet divisée par l'énergie de faisceau pour des jets d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. La bande de $\pm$1,5% est indiquée pour référence visuelle.

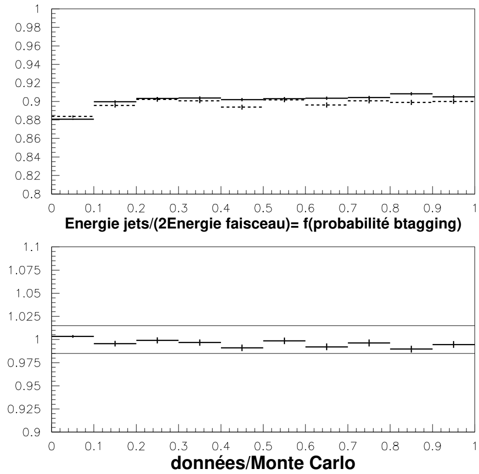

FIG. 6.35 – La figure du haut représente la valeur moyenne de la somme des énergies des deux jets divisée par l'énergie disponible dans le centre de masse pour des jets d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de la probabilité de tag de quark b, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de $\pm$1,5% est indiquée pour référence visuelle.

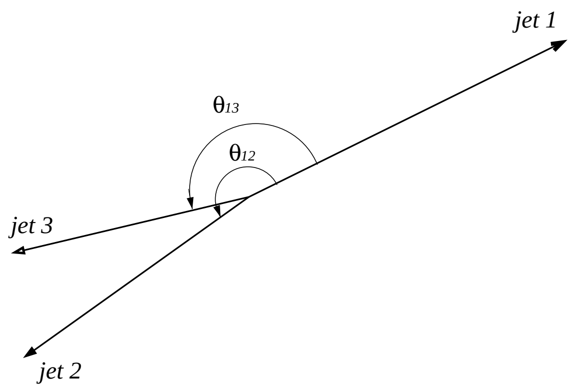

FIG. 6.36 – Définition des angles pour un événement en trois jets.

6.5.2 Etude de jets de faible énergie

Les comparaisons précédentes permettent de faire une comparaison absolue entre les données et la simulation pour des jets d'énergie 45,5 GeV. Cependant, un jet de W peut avoir une énergie assez différente de cette valeur, car cette énergie peut varier de 20 à 70 GeV. Or plus l'énergie du jet est importante, plus ses traces sont serrées et plus l'on est sensible aux effets de granularité du détecteur. Il est possible de tester l'accord des étalonnages entre les données et le Monte-Carlo à basse énergie avec des événements en trois jets, enregistrés à la résonance du Z^0 et avec des événements de retour radiatif, enregistrés à haute énergie. Dans les deux cas, la méthode est basée sur un calcul des énergies à partir de la mesure des angles dans des événements à trois corps.

Les événements en trois jets sont sélectionnés selon les critères suivants :

- On demande des événements en trois jets avec l'algorithme LUCLUS et la valeur de d_{join} de 7,5 GeV/c^2.
- La poussée doit être inférieure à 0,85 pour rejeter les événements en deux jets.
- Le cosinus de l'angle entre le jet de plus haute énergie et le produit vectoriel des deux autres doit être inférieur à 0,06, afin de sélectionner des événements où les trois jets se trouvent dans un même plan.

Si les angles sont définis suivant la figure 6.36, il est possible de calculer l'énergie d'un des jets à partir des angles que font les jets entre eux, si on néglige la masse des jets, par exemple pour le deuxième jet par ordre décroissant d'énergie :

$$E_{\mathrm{calc\ jet2}} = \frac{E_{\mathrm{CM}}}{1 - \cos(\theta_{12}) - \frac{\sin(\theta_{12})}{\sin(\theta_{13})}(1 - \cos(\theta_{13}))}.$$

Il faut souligner que cette méthode, qui consiste à négliger les masses des jets, qui peuvent être importantes, devant leur énergie, est valable dans la mesure où l'on

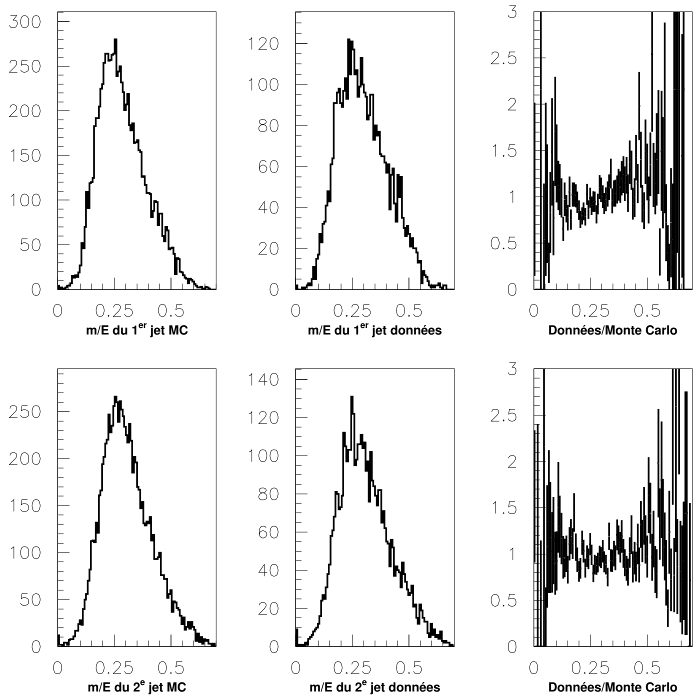

FIG. 6.37 – Distributions du rapport entre la masse et l'énergie du jet, pour le 1er (figure du haut) et le 2e jet (figure du bas) par ordre décroissant d'énergie dans des événements en trois jets à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ. Les figures de droite représentent le rapport entre les distributions normalisées des données et de la simulation.

ne fait qu'une comparaison données-Monte Carlo et si le rapport entre la masse et l'énergie d'un jet, que l'on néglige est bien semblable dans les données et la simulation : l'accord pour cette variable est correct (voir figure 6.37).

La comparaison entre la simulation et les données s'effectue sur le deuxième jet par ordre décroissant d'énergie, car c'est le jet dont l'énergie correspond le mieux à la partie basse du domaine en énergie d'un jet d'un événement WW semi-leptonique produit au LEP. Ce deuxième jet a une énergie comprise entre 15 et 45 GeV, ce qui permet de tester l'étalonnage en énergie de jets issus de la désintégration d'un W de basse énergie.

On compare donc le rapport entre l'énergie mesurée de ce deuxième jet et son énergie calculée à partir des angles, dans la simulation et les données, en fonction de plusieurs paramètres :

- l'énergie calculée, pour voir s'il n'y a pas de désaccord entre les données et la

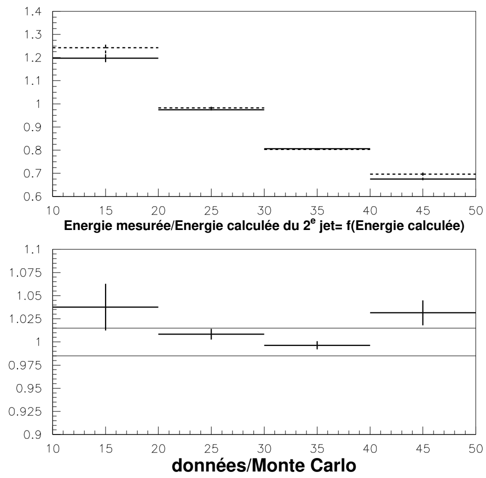

FIG. 6.38 – La figure du haut représente la valeur moyenne de l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements en trois jets à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de l'énergie calculée, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de ±1,5% est indiquée pour référence visuelle.

simulation, qui dépend de l'énergie

- l'angle que fait le jet avec le tube à vide pour voir s'il n'y a pas de désaccord entre les données et la simulation, qui dépend de cet angle

Les figures 6.38 et 6.39 montrent les résultats de ces comparaisons. L'accord entre les données et la simulation est correct, dans la limite de 1,5%.

6.5.3 Etude de jets de haute énergie

Les événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ sont également utilisés pour tester l'accord données-Monte Carlo pour des jets de plus haute énergie. La sélection de ces événements ainsi que la définition de l'énergie calculée en fonction des angles ont été décrites dans le paragraphe 6.2. La figure 6.40 montre que l'énergie calculée reproduit bien l'énergie simulée.

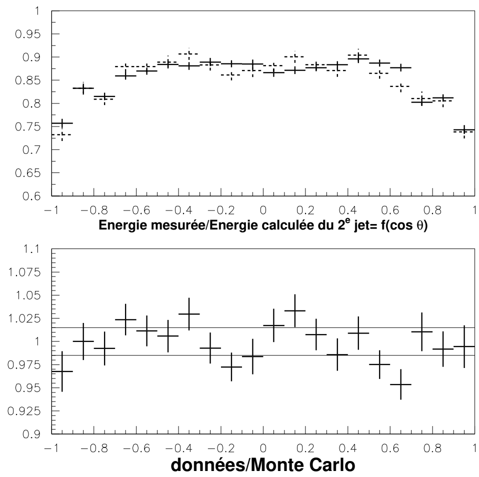

FIG. 6.39 – La figure du haut représente la valeur moyenne de l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements en trois jets à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de $\pm 1{,}5\%$ est indiquée pour référence visuelle.

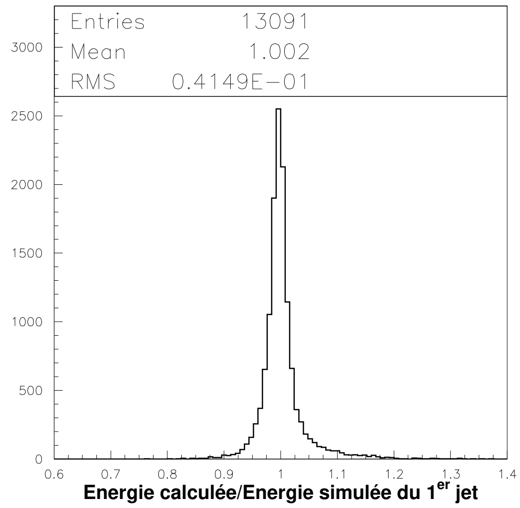

FIG. 6.40 – Rapport entre l'énergie calculée à partir de la mesure des angles et l'énergie simulée, pour une simulation de jets de plus haute énergie d'événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$.

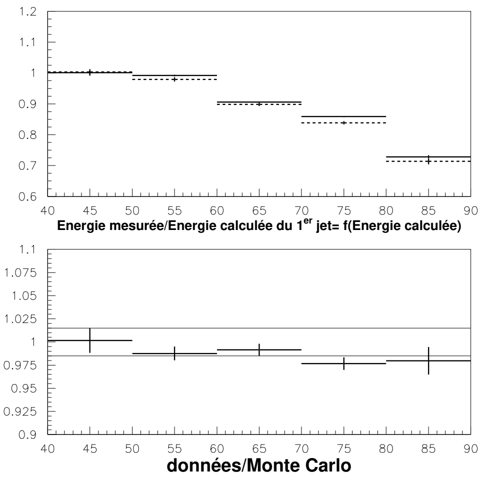

FIG. 6.41 – La figure du haut représente la valeur moyenne de l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée du premier jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de l'énergie calculée, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de ±1,5% est indiquée pour référence visuelle.

Comme dans le cas des événements en trois jets, on teste l'accord entre les données et la simulation en fonction de l'énergie calculée et de l'angle du jet avec le tube à vide pour :

- le 1^er^ jet par ordre décroissant d'énergie, pour lequel l'énergie est comprise entre 45 et 85 GeV
- le 2^e^ jet d'énergie comprise entre 25 et 70 GeV, et qui, si l'on suppose que le photon est émis dans le tube à vide, se trouve plus au centre du détecteur que le 1^er^ jet par conservation de l'impulsion transverse

Les figures 6.41 et 6.42 montrent la comparaison données-Monte Carlo pour le jet de plus grande énergie, les figures 6.43 et 6.44 pour le jet de plus faible énergie. L'accord est correct dans la limite de 1,5%. L'accord est moins bon pour des jets qui font un angle inférieur à 10 degrés avec le tube à vide, mais ceci ne concerne que très peu d'événements.

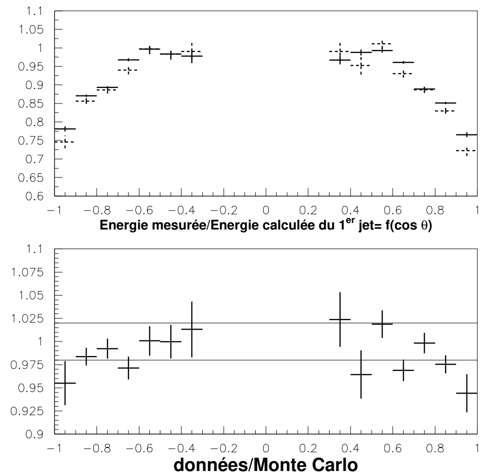

FIG. 6.42 – La figure du haut représente la valeur moyenne de l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée du premier jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de $\pm$1,5% est indiquée pour référence visuelle.

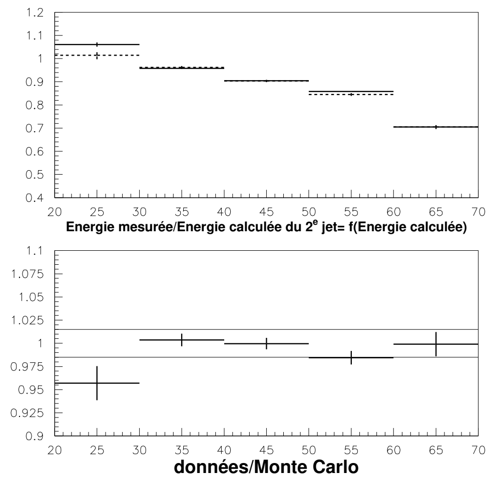

FIG. 6.43 – La figure du haut représente la valeur moyenne de l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de l'énergie calculée, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de $\pm$1,5% est indiquée pour référence visuelle.

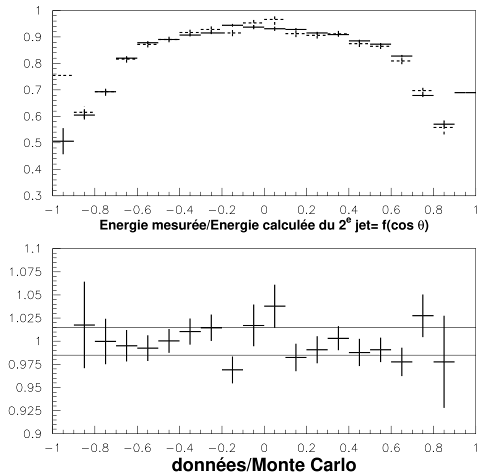

FIG. 6.44 – La figure du haut représente la valeur moyenne de l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée du deuxième jet par ordre décroissant d'énergie pour des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV en fonction de cos θ, où θ est l'angle que fait le jet avec le tube à vide, en traits pleins pour la simulation et en pointillés pour les données. La figure du bas montre le rapport entre la distribution des données et celle de la simulation. Une bande de $\pm$1,5% est indiquée pour référence visuelle.

Les résultats des comparaisons sur les énergies des jets sont résumés dans la table 6.4.

Gamme d'énergie Secteur angulaire	15-45 GeV 3 jets	$\sim$ 45 GeV 2 jets	25-70 GeV $Z^0\gamma$ 2e jet	45-85 GeV $Z^0\gamma$ 1er jet
$\lvert cos\theta\rvert < 0,1$	1,000±0,013	1,006±0,003	1,008±0,011	$\sim$
$0,1 < \lvert cos\theta\rvert < 0,7$	0,999±0,005	1,000±0,001	0,997±0,004	0,984±0,006
$0,7 < \lvert cos\theta\rvert$	0,993±0,009	0,988±0,002	1,016±0,018	0,979±0,005

TAB. 6.4 – Moyenne du rapport entre données et Monte Carlo de l'énergie mesurée divisée par l'énergie calculée des jets, déterminé suivant le domaine angulaire et suivant le type de jet et le type d'événement. Les incertitudes sont statistiques.

6.6 Angles

Dans DELPHI, les angles, aussi bien pour le lepton chargé ou pour les jets, sont relativement bien mesurés et ils limitent beaucoup moins la résolution sur la masse du W que l'énergie des particules.

Il est possible de comparer les données et le Monte Carlo pour l'angle jet-jet suivant le domaine du détecteur avec des événements $Z^0 \to q\bar{q}$. En effet, on sait que dans ces événements les deux jets doivent être dos-à-dos et il possible d'étudier le supplémentaire de l'angle entre les jets comme un estimateur du biais éventuel que l'on peut avoir sur la mesure des angles. Les effets tels que la perte de traces dans le tube à vide sont symétriques au premier ordre : ainsi ces effets ne peuvent pas être testés par cet estimateur, mais on pense qu'ils sont bien reproduits par le Monte Carlo. Cet estimateur permet de tester des effets de mauvais alignement ou de distorsion. La figure 6.45 représente la distribution de ce supplémentaire S_θ en fonction de cos θ, où θ est l'angle que forme un des jets avec le tube à vide et la figure 6.46 la résolution sur S_θ en fonction de cos θ. La figure 6.47 représente la distribution de la différence d'angles $\Delta\phi$ entre les deux jets à laquelle on a soustrait π radians, et la figure 6.48 la résolution sur cette différence d'angles. Dans l'analyse, comme l'effet est négligeable sur la masse, la résolution des angles des jets du Monte Carlo n'est pas modifiée.

L'accord entre la simulation et les données est correct dans une limite de 0,1 milliradian, sauf quand le jet est à l'avant : dans ce cas, toutes les particules du jet ne

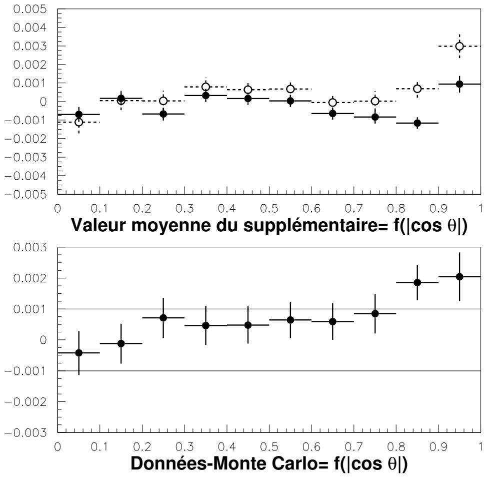

FIG. 6.45 – La figure du haut représente, en radians, la valeur moyenne du supplémentaire de l'angle en θ entre les 2 jets d'un événement $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de $\cos\theta$ du jet, en points noirs pour la simulation et en points blancs pour les données. La figure du bas représente, en radians, la différence entre les données et le Monte Carlo. Une bande de ± 1 milliradian est indiquée pour référence visuelle.

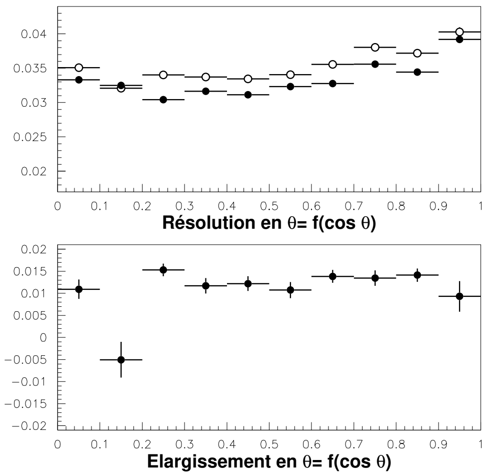

FIG. 6.46 – Résolution en radians sur S_θ pour des événements $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de $\cos\theta$ du jet, en points noirs pour la simulation et en points blancs pour les données. La figure du bas représente l'élargissement en radians qu'il faut appliquer à la distribution en θ du Monte Carlo pour reproduire la distribution des données (le point pour lequel l'élargissement est négatif correspond au cas où la résolution est meilleure dans les données que dans la simulation).

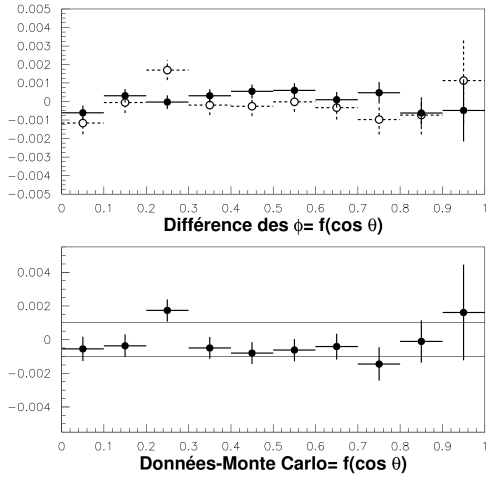

FIG. 6.47 – La figure du haut représente, en radians, la valeur moyenne de la différence de ϕ en valeur absolue entre les 2 jets d'un événement $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ à laquelle on a soustrait π radians, à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV en fonction de cos θ du jet, en points noirs pour la simulation et en points blancs pour les données. La figure du bas représente, en radians, la différence entre les données et le Monte Carlo. Une bande de ± 1 milliradian est indiquée pour référence visuelle.

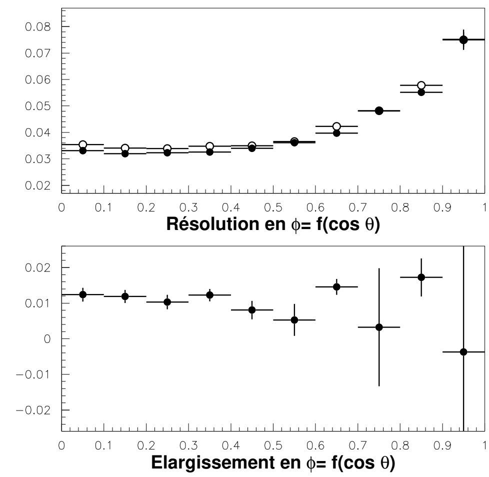

FIG. 6.48 – Résolution sur $\Delta\phi$ en radians pour des événements $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de cos θ du jet, en points noirs pour la simulation et en points blancs pour les données. La figure du bas représente l'élargissement en radians qu'il faut appliquer à la distribution en ϕ du Monte Carlo pour reproduire la distribution des données.

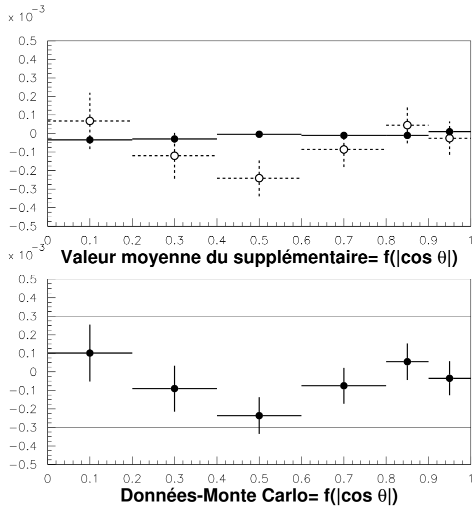

FIG. 6.49 – La figure du haut représente, en radians, le supplémentaire de l'angle en θ entre les 2 muons d'un événement $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de cos θ du muon, en points noirs pour la simulation et en points blancs pour les données. La figure du bas représente, en radians, la différence entre les données et le Monte Carlo. Une bande de $\pm$0,3 milliradian est indiquée pour référence visuelle.

sont pas détectées, ce qui fausse la mesure de l'angle et ceci est mal pris en compte dans la simulation. Cependant l'effet est négligeable sur la masse, car très peu de jets situés vers l'avant participent à sa détermination, à cause de la faible efficacité de détection dans ce domaine angulaire. Les figures 6.49 et 6.50 montrent également que la reconstruction des angles θ et ϕ d'un muon est bien simulée, à mieux que 0,3 milliradian près. La résolution sur θ et ϕ du lepton chargé du Monte Carlo n'est pas modifiée dans l'analyse, comme l'effet est négligeable.

6.7 Comparaison de paramètres après sélection

L'accord entre les données et la simulation a été également vérifié après sélection d'événements WW. Ceci permet de vérifier qu'il n'existe pas de désaccord qui serait provoqué soit par une différence données-Monte Carlo au niveau des variables de sélection, soit par une différence qui existe initialement avant toute coupure. Un désaccord dans les distributions des variables de coupure peut conduire par exemple à sélectionner un nombre d'événements plus important dans les données que dans la simulation. Si un excès global d'événement n'est pas très important pour la mesure de la

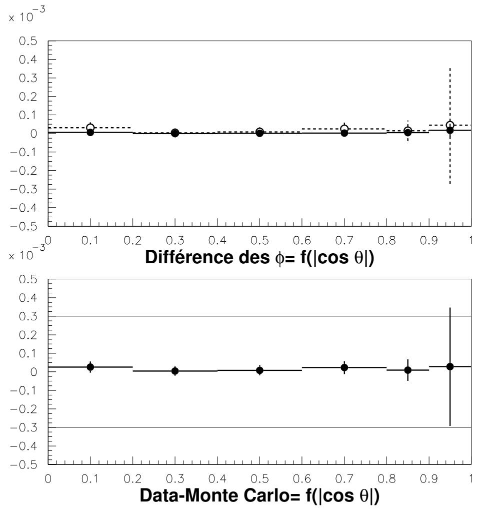

FIG. 6.50 – La figure du haut représente, en radians, la différence de ϕ en valeur absolue entre les 2 muons d'un événement $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ à laquelle on a soustrait π radians, à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV environ en fonction de cos θ du muon, en points noirs pour la simulation et en points blancs pour les données. La figure du bas représente, en radians, la différence entre les données et le Monte Carlo. Une bande de ±0,3 milliradian est indiquée pour référence visuelle.

masse, une répartition d'événements suivant des variables E_{lepton}, masse manquante, $\cos\theta_{\text{lepton}}$ différente entre les données et le Monte Carlo peut fausser la mesure, car les puretés sont calculées dans chaque intervalle de ces variables.

La figure 6.51 montre une comparaison données-simulation de ces variables, effectuée pour des événements sélectionnés dans le canal muon avec un muon au centre du détecteur.

Les comparaisons, limitées compte-tenu de la statistique disponible dans les données, montrent que l'accord données-Monte Carlo est raisonnable.

D'autre part, on a vérifié que la proportion d'événements sélectionnés avec 2 ou 3 jets hadroniques dans les canaux électron et muon est à peu près la même dans la simulation que dans les données (voir table 6.5).

Canal	Monte Carlo	données
$q\bar{q}e\bar{\nu}$	76 ± 0,2%	77,9 ± 2,6 %
$q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	76 ± 0,2%	80,5 ± 2,2 %

TAB. 6.5 – Fraction d'événements sélectionnés dans le canal électron ou muon et comportant deux jets hadroniques, dans la simulation et dans les données. Les incertitudes sont statistiques.

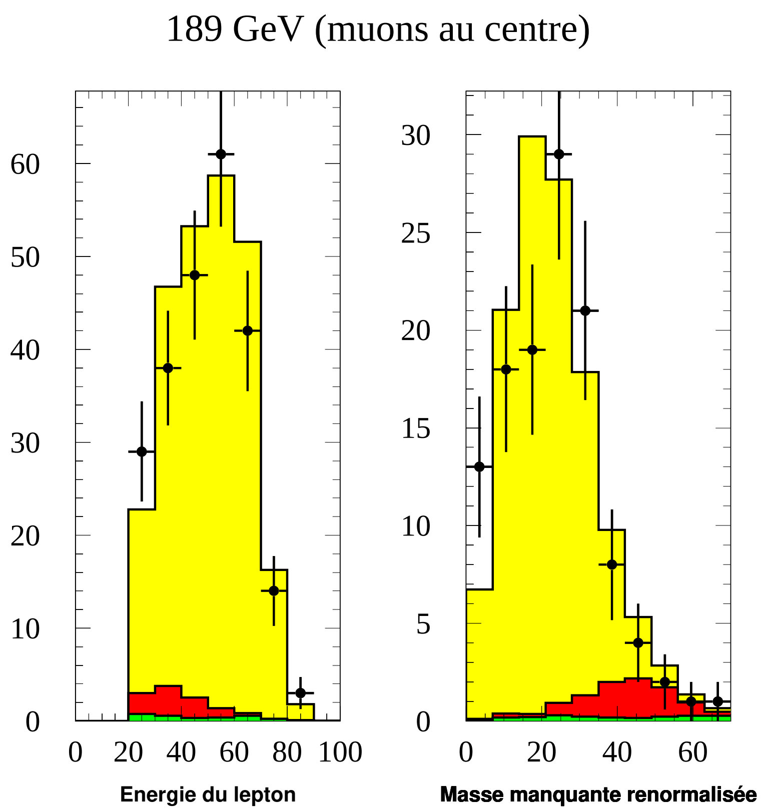

FIG. 6.51 – Comparaison données-Monte Carlo pour l'impulsion du lepton et la masse manquante renormalisée, c'est-à-dire, dans laquelle les impulsions et les énergies des jets ont été multipliées par $\frac{\mathrm{E_{fais}}}{\Sigma \mathrm{E_{jet}}}$. Les événements sélectionnés ont un muon dans la zone centrale et une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. La figure de gauche représente l'énergie du muon en GeV, la figure de droite la masse manquante renormalisée en GeV/c^2. De bas en haut les parties grisées représentent la simulation de fond non WW, la simulation de $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$ et la simulation du signal $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$.

A 183 GeV, on corrige la simulation de la même manière pour qu'elle reproduise le mieux possible les données. A 183 et 189 GeV, l'accord entre les données et la simulation est aussi bon. Après correction de la simulation, l'accord entre les données et le Monte Carlo est meilleur que $\pm 1\%$ pour l'énergie de l'électron, que $\pm 0,5\%$ pour l'impulsion du muon et que $\pm 2\%$ pour l'énergie des jets. Les différences résiduelles seront prises en compte dans les systématiques.

Chapitre 7

Mesure de la masse à partir des énergies et des impulsions

Sommaire

7.1 **Ajustement cinématique** 159
7.2 **Méthode de mesure de la masse** 169

Ce chapitre décrit d'une part l'algorithme d'ajustement contraint qui est appliqué aux énergies et aux impulsions mesurées dans un événement et d'autre part la méthode de mesure de la masse (et de la largeur) qui est utilisée.

7.1 Ajustement cinématique

Une fois que les candidats semi-leptoniques ont été sélectionnés et que les grandeurs utilisées pour la mesure de la masse ont été éventuellement modifiées dans le Monte Carlo pour que la simulation reproduise les données, un algorithme d'ajustement cinématique est appliqué afin d'améliorer la résolution sur les énergies, les impulsions, les angles et donc indirectement sur la masse que l'on cherche à mesurer. Cet algorithme impose la contrainte de conservation de l'énergie et de conservation de l'impulsion appliquées aux jets hadroniques, au lepton chargé et au neutrino, ce qui veut dire implicitement qu'il suppose qu'il n'y a pas eu d'émission de photon ISR. L'algorithme suppose également que la largeur en masse du W est nulle et il impose ainsi l'égalité des masses des W hadronique et leptonique. Cependant le fait que ces approximations soient appliquées de la même façon à la simulation et aux données implique que les ISR et la largeur non nulle seront pris en compte par la méthode.

Cet ajustement cinématique [69] est basé sur un algorithme de minimisation de χ^2, fonction de paramètres $\overrightarrow{y}$, qui sont les énergies et les impulsions du lepton chargé, du neutrino et des jets :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \overrightarrow{y}} = \overrightarrow{0} \text{ avec les paramètres } \overrightarrow{y} \text{ tels qu'ils vérifient } \mathrm{f}(\overrightarrow{y}) = \overrightarrow{0},$$

où f représente les contraintes appliquées aux grandeurs cinématiques.

En fait, les impulsions des jets, du lepton chargé et du neutrino sont reliées aux énergies par l'intermédiaire des masses. Dans le cas des jets, on suppose que celles-ci sont proportionnelles à l'énergie du jet (voir figure 6.37). Ainsi le nombre de paramètres est 12, les trois composantes de l'impulsion des deux pseudo-particules, dans le cas d'un événement à deux jets, du lepton chargé et du neutrino.

Le χ^2 doit être une fonction quadratique des paramètres :

$$\chi^2(\overrightarrow{y}) = (\overrightarrow{y} - \overrightarrow{y_0})^{\mathrm{T}} \mathrm{V}^{-1} (\overrightarrow{y} - \overrightarrow{y_0}),$$

avec V la matrice d'erreur et où $\overrightarrow{y_0}$ est la valeur attendue des paramètres.

La méthode utilise les multiplicateurs de Lagrange, c'est-à-dire qu'il faut minimiser :

$$\mathrm{Q}(\overrightarrow{y}, \overrightarrow{\lambda}) = \chi^2(\overrightarrow{y}) + 2\overrightarrow{\lambda}\overrightarrow{f}(\overrightarrow{y}),$$

où $\overrightarrow{\lambda}$ sont les variables muettes de la méthode de Lagrange.

Q doit vérifier les conditions :

$$\frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial \overrightarrow{y}} = \overrightarrow{0},$$

$$\frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial \overrightarrow{\lambda}} = \overrightarrow{0}.$$

Les paramètres $\overrightarrow{y}$ sont déterminés par une méthode de récurrence :

$$\overrightarrow{y}_{l+1} = \overrightarrow{y}_0 + \mathrm{VB}^{\mathrm{T}}(\mathrm{BVB}^{\mathrm{T}})^{-1}(\mathrm{B}(\overrightarrow{y}_l - \overrightarrow{y}_0) - \mathrm{f}(\overrightarrow{y}_l)),$$

où B est définie comme la dérivée partielle de f par rapport à $\overrightarrow{y}$ pour $\overrightarrow{y} = \overrightarrow{y}_l$
L'algorithme d'ajustement cinématique traite de façon différente :

- Les jets et les taus : Leur énergie est multipliée par une paramétrisation e^a appropriée pour corriger des pertes d'énergie; dans le cas des jets, cette paramétrisation dépend de l'angle θ entre le jet et le tube à vide et elle prend une valeur importante quand le jet est émis à bas angle, car dans ce cas une grande partie de l'énergie du jet est perdue dans le tube à vide :

  $$\mathrm{a} = \mathrm{B} + \mathrm{C}|\cos\theta|^{\mathrm{D}},$$

  où B, C et D sont des constantes déterminées à partir d'une simulation d'événements $Z^0 \to q\bar{q}$.

  La paramétrisation a été déterminée sur des événements $Z^0 \to q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV de façon à ce que l'énergie ainsi corrigée d'un jet soit égale à l'énergie de faisceau. L'erreur sur les jets est caractérisée à la fois par l'erreur sur a, qui devient importante à petit θ et l'erreur sur l'impulsion transverse des jets, qui est supposée égale à 1,5 GeV/c d'après une étude réalisée sur la simulation d'événements WW semi-leptoniques. Plusieurs effets peuvent contribuer à cette dernière erreur : le fait de perdre une ou plusieurs traces, de mal mesurer l'énergie d'une trace ou d'associer par l'algorithme de jet une trace provenant d'un jet à un autre, ce qui a un effet assez important sur l'impulsion transverse du jet. Dans le cas des taus, l'ajustement a une contrainte de moins pour chaque tau.

- Les électrons : Leur cinématique est déterminée par leur énergie et leur direction mesurée. L'erreur relative sur l'énergie est paramétrée à partir de la résolution en énergie d'électrons d'événements Bhabha à 91 GeV dans le centre de masse, déterminée suivant le domaine angulaire. L'erreur sur $\cos\theta$ et l'erreur sur ϕ sont données pour chaque événement par l'erreur sur l'ajustement de la trace.
- Les muons : Comme dans le cas des électrons, leur cinématique est déterminée par leur énergie et leur direction mesurée. L'erreur sur l'impulsion, comme les erreurs sur les angles θ et ϕ, est donnée par l'ajustement de la trace.

L'erreur affectée au neutrino dans l'ajustement cinématique est très grande, de sorte qu'il n'intervienne pas dans l'ajustement. Celui-ci comporte au départ 5 contraintes, mais la non-détection du neutrino enlève trois contraintes : ainsi cet algorithme d'ajustement comporte 2 contraintes réelles. Les figures 7.1 et 7.2 obtenues sur la simulation montrent l'effet de l'ajustement sur l'énergie des leptons et des jets. Les résolutions sont nettement améliorées (elles passent de 8 à 6,2% pour l'électron, de 5,1 à 3,6% pour le muon et de 15,8 à 11,2% pour le jet) et dans le cas des taus et des jets, l'énergie qui était perdue est retrouvée par l'ajustement. Les angles, qui sont mieux mesurés que les énergies, sont moins affectés par l'ajustement cinématique, car les résolutions sur les angles sont meilleures.

Le fait d'imposer que les masses des deux W soient égales n'est en principe pas justifié : le W a une largeur qui fait que les deux W peuvent avoir des masses sensiblement différentes. Cependant la résolution de la masse jet-jet ajustée, pour laquelle seule la contrainte de conservation de l'énergie-impulsion a été imposée dans l'ajustement, est environ 9 GeV/c^2 pour les canaux électron et muon et 12 GeV/c^2 pour le canal tau, à cause de l'impulsion inconnue emportée par le ou les neutrinos (figure 7.3). Dans ce cas, les masses ajustées lepton-neutrino et jet-jet sont anticorrélées (voir figure 7.4), car comme on impose la conservation de l'énergie, si on perd de l'énergie dans les jets, lors de l'ajustement cette énergie perdue sera réaffectée au neutrino. La figure 7.4 permet également de voir l'effet de l'espace des phases, qui empêche d'avoir des masses du W telles que leur somme soit plus grande que l'énergie dans le centre de masse. Comme la résolution en masse obtenue avec un ajustement 1C (1 contrainte) est grande devant la largeur du W, qui est de l'ordre de 2 GeV/c^2, la distribution de masse du W est peu biaisée si l'on impose l'égalité des masses. En outre, le fait

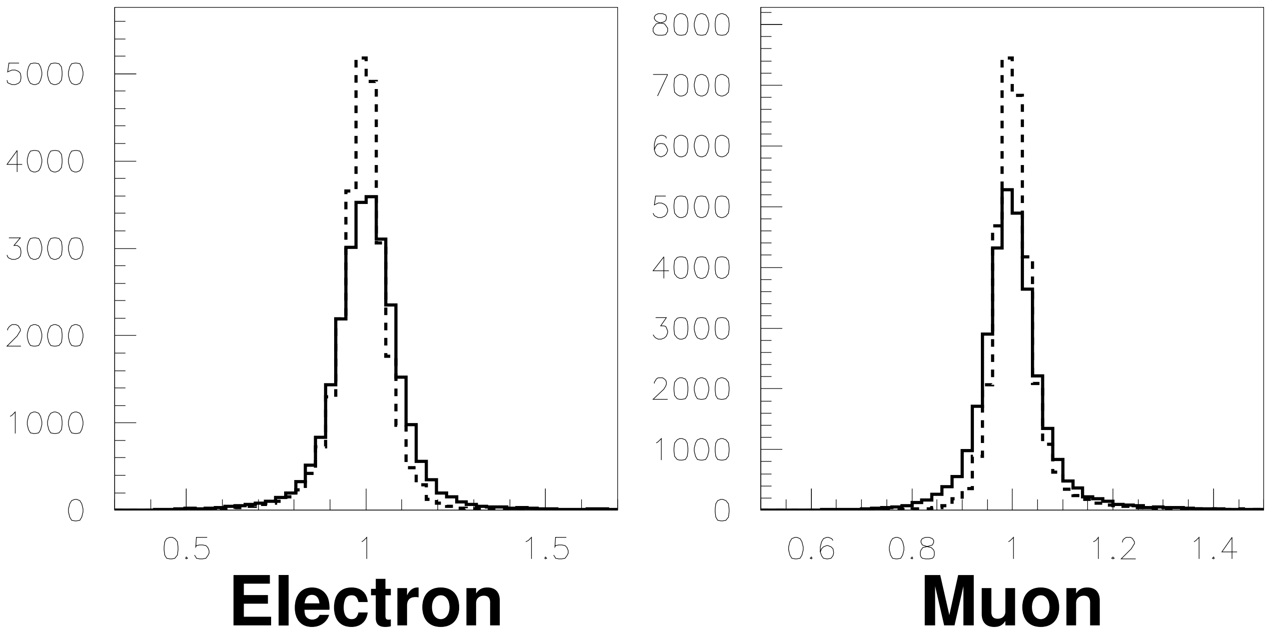

FIG. 7.1 – Effet de l'algorithme d'ajustement cinématique sur l'énergie de l'électron et l'impulsion du muon. La figure de gauche représente en trait plein l'énergie mesurée de l'électron divisée par son énergie générée et en trait pointillé l'énergie ajustée divisée par l'énergie générée pour des électrons d'événements sélectionnés et simulés comme WW semi-leptonique électron. Comme pour le muon la quantité mesurée n'est pas P mais $\frac{1}{P}$, la figure de droite représente en trait plein l'impulsion générée du muon divisée par l'impulsion mesurée et en trait pointillé l'impulsion générée du muon divisée par l'impulsion ajustée pour un muon d'un événement sélectionné et simulés comme WW semi-leptonique muon.

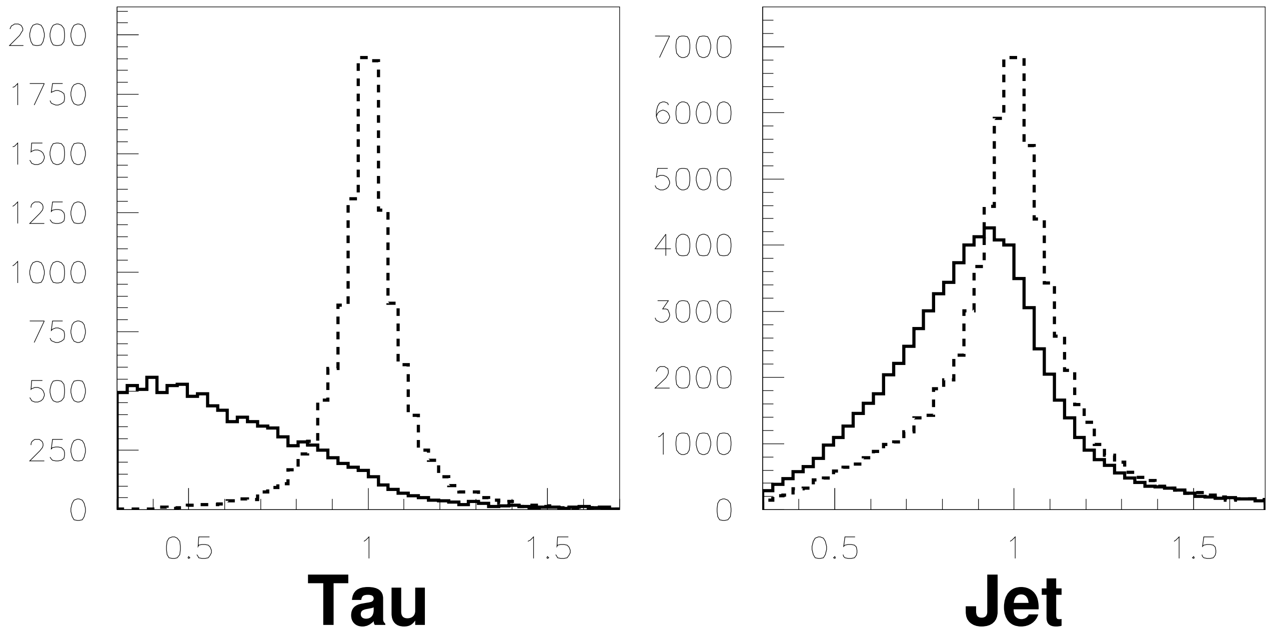

FIG. 7.2 – Effet de l'ajustement cinématique sur l'énergie du tau et l'énergie du jet. La figure de gauche représente en trait plein l'énergie mesurée du tau divisée par son énergie générée et en trait pointillé l'énergie ajustée divisée par l'énergie générée pour des taus d'événements WW semi-leptoniques. La figure de droite représente en trait plein l'énergie mesurée du jet divisée par son énergie générée et en trait pointillé l'énergie ajustée divisée par l'énergie générée pour les jets de plus haute énergie d'événements sélectionnés et simulés comme WW semi-leptoniques.

de rajouter cette contrainte permet d'améliorer assez nettement la résolution sur la masse (la figure 7.5 compare la masse 2C (2 contraintes) à la demi-somme des masses jet-jet et lepton-neutrino ajustées avec une contrainte, la demi-somme permettant d'améliorer la résolution sur ces grandeurs anticorrélées). Dans la suite de l'analyse, l'ajustement où on impose l'égalité des masses des deux W est utilisé.

L'ajustement cinématique permet également de reconstruire correctement des événements simulés comme électron et sélectionnés comme tau, qui constituent une proportion importante des événements sélectionnés dans le canal tau (figure 7.6). L'énergie de l'électron sélectionné comme tau et la masse reconstruite du W dans un tel événement ne sont pas biaisées.

Un problème pourrait se poser pour les événements où un photon ISR a été émis dans le tube à vide et n'est pas détecté, car l'algorithme d'ajustement cinématique impose la conservation de l'énergie-impulsion pour les traces qui composent les jets, le lepton chargé et le neutrino. Pour ces événements, l'ajustement a tendance a surestimer les énergies et les impulsions, donc à surestimer la masse du W. Une option a été introduite dans l'algorithme afin de tenir compte d'une impulsion qui correspondrait à un photon ISR, émis le long du tube à vide. Cependant, comme la résolution sur la somme des impulsions suivant l'axe du tube à vide est mauvaise d'une part à cause de la non-herméticité du détecteur très à l'avant et d'autre part à cause du neutrino qui simule une impulsion manquante, l'ajustement n'arrive pas bien à distinguer le photon ISR d'une perte d'énergie et du neutrino et cette option n'apporte pas d'amélioration. Ainsi cette option n'est pas utilisée dans la suite.

Après cet ajustement à deux contraintes, dans chaque événement est reconstruite une seule masse du W à partir des énergies et des impulsions ajustées, et les distributions dans les trois canaux à 183 et 189 GeV sont indiquées dans la figure 7.7. Dans le canal tau, il y a une proportion assez importante d'événements $q\bar{q}e\bar{\nu}$ et $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$ qui sont sélectionnés.

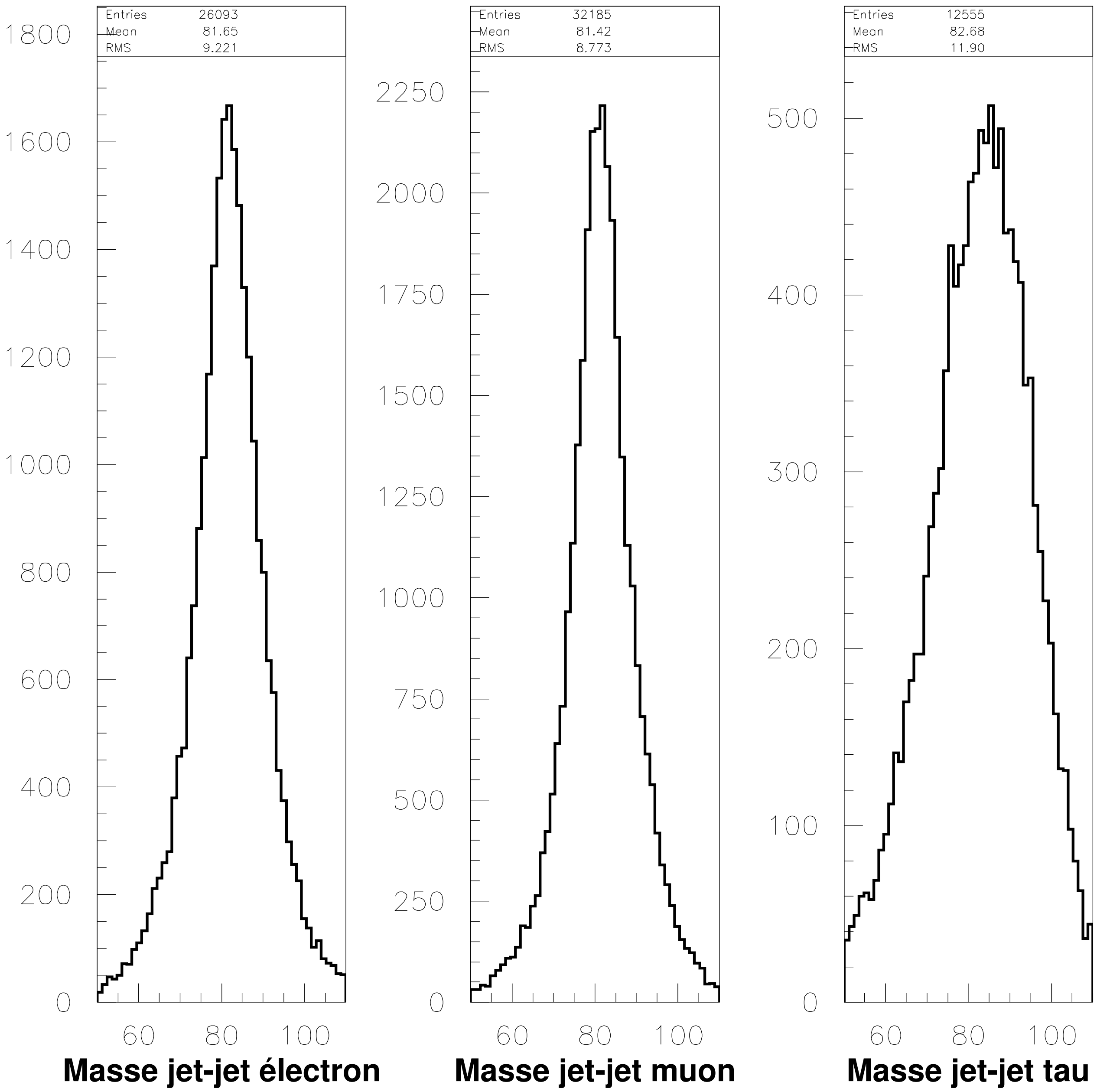

FIG. 7.3 – Distribution de masse jet-jet ajustée en GeV/c^2, pour les trois canaux semi-leptoniques, lorsqu'on impose uniquement la conservation de l'énergie-impulsion dans l'ajustement pour une simulation d'événements WW sélectionnés dans un des canaux semi-leptoniques.

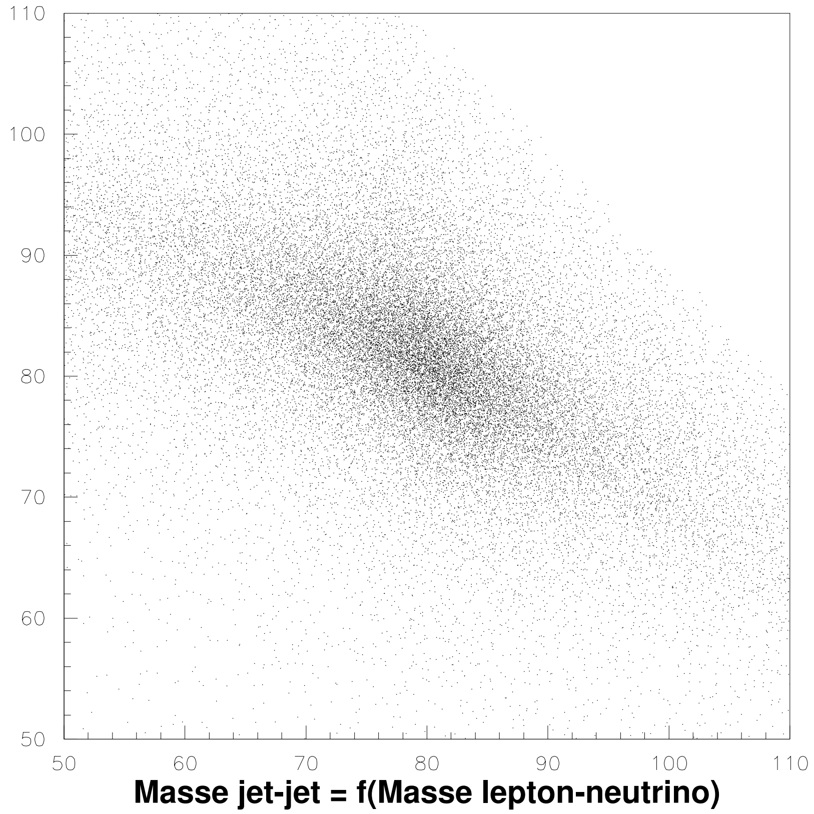

FIG. 7.4 – Masse jet-jet ajustée en GeV/c^2 en fonction de la masse lepton neutrino ajustée en GeV/c^2, lorsqu'on impose uniquement la conservation de l'énergie-impulsion dans l'algorithme d'ajustement contraint.

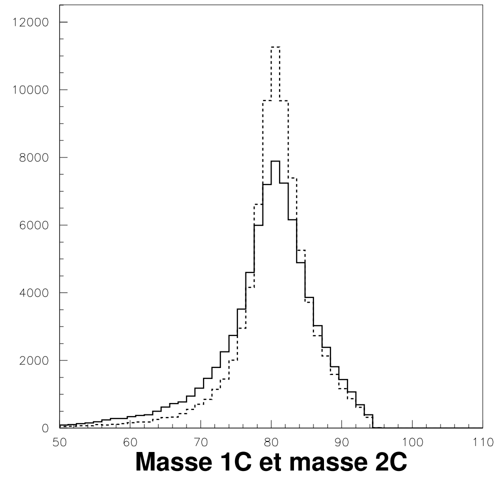

FIG. 7.5 – Intérêt de l'ajustement cinématique avec deux contraintes. La courbe en trait plein représente la distribution de la demi-somme de la masse jet-jet et de la masse lepton-neutrino ajustées en GeV/c^2 lorsqu'on impose uniquement la conservation de l'énergie-impulsion dans l'ajustement, la courbe en trait pointillé la distribution de masse jet-jet ajustée en GeV/c^2 lorsqu'on rajoute la contrainte d'égalité des masses des deux W pour des événements simulés et détectés comme WW semi-leptoniques.

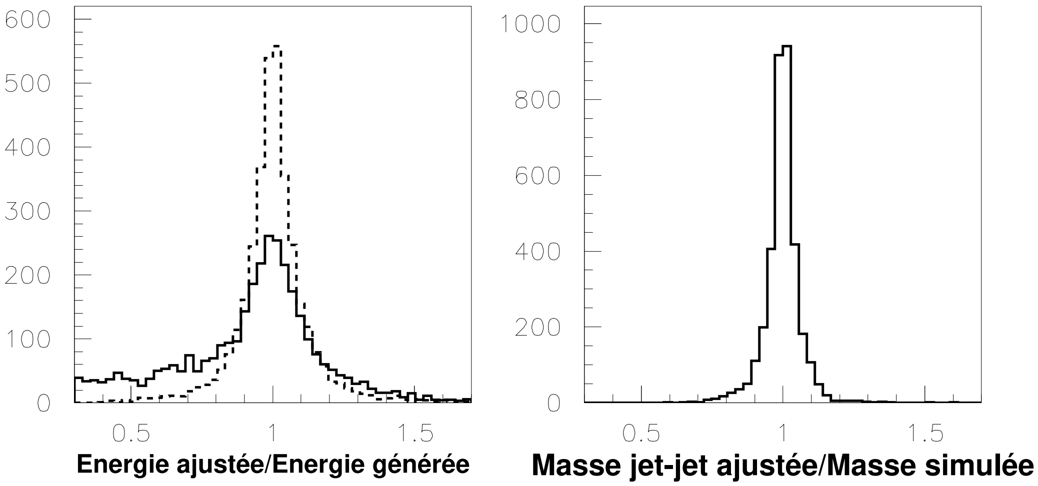

FIG. 7.6 – Effet de l'ajustement cinématique dans le cas d'un électron reconstruit comme tau. La figure de gauche représente en trait plein l'énergie mesurée de l'électron reconstruit comme tau divisée par son énergie simulée et en trait pointillé son énergie ajustée divisée par l'énergie simulée. La figure de droite représente la masse ajustée en GeV/c^2 divisée par la demi-somme des masses leptonique et hadronique générées en GeV/c^2 pour un événement WW simulé comme électron et détecté comme tau.

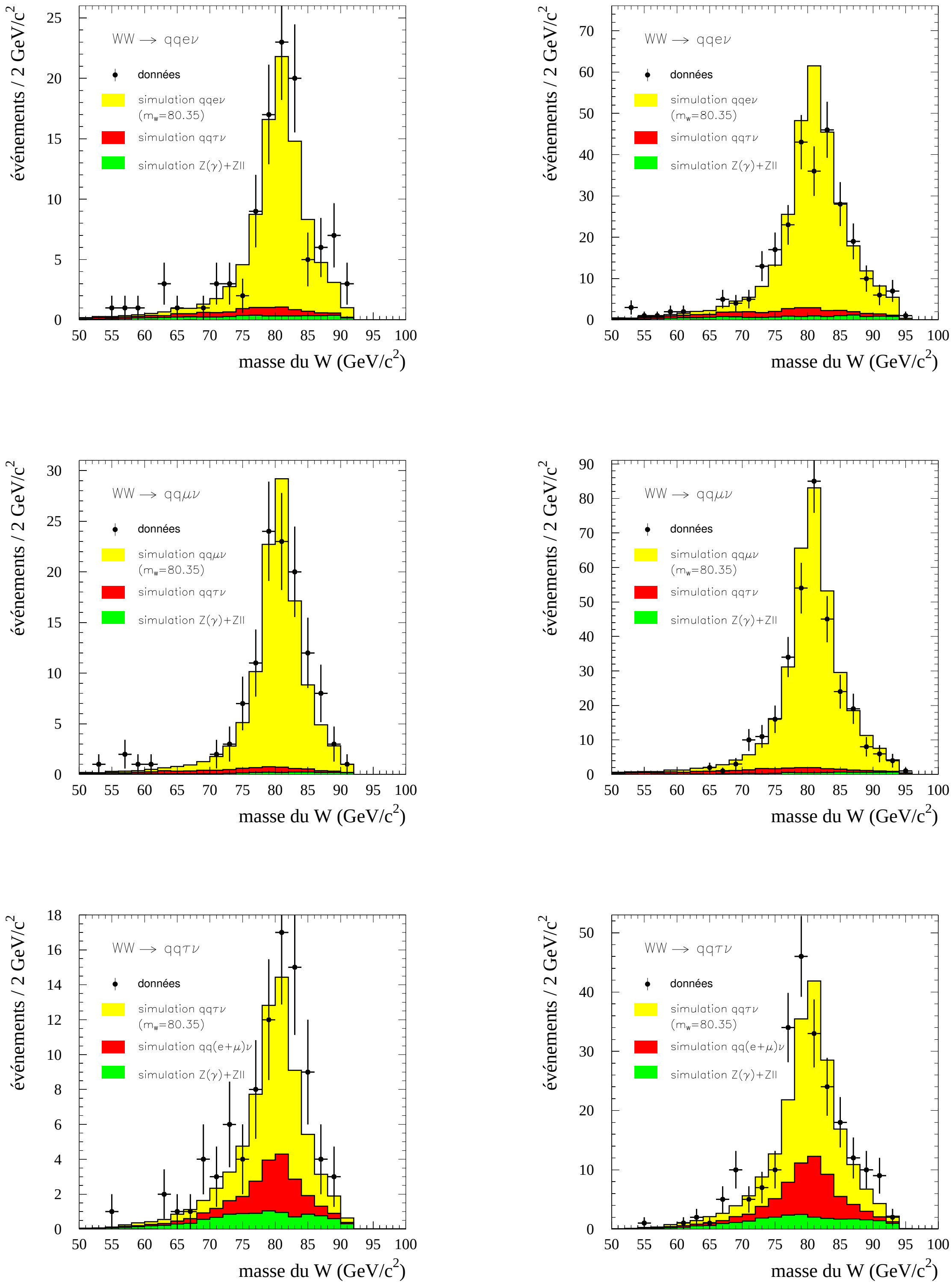

FIG. 7.7 – Distribution de masse reconstruite à 183 (à gauche) et à 189 GeV (à droite) dans les canaux électron, muon et tau. Les croix représentent les données, les parties grisées la simulation.

7.2 Méthode de mesure de la masse

7.2.1 Principe de la méthode

La méthode de mesure de la masse est une méthode de maximum de vraisemblance à un paramètre, la masse reconstruite par l'algorithme d'ajustement cinématique.

La distribution physique des W est donnée par une fonction de Breit-Wigner relativiste, dont la largeur dépend de l'énergie :

$$\mathrm{BW}(\mathrm{m}, \mathrm{m_W}) = \frac{\Gamma_\mathrm{W}}{\mathrm{m_W}} \frac{\mathrm{m}^2}{(\mathrm{m}^2 - \mathrm{m_W^2})^2 + (\Gamma_\mathrm{W} \mathrm{m}^2/\mathrm{m_w})^2},$$

où $\mathrm{m_w}$ représente la masse du W et m la masse générée du W, différente de $\mathrm{m_w}$ à cause de la largeur non nulle du W, Γ_W.

Ce qui est mesuré avec le fit contraint est en fait une combinaison de la masse du W qui se désintègre de façon leptonique et de celle du W qui se désintègre dans le canal hadronique, typiquement la demi-somme des masses. Comme la demi-somme de deux Breit-Wigner de largeur Γ_W est une Breit-Wigner de largeur Γ_W, la distribution de masse à ajuster serait une Breit-Wigner de largeur Γ_W.

Cependant il faut également tenir compte de l'espace des phases EP(m), qui dans le cas où l'égalité des masses des W est imposée, est proportionnel à β :

$$\mathrm{EP}(\mathrm{m}) \propto \beta = \sqrt{1 - \frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{E_f^2}}},$$

où $\mathrm{E_f}$ est l'énergie de faisceau.

Comme l'égalité des masses des W est imposée dans l'algorithme d'ajustement cinématique, la masse du W reconstruite ne peut pas être supérieure à l'énergie de faisceau. L'espace des phases accessible va modifier la Breit-Wigner (figure 7.8) et a tendance à tronquer la distribution, en diminuant la probabilité d'avoir une masse voisine de l'énergie de faisceau.

En fait, dans le cas où un ou plusieurs photons ISR sont émis, l'énergie réellement disponible dans le centre de masse pour la production des deux W n'est pas $2\mathrm{E_f}$ mais $2\mathrm{E_f} - \mathrm{E}_\gamma = 2\mathrm{E_f}(1 - \mathrm{x})$ où E_γ est l'énergie totale perdue par émission de photon ISR et $\mathrm{x} = \frac{\mathrm{E}_\gamma}{2\mathrm{E_f}}$. A cause de l'ajustement cinématique, qui impose que la somme des énergies des jets, du lepton chargé et du neutrino soit égale à $2\mathrm{E_f}$, la masse reconstruite n'est pas m mais $\mathrm{m_{rec}} = \mathrm{m}\frac{2\mathrm{E_f}}{2\mathrm{E_f}(1-\mathrm{x})} = \frac{\mathrm{m}}{1-\mathrm{x}}$. Le traitement des ISR peut se faire avec deux méthodes :

- soit on paramétre la probabilité d'émission d'ISR dans la méthode de maximum de vraisemblance, avec la loi de probabilité en x [13], pour x défini entre 0 et 1 :

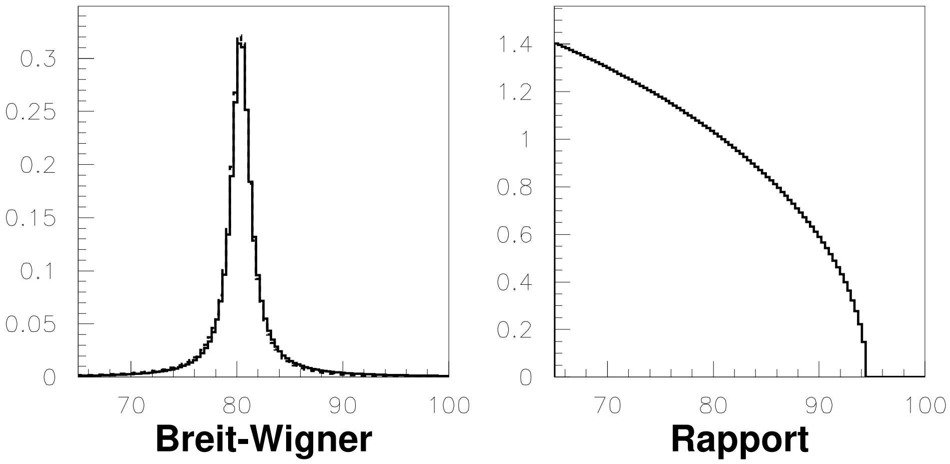

FIG. 7.8 – Distribution de probabilité de la masse du W générée suivant une Breit-Wigner relativiste en GeV/c^2, de masse centrale $M_W = 80,394$ GeV/c^2 et de largeur $\Gamma_W = 2,06$ GeV/c^2. A gauche, la courbe en trait plein représente la Breit-Wigner seule, la courbe pointillée la Breit-Wigner pondérée par le terme d'espace des phases pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV. La figure de droite représente le rapport de la probabilité de la Breit-Wigner pondérée par le terme d'espace des phases pour une énergie dans le centre de masse de 189 GeV et de la Breit-Wigner sans espace des phases.

$$\mathrm{PH(x)} = \beta \mathrm{x}^{\beta-1},$$

avec $\beta = \frac{2\alpha}{\pi}(2\ln(\frac{2E_f}{m_e}) - 1)$ où α est la constante de structure fine et m_e la masse de l'électron
La Breit-Wigner simple est alors remplacée par une Breit-Wigner effective, qui tient compte de toutes les pertes d'énergie par ISR possibles :

$$\mathrm{BW_{eff}(m, m_W)} = \int_0^a \mathrm{BW(m(1-x))}\beta \mathrm{x}^{\beta-1}\mathrm{dx},$$

où la borne supérieure de l'intégrale a, qui vaut 0,5, est choisie telle qu'elle permette de décrire les pertes d'énergie par ISR maximales que l'on peut avoir. La loi de probabilité de la masse générée qui tient compte de la probabilité d'émission d'un photon ISR est indiquée dans la figure 7.9. Par rapport à la loi de probabilité qui ne tient pas compte des ISR, la probabilité d'avoir une masse générée plus grande, pour laquelle l'excédent d'énergie peut être émis sous forme d'ISR, est augmentée.
Dans ce cas, la correction déterminée sur la mesure de la masse avec le Monte Carlo et appliquée aux données est faible, car la cause principale de la correction est due aux photons ISR, comme on le verra plus loin.

- soit on ignore cette probabilité; dans ce cas les ISR sont pris en compte dans la correction sur la masse, qui est alors plus grande.

Dans la suite, les résultats des mesures avec les deux méthodes seront présentés; en revanche toutes les figures d'illustration de la méthode seront effectuées avec la paramétrisation qui tient compte des ISR. Enfin, à cause de la résolution limitée du détecteur, la masse mesurée n'est pas m, mais m_f, masse obtenue avec l'algorithme d'ajustement cinématique. La probabilité de mesurer une masse m_f est obtenue en convoluant le produit de la Breit-Wigner et de l'espace des phases par la fonction de résolution du détecteur. Afin d'éviter des domaines où le rapport entre le signal et le bruit de fond devient trop défavorable, seules les masses ajustées qui sont comprises entre 68 et 92 GeV/c^2 sont utilisées pour la mesure de la masse.

Diverses paramétrisations de la résolution $G(m, m_f)$ ont été essayées :

- une paramétrisation gaussienne :

$$\mathrm{G(m, m_f)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_f}\exp(-\frac{(m - m_f)^2}{2\sigma_f^2}),$$

où σ_f est la résolution sur la masse donnée par l'algorithme d'ajustement cinématique.

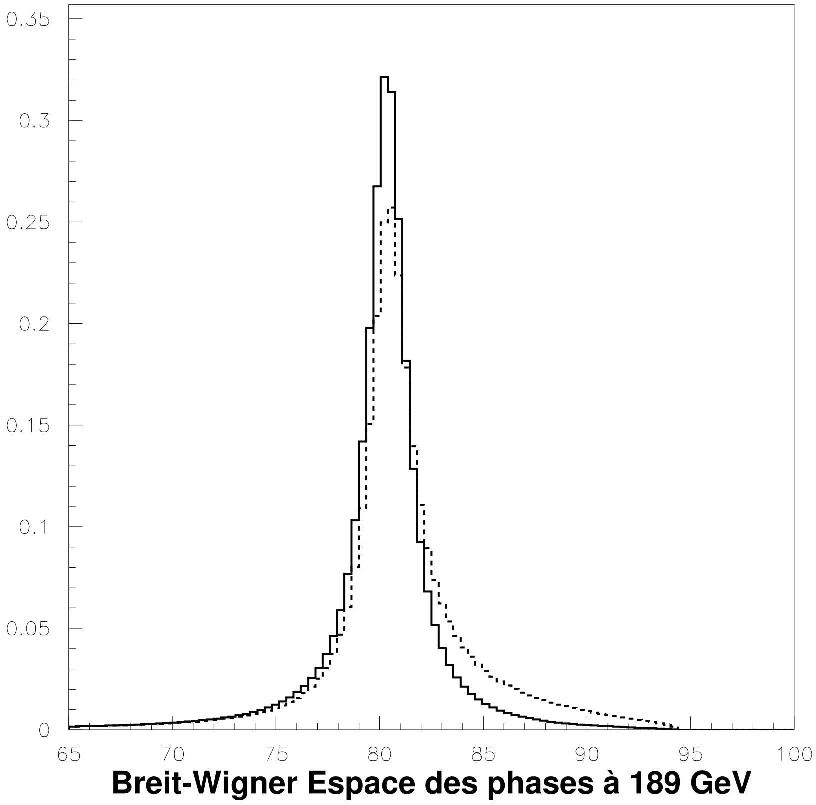

FIG. 7.9 – Distribution de probabilité de la masse du W générée en GeV/c^2 suivant une Breit-Wigner relativiste, de masse centrale $M_W = 80,394$ GeV/c^2 et de largeur $\Gamma_W = 2,06$ GeV/c^2. La courbe en trait plein représente la Breit-Wigner seule multipliée par l'espace des phases, la courbe pointillée l'intégration sur le spectre des photons ISR accessible de la Breit-Wigner multipliée par l'espace des phases et par la loi de probabilité d'émettre un photon ISR, à 189 GeV dans le centre de masse.

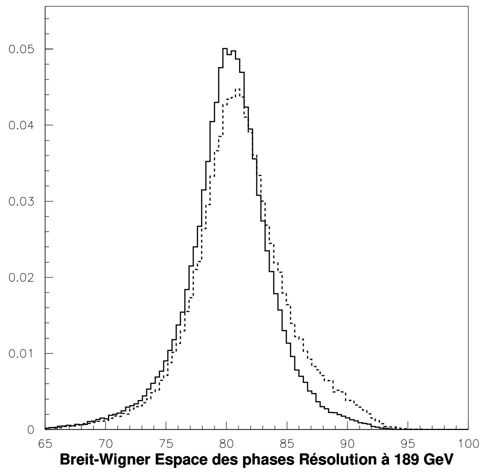

FIG. 7.10 – Distribution de probabilité de la masse reconstruite en GeV/c^2 distribuée suivant une Breit-Wigner relativiste de masse centrale $M_W = 80,394$ GeV/c^2 et de largeur $\Gamma_W = 2,06$ GeV/c^2, multipliée par l'espace des phases et convoluée par la fonction gaussienne de résolution du détecteur. La courbe en trait pointillé représente le cas où la paramétrisation d'ISR est incluse dans la Breit-Wigner.

- une paramétrisation asymétrique : dans ce cas, la paramétrisation est obtenue en ajustant $\exp(-\frac{\chi^2-\chi^2_{\rm min}}{2}) = f(m_f)$ pour un événement de m donné, avec $\chi^2_{\rm min}$ le minimum du χ^2 de l'algorithme d'ajustement cinématique. Cette paramétrisation décrit mieux qu'une paramétrisation gaussienne la résolution pour les événements proches de la limite cinématique, pour lesquels l'espace des phases joue un rôle important.

Cependant, la paramétrisation asymétrique n'a pas permis d'amélioration nette et dans l'analyse, c'est l'approximation gaussienne qui a été utilisée, par souci de simplicité. De plus l'approximation gaussienne marche d'autant mieux que l'énergie dans le centre de masse augmente, car dans ce cas la courbe de résolution en masse est moins affectée par l'espace des phases; ainsi dans la suite de l'analyse, la paramétrisation de la résolution est prise sous la forme d'une gaussienne.

La figure 7.10 montre la loi de probabilité de la masse reconstruite lorsque l'on convolue la fonction de Breit-Wigner multipliée par l'espace des phases par la résolution gaussienne du détecteur. L'effet de la résolution est d'élargir la distribution de masse reconstruite par rapport à la distribution de masse générée (la largeur à mi-hauteur passe typiquement de 2 à 5,8 GeV dans le canal électron à cause de la résolution quand on ne tient pas compte de la probabilité d'émission d'ISR dans la paramétrisation).

Si la masse du W est m_W, la probabilité que la masse ajustée d'un événement signal soit m_f est obtenue en intégrant sur toutes les masses générées possibles :

$$p_s(m_f/m_W) = \int_0^{E_f} BW(m_W, m)EP(m)G(m, m_f)dm. \tag{7.1}$$

La probabilité pour un événement de bruit de fond d'avoir une masse ajustée m_f, $p_b(m_f)$, est obtenue en paramétrant le fond dans les différents canaux semi-leptoniques (figures 7.11, 7.12, et 7.13); la paramétrisation est différente suivant que le lepton chargé est au centre ou à l'avant du détecteur. Cette paramétrisation fait intervenir un terme multiplicatif d'espace des phases, de la forme $\sqrt{1-(\frac{m_f}{E_f})^2}$. Dans les canaux électron et tau, la paramétrisation décrit aussi la probabilité pour l'événement de provenir du pic en masse dû aux $Z^0\gamma$ (voir paragraphe 5.1) avec une loi gaussienne, centrée en E voisin de 73 GeV, et de résolution F :

$$p_b(m_f) = (A\exp(1 + B(m_f - 80) + C(m_f - 80)^2) + D\exp(-\frac{(m_f - E)^2}{2F^2}))\sqrt{1 - \frac{m_f^2}{E_f^2}},$$

où les paramètres A, B, C, D, E, et F sont obtenus en ajustant la distribution du bruit de fond simulé présent après sélection en fonction de la masse ajustée.

La vraisemblance d'un événement s'exprime comme :

$$L(m_W) = Pp_s(m_f/m_W) + (1 - P)p_b(m_f),$$

où P est la pureté WW moyenne, calculé sur le Monte Carlo pour un événement donné suivant le domaine angulaire où se trouve le lepton chargé, car la pureté peut varier considérablement suivant que le lepton est au centre ou à l'avant du détecteur (table 7.1).

Domaine angulaire du lepton chargé	au centre	à l'avant
Canal électron	97,1%	91,8%
Canal muon	98,8%	96,2%
Canal tau	90,7%	85,7%

TAB. 7.1 – Pureté WW dans les trois canaux semi-leptoniques, suivant que le lepton chargé est au centre ou à l'avant du détecteur.

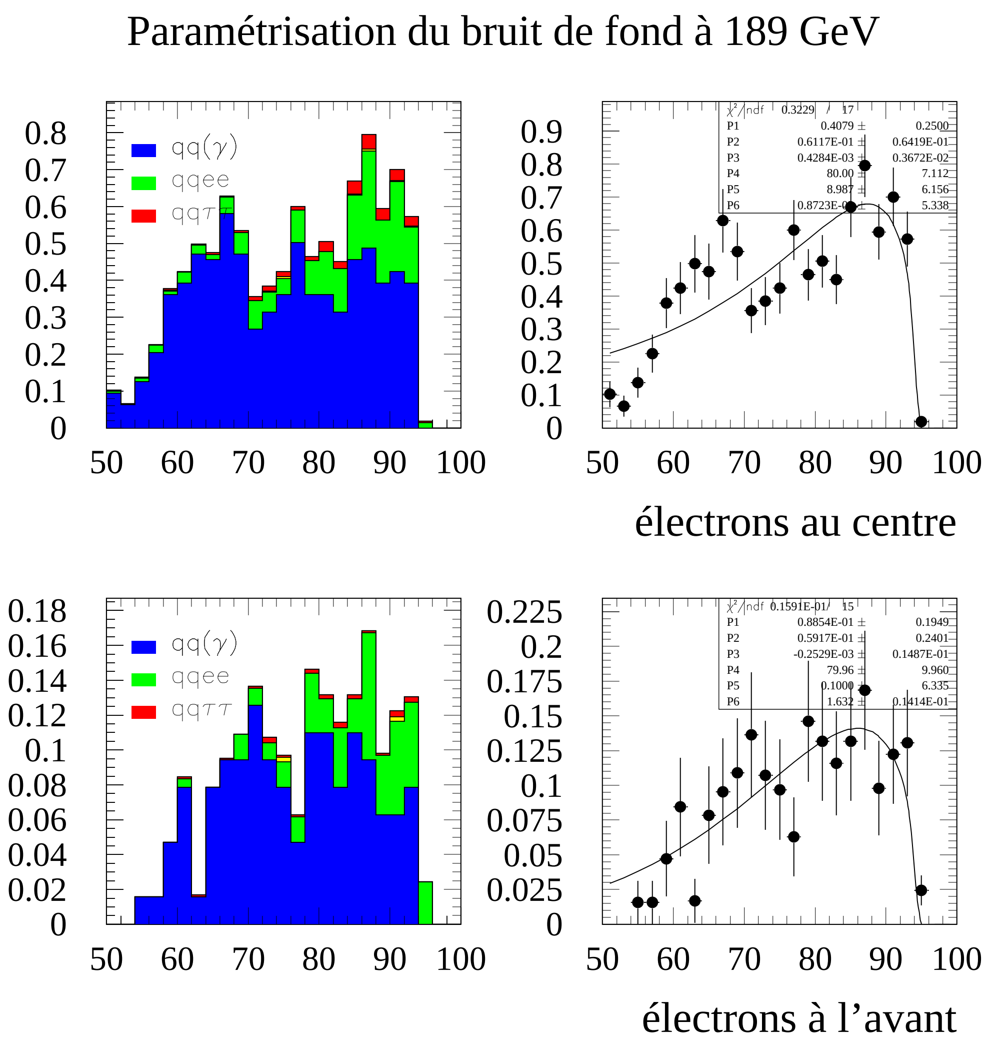

Fig. 7.11 – Composition (à gauche) et paramétrisation (à droite) du bruit de fond en fonction de la masse ajustée en GeV/c^2, tel qu'il est présent dans le Monte Carlo dans le canal électron. Le cas où le lepton chargé se trouve au centre du détecteur (en haut) est distingué du cas où il est à l'avant (en bas).

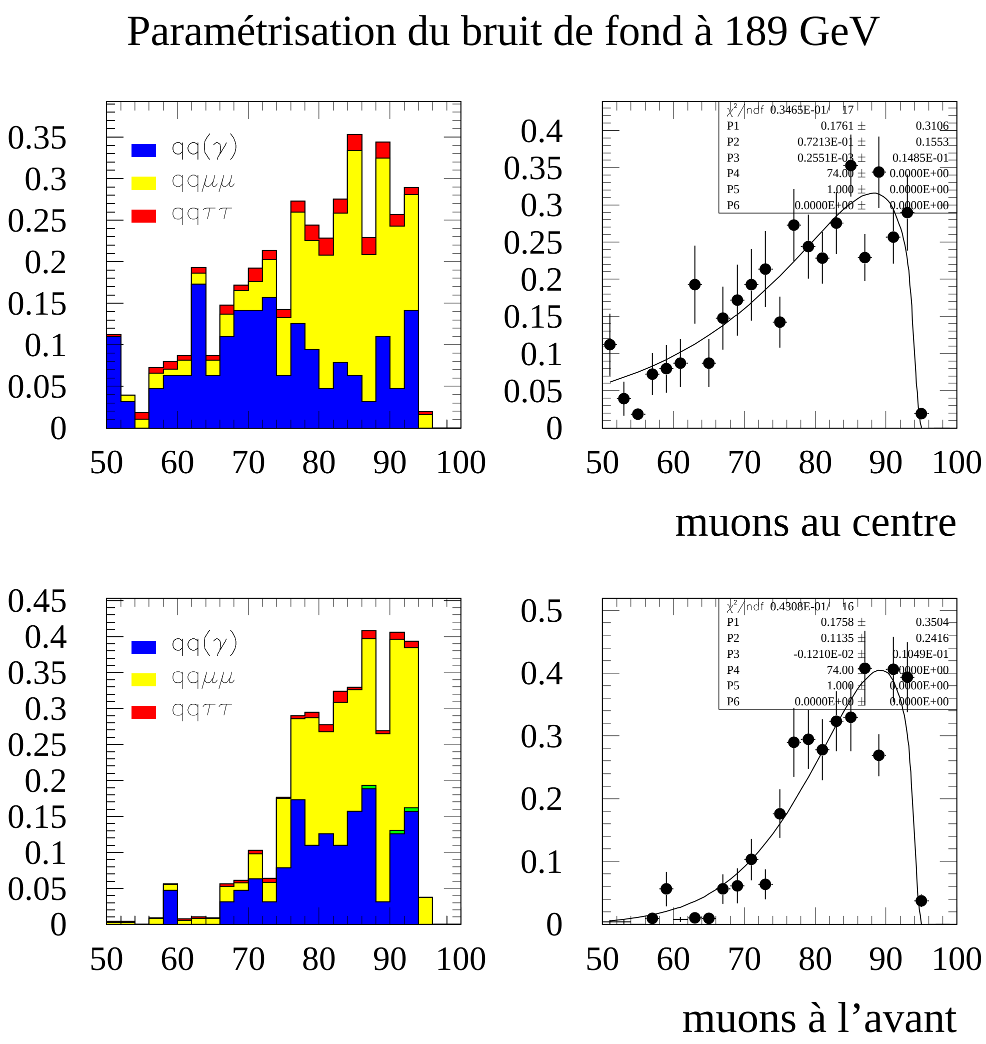

FIG. 7.12 – Composition (à gauche) et paramétrisation (à droite) du bruit de fond en fonction de la masse ajustée en GeV/c^2, tel qu'il est présent dans le Monte Carlo dans le canal muon. Le cas où le lepton chargé se trouve au centre du détecteur (en haut) est distingué du cas où il est à l'avant (en bas).

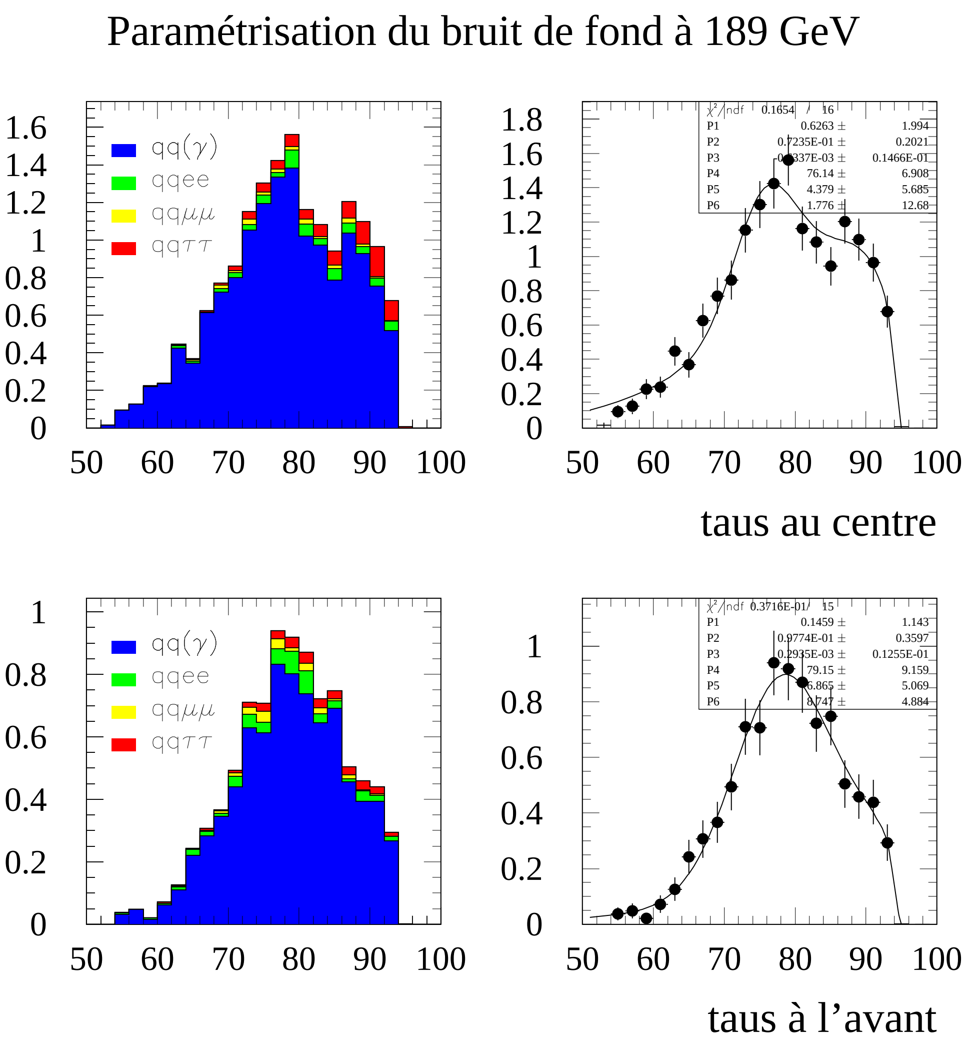

FIG. 7.13 – Composition (à gauche) et paramétrisation (à droite) du bruit de fond en fonction de la masse ajustée en GeV/c^2, tel qu'il est présent dans le Monte Carlo dans le canal tau. Le cas où le lepton chargé se trouve au centre du détecteur (en haut) est distingué du cas où il est à l'avant (en bas).

Dans les canaux électron et muon, les événements qui sont simulés comme des taus sont reconstruits avec une résolution moins bonne que les événements simulés comme électrons ou muons, à cause de la perte d'énergie due à un ou deux neutrinos produits lors de la désintégration du tau (figure 7.14).

Pour tenir compte de cet effet et ne pas avoir la même résolution sur la masse dans la paramétrisation pour tous les événements WW, $\mathrm{p_s(m_f/m_W)}$ est remplacé par :

$$\mathrm{P'p_{s\ e,\mu}(m_f/m_W) + (1 - P')p_{s\ \tau}(m_f/m_W)},$$

avec :

$$\mathrm{P'} = \frac{\text{Nombre d'événements simulés comme e}(\mu)\text{ et sélectionnés dans le canal e}(\mu)}{\text{Nombre d'événements simulés comme e ou }\tau(\mu\text{ ou }\tau)\text{ et sélectionnés dans le canal e}(\mu)},$$

et $\mathrm{p_{s\ e,\mu}}$, $\mathrm{p_{s\ \tau}}$ sont calculés suivant la même expression que l'équation 7.1, sauf que la résolution sur la masse dans $\mathrm{p_{s\ \tau}}$ a une valeur très grande, 8 $\mathrm{GeV/c^2}$.

P' est calculé suivant l'intervalle d'énergie du lepton chargé et de masse manquante où se trouve l'événement. En effet, la proportion de taus sélectionnés augmente fortement quand l'énergie du lepton chargé sélectionné diminue (voir figure 5.5). La masse manquante, qui est renormalisée en multipliant les énergies et les impulsions des jets par le rapport entre l'énergie de faisceau et la somme des énergies des jets hadroniques, afin de reproduire l'effet de l'algorithme d'ajustement cinématique, est égale dans le cas d'un événement $\mathrm{q\bar{q}}\tau\bar{\nu}$ à la masse formée par le neutrino qui provient de la désintégration du W et par celui ou ceux qui proviennent de la désintégration du τ; la proportion de taus augmente donc quand la masse manquante augmente.

La vraisemblance totale est le produit des vraisemblances événement par événement. C'est une fonction de la masse du W, $\mathrm{m_W}$. La valeur de $\mathrm{m_W}$ qui minimise $-2\mathrm{lnL(m_W)}$, $\mathrm{m_{W\ min}}$, est la masse du W mesurée et l'erreur sur la masse, σ_W, est définie telle que :

$$-2\mathrm{lnL(m_{W\ min}} \pm \sigma_\mathrm{W}) = -2\mathrm{lnL(m_W)} + 1.$$

7.2.2 Correction de la valeur mesurée et de l'erreur avec le Monte Carlo

Il faut ensuite corriger la masse du W ainsi mesurée sur les données de tous les biais qui peuvent intervenir dans la méthode, et notamment des ISR, si la méthode de maximum de vraisemblance n'a pas été paramétrée en tenant compte de la probabilité d'émission d'un photon ISR.

Pour cela et afin de corriger des effets qui dépendent de la masse générée du W (comme par exemple le fait qu'un photon ISR de plus grande énergie puisse être

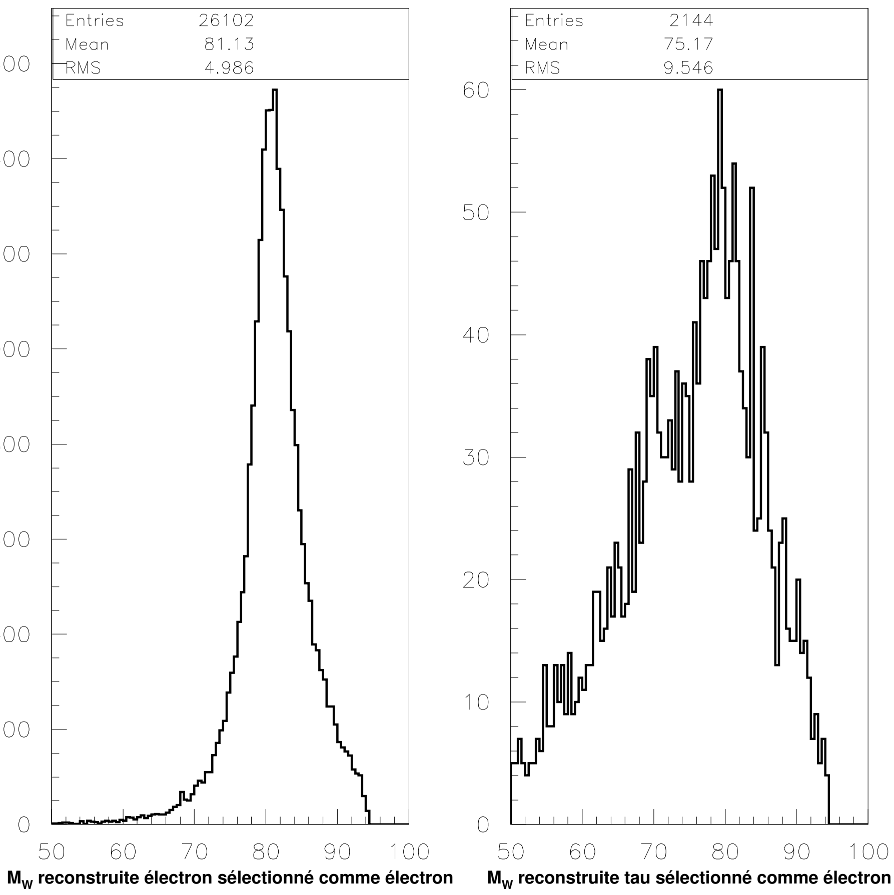

FIG. 7.14 – Distribution de masses reconstruites en GeV/c^2 d'événements sélectionnés dans le canal électron, suivant qu'ils sont simulés dans le canal électron ou dans le canal tau.

émis si la masse générée est plus faible), nous avons déterminé la correction sur le Monte Carlo en générant des échantillons pour lesquels les masses moyennes valent $79,35$ GeV/c^2, $80,35$ GeV/c^2, $81,35$ GeV/c^2; par exemple, à 189 GeV, 330000 événements WW de masse moyenne $80,35$ GeV/c^2 ont été simulés, ainsi que 180000 événements WW de masse moyenne $79,35$ GeV/c^2 et 180000 événements WW de masse moyenne $81,35$ GeV/c^2. Pour chaque échantillon, la masse du W est ajustée avec la méthode de maximum de vraisemblance; ainsi une courbe de masse ajustée en fonction de la masse moyenne de génération est obtenue. Pour connaitre le plus précisément cette courbe sans avoir à générer un nombre d'événements trop important, une méthode de repondération [70] est utilisée : elle permet de calculer le poids qu'il faut affecter à un événement généré à une certaine masse moyenne m_1 pour obtenir la distribution de masse correspondant à une génération avec une autre masse moyenne m_2. En fait, le poids est donné par le rapport entre l'élément de matrice du générateur quatre fermions, pour l'état final considéré à la masse moyenne m_2 et l'élément de matrice du générateur à la masse moyenne m_1. Le rapport des termes d'espace de phases vaut un, car l'énergie dans le centre de masse est la même pour l'échantillon de départ et l'échantillon repondéré.

La courbe inverse, donnant la masse générée en fonction de la masse ajustée, est paramétrée par une fonction affine, avec une pente et un décalage; on fait l'hypothèse que la même relation s'applique pour l'expression de la vraie valeur de la masse en fonction de celle qu'on obtient par ajustement sur les données. Si le décalage dans la paramétrisation affine est tel qu'il corresponde au biais sur les données, la paramétrisation s'écrit:

$$m_{\text{générée}} - m_{\text{ajustée données}} = \text{pente}(m_{\text{ajustée}} - m_{\text{ajustée données}}) + \text{biais données}. \quad (7.2)$$

Le biais sur les données, qui vaut de l'ordre de 500 à 600 MeV/c^2 dans les canaux électron et muon lorsque les ISR ne sont pas pris en compte dans la paramétrisation de la vraisemblance, est réduit à une valeur inférieure à 100-150 MeV/c^2 lorsqu'on tient compte des ISR dans la paramétrisation (figure 7.15). La pente est aussi plus proche de 1. Les FSR ont une influence négligeable sur le biais et la pente.

La masse et son incertitude de mesure sont corrigées par la formule 7.2.

Il est nécessaire de s'assurer que l'erreur estimée avec la méthode de maximum de vraisemblance est correcte. Dans ce but, on génère 5000 échantillons simulés de même statistique que les données. Sur chaque échantillon, la masse et l'erreur sont obtenues par l'ajustement. Si l'erreur a été calculée de manière correcte par la méthode de maximum de vraisemblance, la distribution des “pulls” doit être une gaussienne de largeur 1, où le “pull” permet de comparer la dispersion des valeurs ajustées

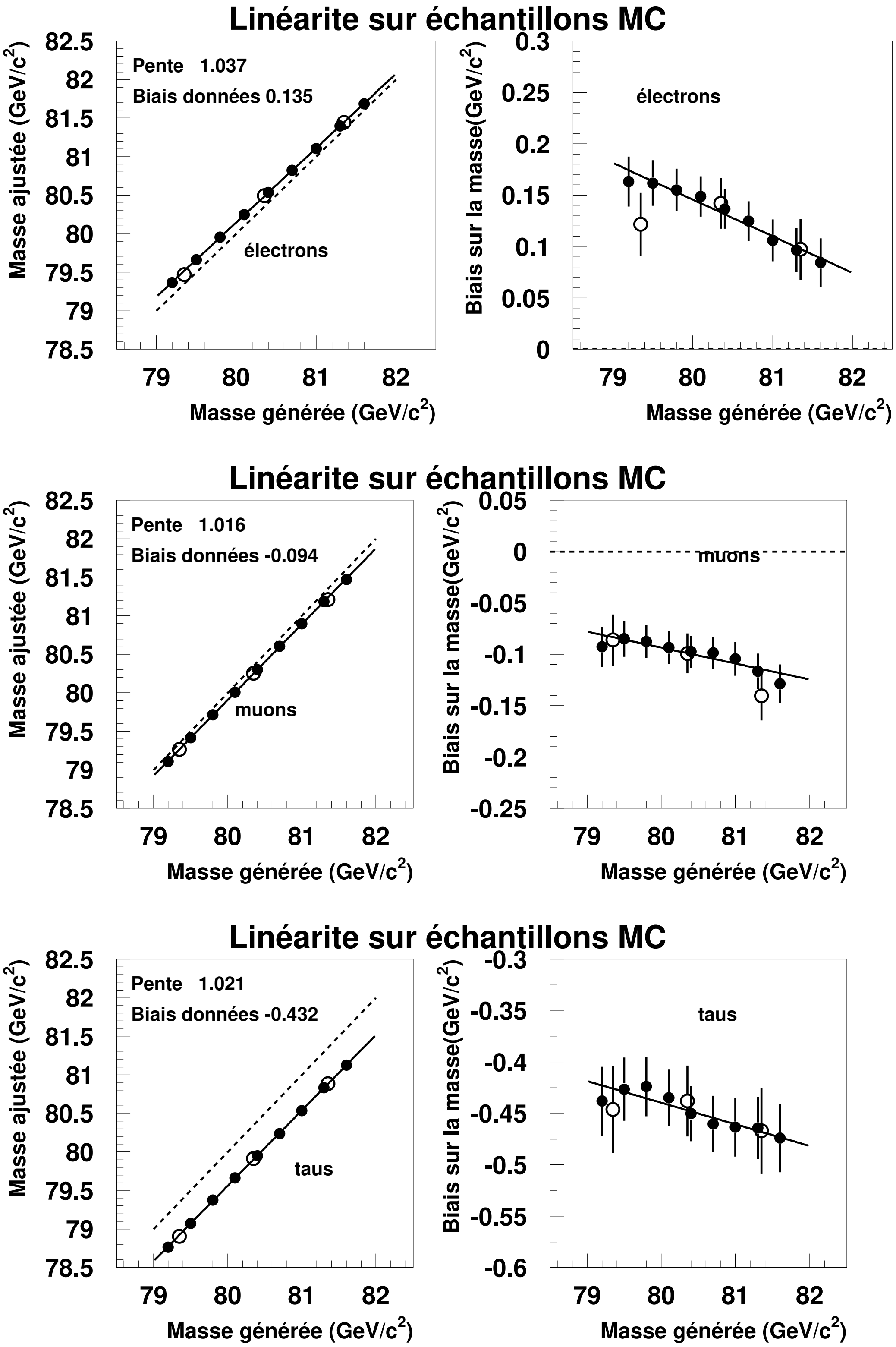

FIG. 7.15 – Courbe de masse ajustée avec la méthode du maximum de vraisemblance en fonction de la masse moyenne de génération, pour des échantillons de simulation sélectionnés dans les trois canaux semi-leptoniques à 189 GeV. Trois échantillons Monte Carlo ont été générés aux masses moyennes de 79,35, 80,35 et 81,35 GeV/c^2 (points blancs). Les points noirs proviennent de l'ensemble du Monte Carlo repondéré à d'autres masses moyennes. La ligne pointillée représente le cas où le biais serait nul, la ligne continue l'ajustement des points qui est effectué selon une loi affine.

des masses sur les échantillons par rapport à la masse ajustée avec l'ensemble des échantillons et l'erreur :

$$\mathrm{Pull} = \frac{\mathrm{m_{lik}} - \overline{\mathrm{m}}_{\mathrm{lik}}}{\sigma_{\mathrm{m\ lik}}},$$

où $\mathrm{m_{lik}}$ désigne la masse ajustée avec la méthode de maximum de vraisemblance pour un échantillon donné, $\overline{\mathrm{m}}_{\mathrm{lik}}$ la masse ajustée avec l'ensemble des échantillons et $\sigma_{\mathrm{m\ lik}}$ l'erreur sur l'ajustement pour l'échantillon en question.

Si la largeur de la distribution de "pulls" est supérieure à un et que la distribution de "pulls" est en bonne approximation gaussienne, cela signifie que l'erreur donnée par la méthode de maximum de vraisemblance est sous-estimée par l'algorithme d'ajustement cinématique. Ceci peut provenir du fait que l'ajustement cinématique qui impose l'égalité des masses des deux W ne prend pas en compte la largeur non nulle du W; l'ajustement cinématique, qui impose que la somme des énergies des jets, du lepton chargé et du neutrino soit égale à l'énergie disponible dans le centre de masse, ne tient pas compte non plus de la probabilité d'émission de photons par ISR. D'autre part, si les paramétrisations des erreurs sur les énergies et les impulsions du lepton chargé et des jets sont inexactes, l'erreur donné par l'ajustement sera aussi mal estimée. Dans ce cas, ces paramétrisations doivent être corrigées pour que la largeur des "pulls" soit un. En pratique, pour aller plus vite, l'erreur sur la masse ajustée est multipliée par un facteur ajusté de telle sorte que la largeur des "pulls" soit un dans les trois canaux. La distribution des "pulls" est représentée dans la figure 7.16.

Une fois la masse et l'erreur corrigées des biais, et l'erreur ajustée avec les "pulls", la masse du W, mesurée à 189 GeV dans les trois canaux sans inclure la paramétrisation d'ISR dans l'ajustement, est donnée dans la table 7.2.

GeV/c^2	Valeur centrale	Erreur statistique	Erreur attendue	Sigma du pull
électron	80,351	0,292	0,273	0,969
muon	80,125	0,216	0,211	0,986
tau	79,704	0,348	0,333	1,024

TAB. 7.2 – Valeurs mesurées après correction du biais de la masse du W, de l'erreur statistique sur la masse, de l'erreur attendue et de la largeur de la distribution des "pulls" dans les trois canaux semi-leptoniques à 189 GeV, lorsque la paramétrisation d'ISR n'est pas incluse dans la méthode de maximum de vraisemblance.

En paramétrant la probabilité d'émission d'un photon ISR, les valeurs obtenues sont indiquées dans la table 7.3.

Les mesures obtenues par les deux méthodes, avec ou sans la paramétrisation des ISR dans la méthode de maximum de vraisemblance, sont donc compatibles. La figure 7.17 indique la corrélation entre la masse mesurée avec ou sans la paramétrisation des

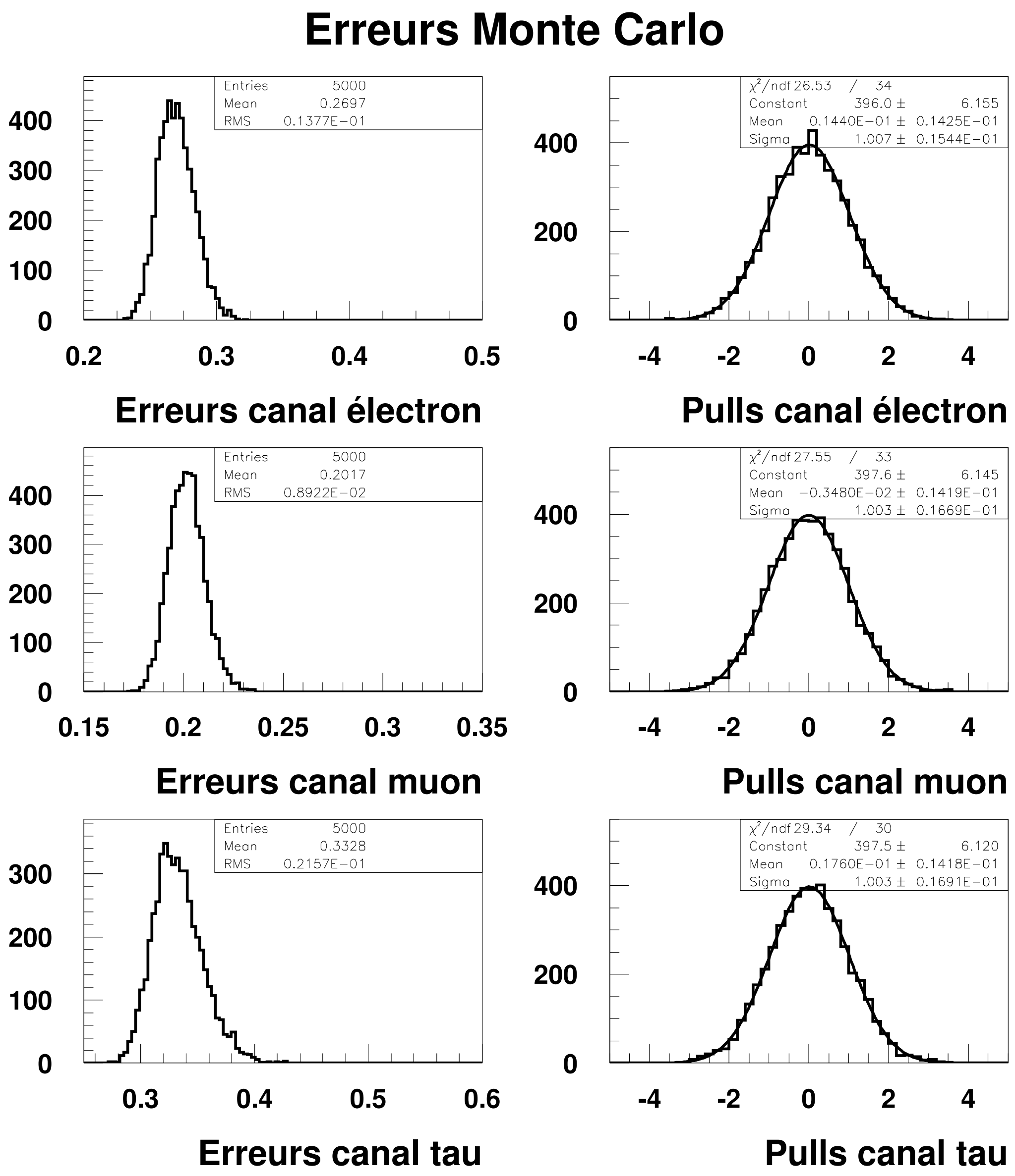

FIG. 7.16 – Distribution d'erreurs en GeV/c^2 et de "pulls" à 189 GeV après ajustement des erreurs pour 5000 échantillons Monte Carlo dans chaque canal semileptonique.

GeV/c^2	Valeur centrale	Erreur statistique	Erreur attendue	Sigma du pull
électron	80,306	0,309	0,266	0,967
muon	80,109	0,210	0,200	0,987
tau	79,676	0,339	0,334	1,012

TAB. 7.3 – Valeurs mesurées après correction du biais de la masse du W, de l'erreur statistique sur la masse, de l'erreur attendue et de la largeur de la distribution des "pulls" dans les trois canaux semi-leptoniques à 189 GeV, lorsque la paramétrisation d'ISR est incluse dans la méthode de maximum de vraisemblance.

ISR : le fait que les deux mesures soient très corrélées permet de tester le résultat obtenu sur la masse de deux manières totalement différentes pour le traitement des ISR. L'erreur attendue est en moyenne plus faible avec la paramétrisation qui tient compte des ISR, car dans ce cas la distribution en masse est ajustée avec la bonne paramétrisation. Ainsi la méthode utilisée pour les mesures est celle avec paramétrisation d'ISR.

La position des mesures et des erreurs dans les données est indiquée par rapport à la position des mesures et des erreurs dans la simulation dans la figure 7.18. Deux effets sont à noter sur les données à 189 GeV :

- L'erreur obtenue dans le canal électron est grande par rapport à la moyenne des erreurs dans les échantillons de simulation. Comme on le verra plus tard, cet effet est corrélé avec le fait de mesurer une grande largeur du W dans les données dans le canal électron..
- La masse dans le canal tau est faible par rapport à la moyenne des échantillons Monte Carlo.

Dans les deux cas, de nombreuses études ont été effectuées afin de s'assurer qu'il ne s'agissait pas d'un problème de qualité des données dans une partie du détecteur : nous avons séparé les événements suivant l'angle θ du lepton ($|\cos\theta| < 0,77$ et $|\cos\theta| > 0,77$), et suivant que le lepton est à l'avant ou à l'arrière du détecteur. Dans le canal électron, nous avons considéré séparément les événements pour lesquels le lepton a une énergie élevée ou faible pour voir s'il ne s'agissait pas d'un problème de fond $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$ mal estimé. Les coupures contre le fond $q\bar{q}(\gamma)$ ont été renforcées pour vérifier que le problème ne venait pas d'une sous-estimation de ce fond dans la simulation. Aucun problème évident n'a été trouvé et on peut penser qu'il s'agit d'une fluctuation statistique.

Dans le cas des taus, où la valeur de la masse mesurée sur les données est un peu faible, la masse mesurée avec la méthode de maximum de vraisemblance après ajustement où les contraintes d'énergie impulsion et d'égalité des masses sont imposées

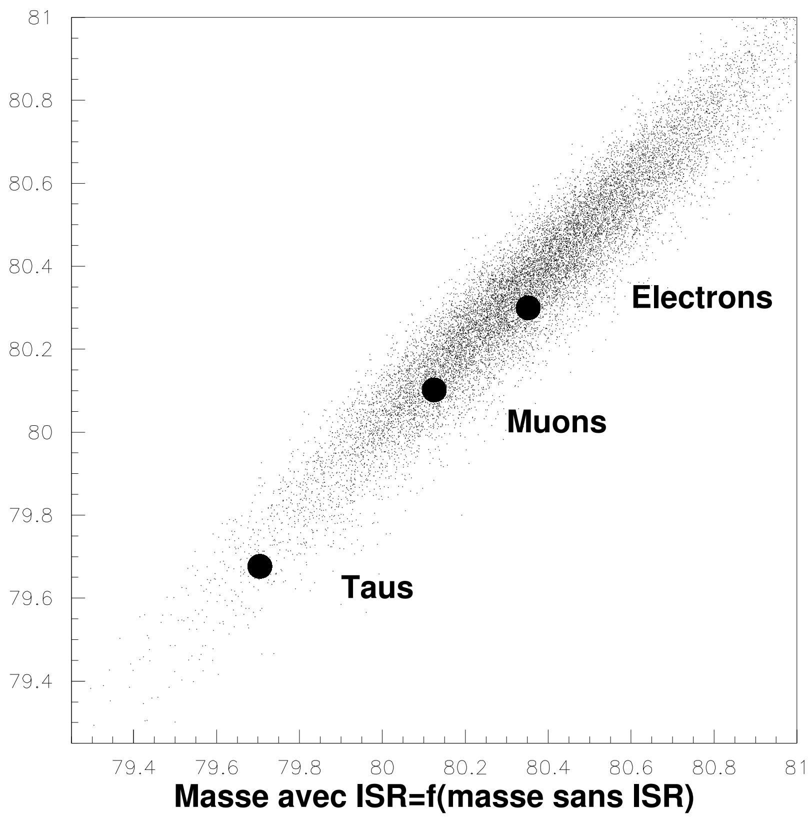

FIG. 7.17 – Masse ajustée en GeV/c^2 avec la méthode de maximum de vraisemblance avec ISR dans la paramétrisation de la vraisemblance en fonction de la masse ajustée en GeV/c^2 avec la méthode de maximum de vraisemblance sans ISR dans la paramétrisation, pour 5000 échantillons Monte Carlo de même statistique que les données, dans les trois canaux WW semi-leptoniques. Les gros points indiquent les données.

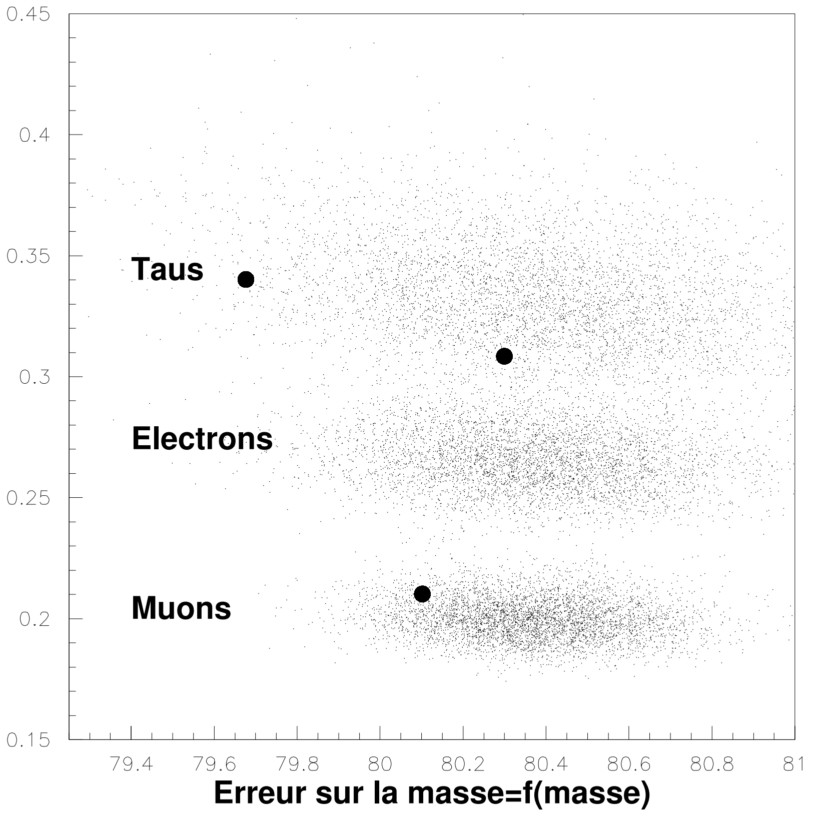

FIG. 7.18 – Erreur sur la masse donnée par la méthode de maximum de vraisemblance en GeV/c^2, en fonction de la masse mesurée en GeV/c^2 pour 5000 échantillons Monte Carlo, à 189 GeV dans le centre de masse, dans le cas où les ISR sont inclus dans la paramétrisation. Les gros points représentent les données. Les erreurs obtenues avec les échantillons de simulation sont meilleures dans le canal muon que dans les autres canaux et meilleures dans le canal électron que dans le canal tau, d'une part parce que l'efficacité de reconstruction est meilleure et d'autre part parce que la résolution événement par événement est meilleure.

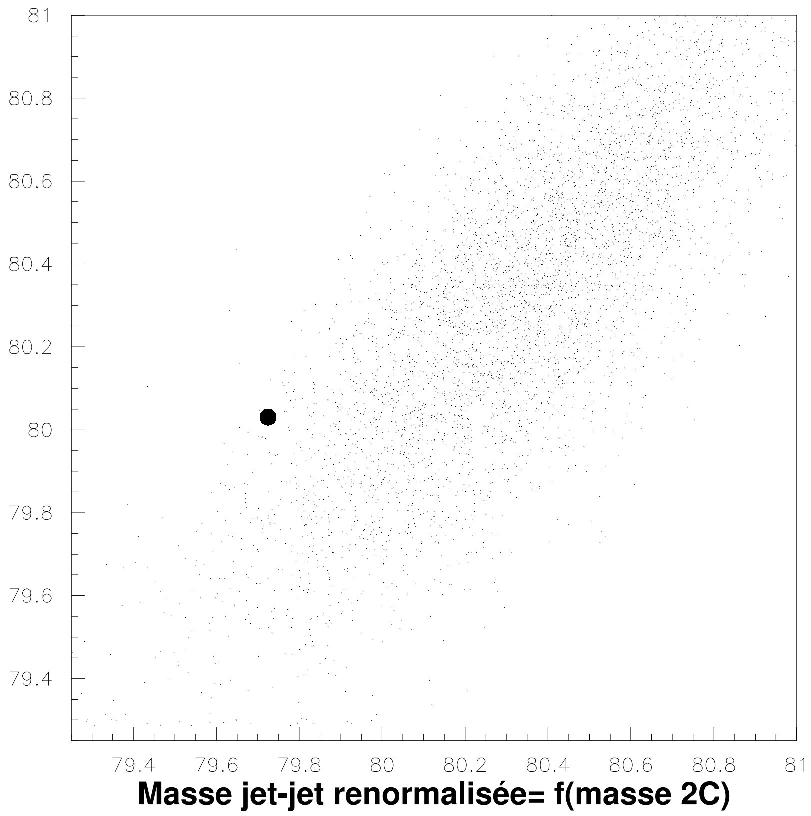

FIG. 7.19 – Masse jet-jet renormalisée mesurée avec la méthode de maximum de vraisemblance en GeV/c^2, en fonction de la masse en GeV/c^2 après ajustement à deux contraintes mesurée avec la méthode de maximum de vraisemblance, pour 5000 échantillons Monte Carlo dans le canal tau, à 189 GeV dans le centre de masse, pour l'ajustement avec paramétrisation d'ISR. Le gros point représente les données.

a été comparée à la masse mesurée avec la méthode de maximum de vraisemblance où la masse jet-jet est renormalisée, c'est-à-dire simplement multipliée par $\frac{\mathrm{E_{fais}}}{\Sigma \mathrm{E_{jet}}}$ (figure 7.19), afin uniquement d'éliminer les pertes dans la mesure de l'énergie des jets. Les deux mesures sont fortement corrélées, ce qui indique que d'une part la masse du W mesurée avec les taus n'est pas biaisée lorsqu'on impose les deux contraintes et d'autre part qu'il n'est pas possible de gagner en résolution en masse dans ce canal en combinant les informations données par ces deux méthodes de mesure.

La mesure obtenue avec renormalisation de la masse jet-jet vaut :

$$\mathrm{M_W} = 79,841 \pm 0,350(\mathrm{stat})\ \mathrm{GeV/c^2},$$

pour le canal tau (erreur attendue : 0,346 GeV/c^2, sigma du "pull" 1,020)

ce qui indique que la méthode de mesure la plus précise est celle où les deux contraintes sont imposées.

7.2.3 Mesure de la largeur

Des ajustements indépendants sont effectué pour la mesure de la masse et la mesure de la largeur. La méthode de mesure de la largeur est basée sur la même méthode de maximum de vraisemblance à un paramètre utilisée pour la mesure de la masse; le seul changement est qu'au lieu d'avoir la largeur Γ_W fixée à $2{,}092(\frac{M_W}{80{,}35})^3$ GeV/c^2 suivant la relation du modèle standard (équation 7.3), c'est la masse centrale du W, m_W qui est fixée à 80,35 GeV/c^2; le fait de décaler cette valeur d'une centaine de MeV/c^2 entraîne une modification négligeable de la largeur mesurée.

Comme pour la masse, la largeur peut être mesurée soit en paramétrant les ISR dans la fonction vraisemblance, et dans ce cas le biais est plus faible (figure 7.20), soit en corrigeant d'un biais plus important.

Les valeurs mesurées de la largeur dans les trois canaux semi-leptoniques, lorsque la probabilité d'émission d'ISR est incluse dans la paramétrisation de l'ajustement, sont présentées dans la table 7.4.

GeV/c^2	Valeur centrale	Erreur statistique	Erreur attendue	Sigma du pull
électron	4,503	1,004	0,703	0,988
muon	2,638	0,564	0,500	1,021
tau	3,163	0,954	0,755	1,048

TAB. 7.4 – Valeurs mesurées après correction du biais de la largeur du W, de l'erreur statistique sur la largeur, de l'erreur attendue et de la largeur des "pulls" dans les trois canaux semi-leptoniques à 189 GeV, lorsque la paramétrisation d'ISR est incluse dans la méthode de maximum de vraisemblance.

Lorsque les ISR sont traités par une correction obtenue sur Monte Carlo, les valeurs obtenues sont indiquées dans la table 7.5.

Comme pour la largeur, ces deux mesures sont très corrélées (figure 7.21). Dans les deux cas, la largeur mesurée sur les données dans le canal électron est grande par rapport à la moyenne des largeurs mesurées sur les échantillons Monte Carlo.

La représentation des ajustements sur des échantillons Monte Carlo de la largeur et de l'erreur sur la largeur est indiquée dans la figure 7.22. Comme pour la masse, l'erreur attendue est plus faible avec la paramétrisation d'ISR, car celle-ci décrit mieux la distribution de masse reconstruite.

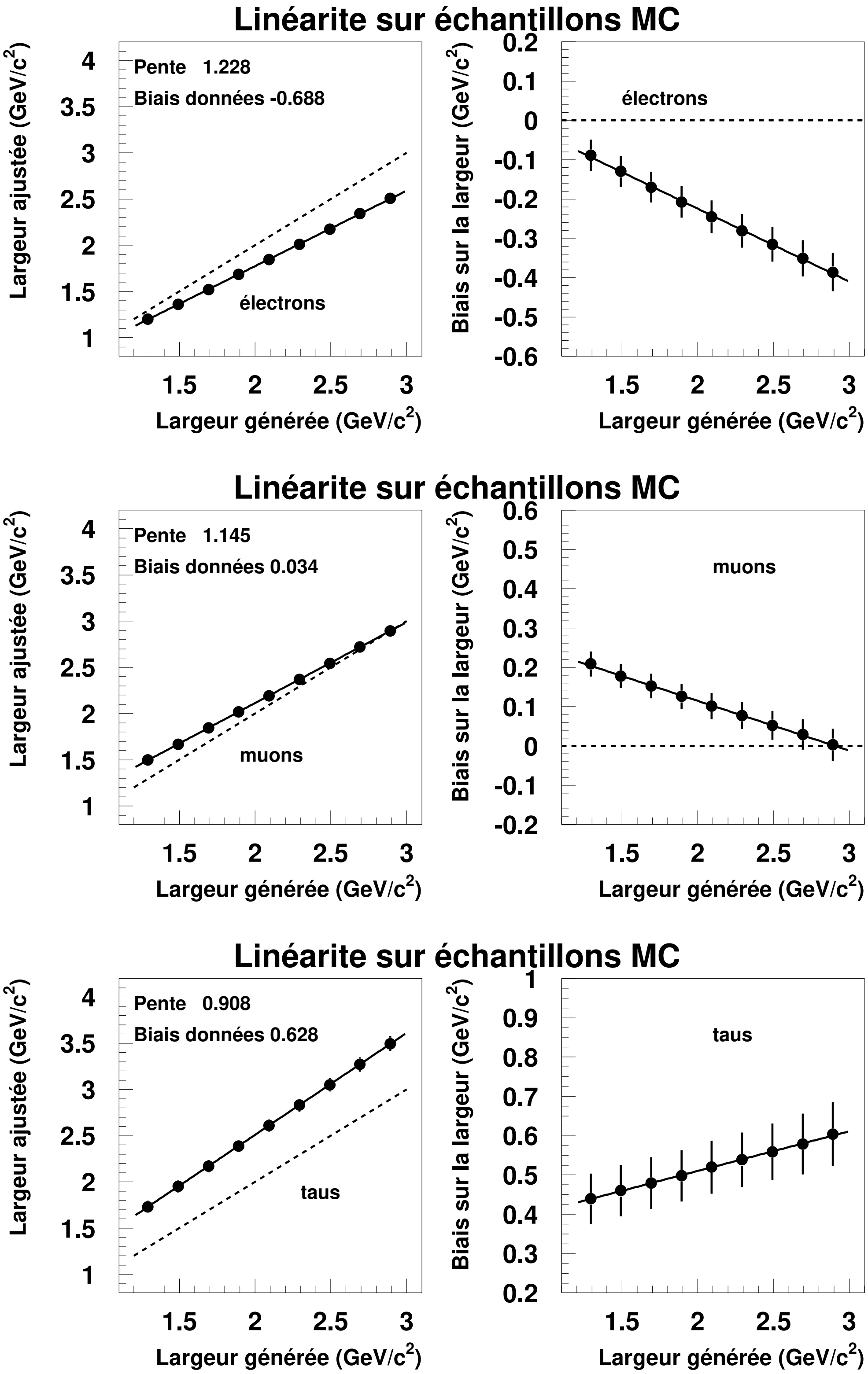

FIG. 7.20 – Courbe de largeur ajustée avec la méthode de maximum de vraisemblance en fonction de la largeur centrale générée, pour des échantillons de simulation sélectionnés dans les trois canaux semi-leptoniques à 189 GeV et repondérés à diverses largeurs, lorsque les ISR sont inclus dans la paramétrisation de l'ajustement. La ligne pointillée représente le cas où le biais serait nul, la ligne continue l'ajustement des points qui est effectué selon une loi affine.

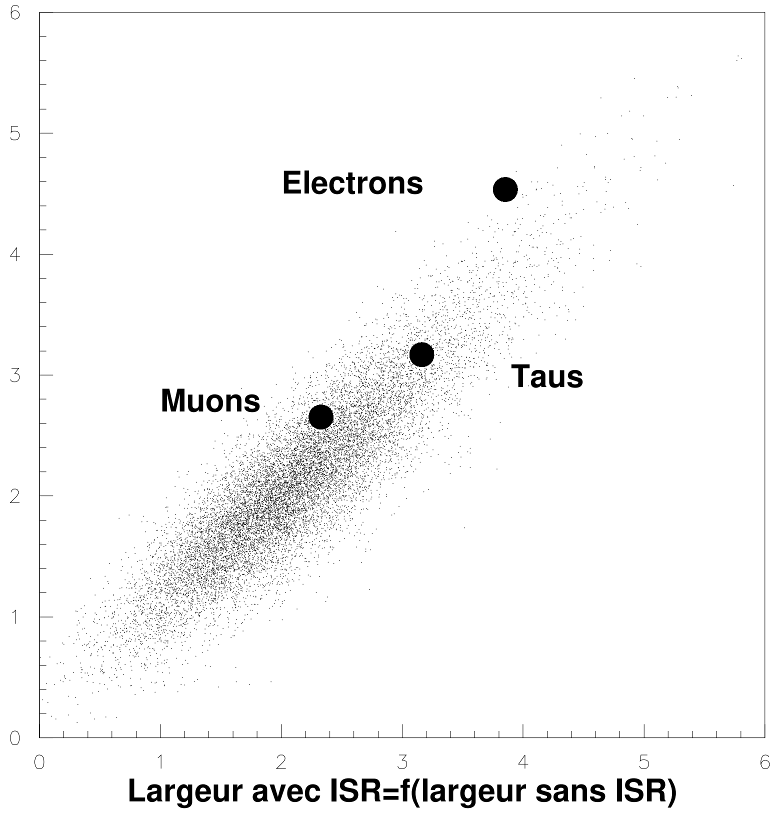

FIG. 7.21 – Largeur mesurée en GeV/c^2 avec la méthode de maximum de vraisemblance avec ISR dans la paramétrisation en fonction de la largeur mesurée en GeV/c^2 avec la vraisemblance sans ISR dans la paramétrisation, pour 5000 échantillons Monte Carlo de même statistique que les données, dans les trois canaux WW semi-leptoniques. Les gros points indiquent les données.

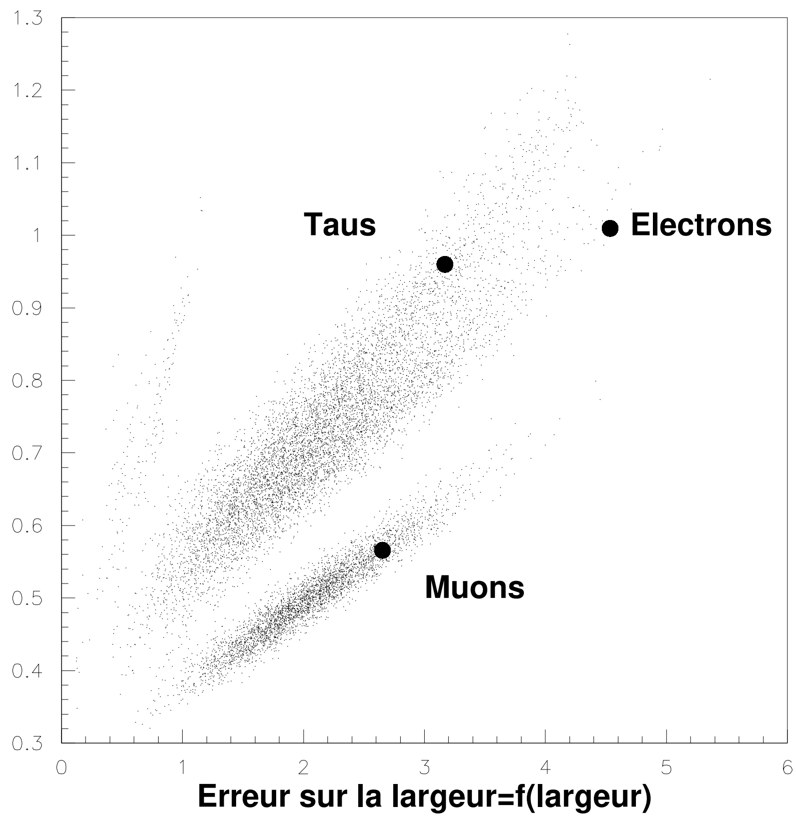

FIG. 7.22 – Erreur sur la largeur en GeV/c^2 en fonction de la largeur mesurée en GeV/c^2 pour 5000 échantillons Monte Carlo, à 189 GeV dans le centre de masse, pour la vraisemblance avec paramétrisation d'ISR. Les gros points représentent les données. Pour les échantillons où on mesure une largeur inférieure à 1 GeV/c^2, la définition de l'erreur n'est pas correcte à cause de la valeur minimale (0,5 GeV/c^2) de l'intervalle de masses reconstruites utilisé pour ajuster la largeur.

GeV/c^2	Valeur centrale	Erreur statistique	Erreur attendue	Sigma du pull
électron	3,853	0,940	0,711	1,043
muon	2,327	0,577	0,577	1,045
tau	3,163	1,005	0,810	1,016

TAB. 7.5 – Valeurs mesurées après correction du biais de la largeur du W, de l'erreur statistique sur la largeur, de l'erreur attendue et de la largeur des "pulls" dans les trois canaux semi-leptoniques à 189 GeV, lorsque la paramétrisation d'ISR n'est pas incluse dans la méthode de maximum de vraisemblance.

Avec la méthode de maximum de vraisemblance, la largeur mesurée et son erreur sont très corrélées. En fait, si la largeur Γ d'une gaussienne est ajustée avec une vraisemblance, l'erreur sur la largeur $\Delta\Gamma$ est proportionnelle à la largeur :

$$\Delta\Gamma = \frac{\Gamma}{\sqrt{2\mathrm{N}}},$$

où N est le nombre de mesures. Ainsi, si la valeur de la largeur mesurée est suffisamment grande par rapport à l'erreur sur la mesure de la masse, l'erreur sur la largeur et la largeur mesurée sont totalement corrélées.

D'autre part l'erreur sur la masse est corrélée avec la largeur (voir figure 7.23). Ainsi le fait d'avoir dans le canal électron une grande erreur sur la masse et une grande largeur mesurée résultent du même effet, qui est peut-être dû à une fluctuation statistique.

Les distributions de masse et de largeur sont en revanche très peu corrélées (figure 7.24). Ainsi le fait de fixer la valeur de la largeur à 2,092 $(\frac{\mathrm{M_W}}{80{,}35})^3$ GeV/c^2 lorsqu'on mesure la masse ne crée pas de biais sur les mesures.

Au LEP, la précision que l'on a sur la mesure de la largeur est insuffisante pour pouvoir tester la prédiction du modèle standard pour la largeur du W en fonction de sa masse :

$$\Gamma_\mathrm{W} = \frac{\mathrm{G_F M_W^3}}{6\sqrt{2}\pi}(3 + 6(1 + \frac{\alpha_\mathrm{s}}{\pi} + 1,409\frac{\alpha_\mathrm{s}^2}{\pi^2} - 12,77\frac{\alpha_\mathrm{s}^3}{\pi^3})). \qquad (7.3)$$

En effet pour tester cette formule de telle manière que l'incertitude due à la largeur soit comparable à celle due à la masse, il faudrait avoir une incertitude sur la largeur $\Delta\Gamma_\mathrm{W}$:

$$\frac{\Delta\Gamma_\mathrm{W}}{\Gamma_\mathrm{W}} \sim 3\frac{\Delta \mathrm{m_W}}{\mathrm{m_W}}.$$

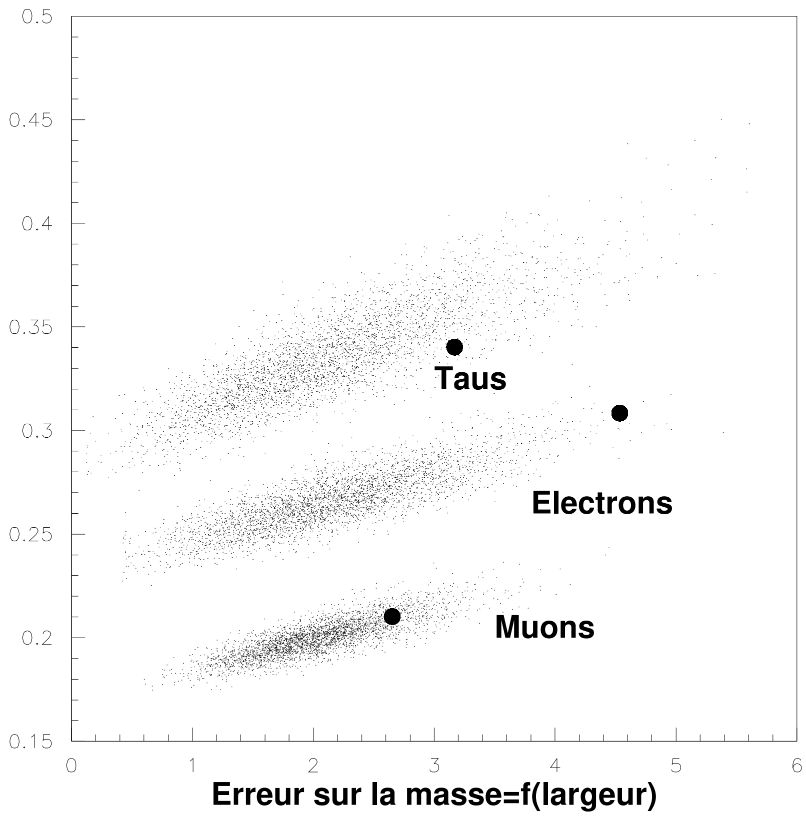

FIG. 7.23 – Erreur sur la masse en GeV/c^2 en fonction de la largeur mesurée en GeV/c^2 pour 5000 échantillons Monte Carlo, à 189 GeV dans le centre de masse, avec la paramétrisation d'ISR. Les gros points représentent les données.

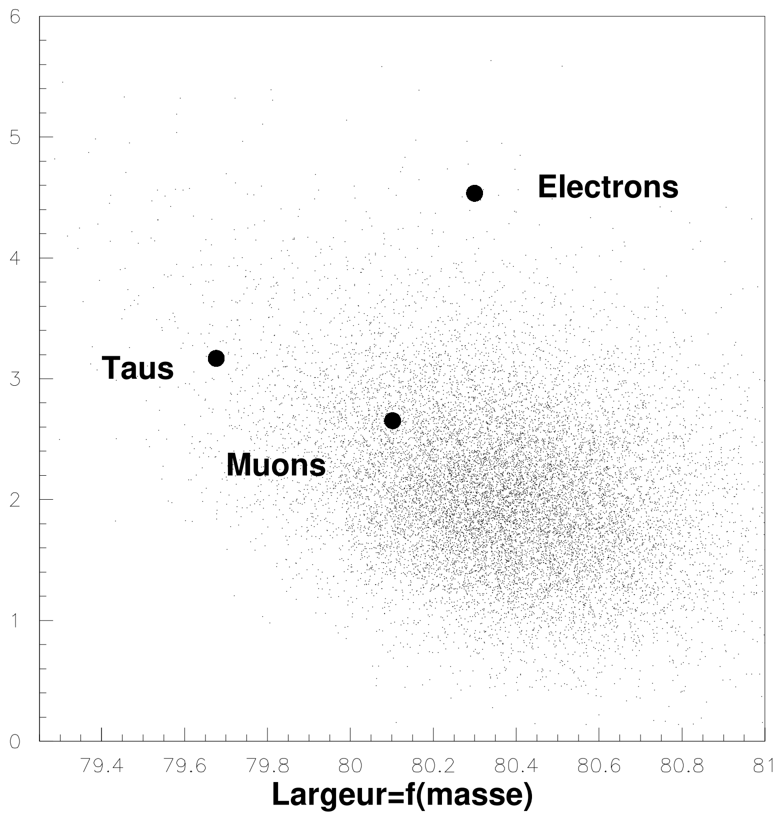

FIG. 7.24 – Largeur mesurée en GeV/c^2 en fonction de la masse en GeV/c^2 pour 5000 échantillons Monte Carlo, à 189 GeV dans le centre de masse, dans le cas où les ISR sont inclus dans la paramétrisation. Les gros points représentent les données.

Pour une incertitude sur la masse de 40 MeV/c^2, ce qu'on pense avoir à la fin du LEP, il faudrait avoir une incertitude sur la largeur de l'ordre de 3 MeV/c^2 pour que le test de la formule du modèle standard ne soit pas limité par l'incertitude sur la largeur, ce qui reste inaccessible compte-tenu de la statistique disponible au LEP.

7.2.4 Une autre méthode: le maximum de vraisemblance par intervalles

Une autre méthode de mesure est basée sur un maximum de vraisemblance par intervalles. Les distributions de masses reconstruites des données et de la simulation sont découpées par tranches de masse reconstruite. Pour chaque tranche, si on appelle N_i le nombre d'événements reconstruits dans les données dans cet intervalle et $P_i(m_W)$ la probabilité déterminée sur Monte Carlo qu'un événement soit reconstruit avec une masse dans l'intervalle i si la masse du W est m_W, le produit des probabilités pour tous les événements doit être maximal, donc la vraisemblance L doit être maximale, où L est définie comme :

$$L = P_1^{N_1} \, P_2^{N_2} \, ... \, P_k^{N_k},$$

avec

$$\sum_{i=1}^{k} P_i = 1,$$

et L telle que

$$-\ln(L) = -\sum_{i=1}^{k} N_i \ln(P_i) \text{ soitminimal.}$$

L'intérêt de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de courbe d'étalonnage, alors que dans la méthode de vraisemblance simple il faut corriger avec le Monte Carlo la description imparfaite de l'appareillage. Le défaut de la méthode de maximum de vraisemblance par intervalles est que contrairement à la méthode de maximum de vraisemblance simple elle ne prend pas en compte l'erreur que l'on a événement par événement sur la mesure de la masse; ainsi tous les événements ont le même poids pour la mesure de la masse, quelle que soit la précision avec laquelle celle-ci est mesurée.

Afin de tenir compte de cela, il est possible d'utiliser des intervalles en masse reconstruite et en erreur sur la masse. Le problème est alors que la méthode exige un nombre important d'événements simulés pour qu'à la fois l'intervalle de masse ne soit pas trop grand pour que la sensibilité de la mesure ne soit pas trop détériorée et qu'il contienne suffisamment d'événements Monte Carlo pour que la mesure soit stable lorsqu'on change un peu la taille des intervalles.

En conclusion, la méthode utilisée dans l'analyse est la méthode de maximum de vraisemblance simple, dont l'intérêt principal est de donner plus d'importance dans la mesure aux événements pour lesquels la masse est bien mesurée.

Chapitre 8

Erreurs systématiques

Sommaire

8.1	**Echelles d'énergie**	**198**
8.2	**Résolution sur les énergies**	**205**
8.3	**Bruit de fond**	**206**
8.4	**Courbe d'étalonnage**	**209**
8.5	**Erreur théorique dans le Monte Carlo**	**209**
8.6	**Energie du LEP**	**213**
8.7	**La méthode des mixed Lorentz-boost au Z^0 (MLBZ)**	**213**
8.8	**Combinaison des erreurs systématiques**	**214**

Les erreurs systématiques proviennent du fait que la simulation ne reproduit pas parfaitement les données. Par la suite, les méthodes d'évaluation des différentes systématiques sont expliquées, puis une méthode originale, mais dont l'intérêt est limité, est brièvement discutée.

Les principales systématiques qui proviennent d'une mauvaise simulation du détecteur sont dues à une mauvaise simulation de l'énergie des particules. En effet, la masse m du système jet-jet vaut, si on néglige les masses des jets :

$$\mathrm{m}^2 = 2\mathrm{E}_1\mathrm{E}_2(1-\cos\theta),$$

où θ est l'angle entre les deux jets.

Une différence $\Delta\theta$ entre les données et le Monte Carlo pour l'angle des jets produit donc un décalage sur la masse Δm :

$$\frac{\Delta\mathrm{m}}{\mathrm{m}} = \frac{\mathrm{E}_1\mathrm{E}_2\sin\theta\Delta\theta}{\mathrm{m}^2} = \frac{\sin\theta\Delta\theta}{2(1-\cos\theta)}.$$

Une différence d'un milliradian entre les données et la simulation conduit à un écart relatif sur la masse qui vaut en moyenne 2.10^{-4}. Or l'effet Δm d'une différence $\Delta\mathrm{E}_1$ et $\Delta\mathrm{E}_2$ sur les énergies des jets entre les données et la simulation sur la masse est:

$$\frac{1}{2}\sqrt{(\frac{\Delta E_1}{E_1})^2 + (\frac{\Delta E_2}{E_2})^2} \leqslant \frac{\Delta m}{m} \leqslant \frac{1}{2}(\frac{\Delta E_1}{E_1} + \frac{\Delta E_2}{E_2}),$$

où le 1^{er} terme de l'inégalité correspond au cas où les effets sur E_1 et E_2 sont considérés comme indépendants et le 2^e terme de l'inégalité correspond au cas où les effets sont considérés comme totalement corrélés.

Un décalage de 2% sur l'énergie du jet a un effet sur la masse compris entre 1,4 et 2%. Ainsi la systématique due aux angles est considérée comme négligeable devant celle due aux énergies du lepton chargé et des jets. De plus, les effets systématiques sont plus faibles que cela à cause de l'algorithme d'ajustement cinématique.

Pour étudier des effets dus aux échelles d'énergie, les résolutions en énergie ou le niveau de bruit de fond, en ayant la statistique la plus importante possible, les études sont effectuées sur le Monte Carlo à 189 GeV dans le centre de masse. Cet échantillon de référence est traité comme un échantillon de "données" sur lequel on peut faire différentes modifications (multiplication des énergies, dégradations des résolutions, modifications du fond...) et avec lequel on compare une masse ou une largeur mesurées à la fois sans la modification et avec la modification. On prend comme erreur systématique la différence des deux valeurs. L'explication de la méthode utilisée pour estimer les systématiques sur les échelles d'énergie, la résolution sur les énergies et le bruit de fond est présentée dans le cadre de l'analyse effectuée à 189 GeV.

En fait, la proportion du fond non WW après sélection est faible, et dans l'effet relatif (différence de masse ou différence de largeur) qui nous intéresse dans les systématiques dues aux échelles d'énergie et aux résolutions sur les énergies, l'influence du fond est nulle en première approximation; ainsi celui-ci n'est pas inclus lors des tests des paragraphes 8.1 et 8.2. Les études sont effectuées sur l'échantillon Monte Carlo de masse centrale 80,35 GeV/c^2. Enfin, l'effet de la variation d'une grandeur cinématique peut être différent suivant le canal, d'une part à cause de la sélection et d'autre part à cause des résolutions différentes qui interviennent dans l'ajustement cinématique; ainsi, par exemple, la résolution sur l'impulsion du muon est meilleure que celle sur l'énergie de l'électron et l'impulsion du muon a un poids plus important pour la détermination de la masse que l'énergie de l'électron.

8.1 Echelles d'énergie

8.1.1 Energie de l'électron

Les études effectuées dans la section 6.3 montrent que la simulation reproduit l'énergie de l'électron dans les données dans la limite de 1%. L'effet d'un mauvais étalonnage des calorimètres électromagnétiques est étudié en multipliant l'énergie mesurée de l'électron par 0,99 dans la simulation et en mesurant la masse du W avec la méthode de maximum de vraisemblance après ajustement cinématique. L'écart entre la masse ainsi mesurée et la masse mesurée avec le Monte Carlo de référence définit la systématique sur la masse du W due à l'énergie de l'électron.

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$E_{élec} * 0,99$	| Différence |
Masse	80,466 ± 0,022	80,419 ± 0,022	**0,047**
Largeur	2,406 ± 0,052	2,467 ± 0,052	**0,061**

TAB. 8.1 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées dans le canal électron avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification, si l'énergie mesurée de l'électron est multipliée par 0,99 et différence entre les deux valeurs.

D'après la table 8.1, les écarts entre les masses et les largeurs mesurées avec l'étalonnage initial et l'étalonnage décalé de 1% sont donc 47 MeV/c^2 et 61 MeV/c^2, que l'on prendra comme systématiques sur la masse et la largeur due à l'étalonnage en énergie des électrons. Dans ce cas, et pour toutes les systématiques des paragraphes 8.1, 8.2 et 8.3, les événements qui sont utilisés avec modification et sans modification sont les mêmes, donc l'erreur statistique sur la systématique citée est très faible.

Cependant, de cette manière, l'effet systématique comme un décalage de 1%, est traité de façon globale, qui ne dépend ni du type de détecteur utilisé, ni de l'énergie de l'électron. Par manque de statistique dans les événements de processus Bhabha, Compton, Bhabha radiatifs, qui nous permettent de tester l'énergie de l'électron, les effets en détecteur et en énergie de l'électron ne sont pas étudiés simultanément, mais de manière indépendante. Une étude plus fine consiste à distinguer les deux calorimètres utilisés, l'HPC et l'EMF. L'effet sur la masse et la largeur si l'étalonnage en énergie de l'électron est modifiée de 1% uniquement dans un des détecteurs est indiquée dans la table 8.2. L'effet de l'EMF est beaucoup plus faible, car la statistique d'électrons collectés y est plus faible.

Différences de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	HPC	EMF
Masse	**0,044**	**0,005**
Largeur	**0,057**	**0,020**

TAB. 8.2 – Différence entre les valeurs des masses et des largeurs du W ajustées dans le canal électron avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification et si l'énergie mesurée de l'électron est multipliée par 0,99 pour les électrons dans l'HPC ou par 0,99 pour les électrons dans l'EMF.

Pour paramétrer la dépendance du rapport de l'énergie mesurée divisée par l'énergie attendue entre les données et le Monte Carlo en fonction de l'énergie de l'électron dans l'HPC, qui est le détecteur qui joue le rôle le plus important pour la systématique due à l'énergie de l'électron (voir table 8.2), il est possible d'utiliser les études

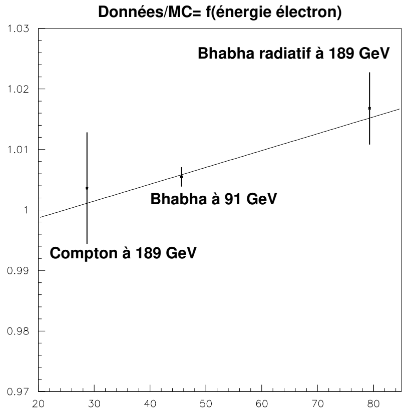

FIG. 8.1 – Paramétrisation du rapport des valeurs moyennes, obtenues avec un ajustement gaussien, des distributions de l'énergie de l'électron dans les données et dans la simulation dans l'HPC, pour les divers processus de test, en fonction de l'énergie attendue de l'électron en GeV.

du chapitre 6 avec les Compton, les Bhabha à 91 GeV et les Bhabha radiatifs à 189 GeV. Pour les événements Compton (les événements Bhabha radiatifs), on fait le rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie calculée d'un (des deux) électron(s), à la fois dans les données et la simulation. Le rapport données sur Monte Carlo de ces deux rapports, donne un point dans la courbe du rapport données sur Monte Carlo en fonction de l'énergie de l'électron pour une énergie calculée de 28,7 GeV (valeur moyenne de l'énergie calculée pour les Compton) et de 79,3 GeV (valeur moyenne de l'énergie calculée pour les Bhabha radiatifs). Une droite est ajustée sur les trois points qui correspondent chacun à un processus (voir figure 8.1).

Si dans le Monte Carlo, l'énergie mesurée est multipliée par cette paramétrisation, la masse et la largeur mesurées sont :

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$E_{\text{élec}} * f_{\text{énergie}}$	| Différence |
Masse	80,466 $\pm$ 0,022	80,474 $\pm$ 0,022	**0,008**
Largeur	2,406 $\pm$ 0,052	2,365 $\pm$ 0,052	**0,041**

TAB. 8.3 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées dans le canal électron avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification, si l'énergie mesurée de l'électron est multipliée par la paramétrisation qui dépend de l'énergie générée de l'électron et différence entre les deux valeurs.

L'effet systématique (voir table 8.3) est de 8 MeV/c^2 sur la masse et de 41 MeV/c^2 sur la largeur; cet effet est considéré comme négligeable pour la masse.

8.1.2 Impulsion du muon

Les études effectuées dans 6.4 montrent que le Monte Carlo reproduit l'impulsion du muon à 0,5% près. L'effet d'une mauvaise mesure de l'impulsion du muon est étudié en multipliant l'impulsion par 0,995 dans le Monte Carlo et en ajustant la masse du W sur la simulation ainsi modifiée. La masse et la largeur ainsi mesurées avec le Monte Carlo valent :

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$P_{muon} * 0,995$	| Différence |
Masse	80,252 $\pm$ 0,017	80,211 $\pm$ 0,017	**0,041**
Largeur	2,341 $\pm$ 0,039	2,395 $\pm$ 0,040	**0,054**

TAB. 8.4 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées dans le canal muon avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification, si l'impulsion mesurée du muon est multipliée par 0,995 et différence entre les deux valeurs.

Les effets systématiques (table 8.4) sur la masse et la largeur sont donc de 41 et 54 MeV/c^2. Même en testant un effet deux fois plus faible que celui testé pour l'énergie de l'électron, l'erreur systématique due a l'impulsion du muon n'est pas deux fois plus faible, car la résolution sur l'impulsion du muon est meilleure que celle sur l'énergie de l'électron et ainsi le poids du muon est plus important dans l'algorithme d'ajustement contraint.

Dans une étude plus approfondie, on suppose que l'alignement dans les données n'est pas parfait et on applique une correction du type :

$$\frac{1}{P_t} \rightarrow \frac{1}{P_t} + A \times \text{charge},$$

où P_t est l'impulsion transverse du muon.

Cette correction a déjà été appliquée pour que les valeurs moyennes des distributions de la quantité $\frac{1}{P_t}$ des μ^+ et des μ^- soient égales (voir paragraphe 6.4), et le test ici consiste à prendre pour A l'erreur statistique sur la valeur moyenne de $\frac{1}{P_t}$ dans les données dans chaque domaine angulaire en θ.

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$\frac{1}{P_t} + A * \text{charge}$	| Différence |
Masse	80,252 $\pm$ 0,017	80,252 $\pm$ 0,017	**0,000**
Largeur	2,341 $\pm$ 0,039	2,340 $\pm$ 0,039	**0,001**

TAB. 8.5 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées dans le canal muon avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification, si $\frac{1}{P_t}$ est décalé du produit d'une constante qui dépend du domaine angulaire par la charge et différence entre les deux valeurs.

L'effet de cette correction est donné dans la table 8.5; il vaut 0 MeV/c^2 pour la masse et 1 MeV/c^2 pour la largeur et est donc bien négligeable par rapport à la valeur trouvée précedemment (table 8.4). Les valeurs des erreurs systématiques due à l'impulsion du muon qui sont citées sont 41 MeV/c^2 sur la masse et de 54 MeV/c^2 sur la largeur.

8.1.3 Energie du tau

L'effet de l'énergie du tau est négligeable: par exemple le fait de multiplier par 0,99 l'énergie du tau décale la masse de 0 MeV/c^2 et la largeur de 1 MeV/c^2. Ceci vient du fait que l'influence de l'énergie du tau dans l'ajustement cinématique est très faible: l'ajustement cinématique affecte une erreur infinie à l'impulsion mesurée du tau, ce qui fait que le jet détecté de tau n'a pas d'influence sur la masse et la largeur du W.

8.1.4 Energie du jet

Numériquement, c'est l'erreur systématique la plus importante dans le canal semi-leptonique, sachant qu'elle est entièrement corrélée entre les trois canaux.

Les tests faits dans le chapitre 6 montrent que la simulation reproduit bien l'énergie des jets à 2% près. L'effet d'une mauvaise mesure de l'énergie des jets est donc testé en multipliant l'énergie mesurée des jets dans le Monte Carlo par 0,98.

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$E_{jet} * 0,98$	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,466 $\pm$ 0,022	80,404 $\pm$ 0,022	**0,062**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,252 $\pm$ 0,017	80,210 $\pm$ 0,017	**0,042**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,872 $\pm$ 0,029	79.801 $\pm$ 0,029	**0,071**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	2,406 $\pm$ 0,052	2,457 $\pm$ 0,053	**0,051**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,341 $\pm$ 0,039	2,388 $\pm$ 0,039	**0,047**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,742 $\pm$ 0,068	2,778 $\pm$ 0,069	**0,036**

TAB. 8.6 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification, si l'énergie mesurée des jets est multipliée par 0,98 et différence entre les deux valeurs.

Les effets obtenus donnés par la table 8.6 sont donc respectivement de 62, 42 et 71 MeV/c^2 pour la masse et 51, 47 et 36 MeV/c^2 pour la largeur dans les canaux électron, muon et tau et ce sont ces valeurs que l'on cite comme erreurs systématiques.

Cependant, cette méthode d'estimation de l'erreur systématique ne tient pas compte du fait que les différences entre les données et la simulation sur l'énergie des jets peuvent dépendre de l'angle θ que fait le jet avec le tube à vide et de l'énergie du jet. Par suite du manque de statistique dans les données sur les événements de

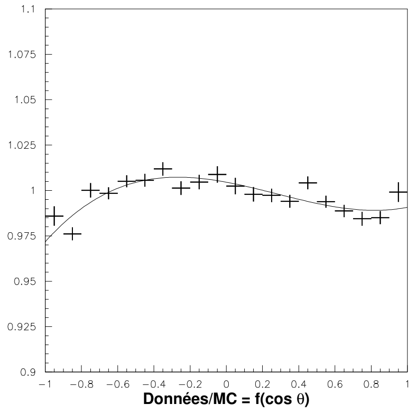

FIG. 8.2 – Paramétrisation du rapport de l'énergie mesurée divisée par l'énergie de faisceau dans les données et dans la simulation en fonction de cos θ, où θ est l'angle entre le jet et le tube à vide, pour des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV.

tests qui sont utilisés ($Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $Z^0 \rightarrow 3$ jets et $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$), les deux dépendances sont étudiées successivement.

Avec des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV, une paramétrisation du rapport entre la réponse du détecteur pour les données et celle pour le Monte Carlo en fonction de cos θ est obtenue (figure 8.2).

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$E_{jet} * f_\theta$	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,466 ± 0,022	80,468 ± 0,022	**0,002**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,252 ± 0,017	80,253 ± 0,017	**0,001**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,872 ± 0,029	79,875 ± 0,033	**0,003**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	2,406 ± 0,052	2,411 ± 0,052	**0,005**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,341 ± 0,039	2,349 ± 0,039	**0,008**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,742 ± 0,068	2,737 ± 0,067	**0,005**

TAB. 8.7 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification, si l'énergie mesurée des jets est multipliée par la paramétrisation en fonction de cos θ, où θ est l'angle entre le jet et le tube à vide et différence entre les deux valeurs.

Dans les canaux électron, muon et tau, l'effet sur la masse est respectivement de 2, 1 et 0 MeV/c^2, et sur la largeur de 5, 8 et 5 MeV/c^2 (voir table 8.7); ces effets sont négligeables devant les effets systématiques observés lors d'un décalage global de l'énergie.

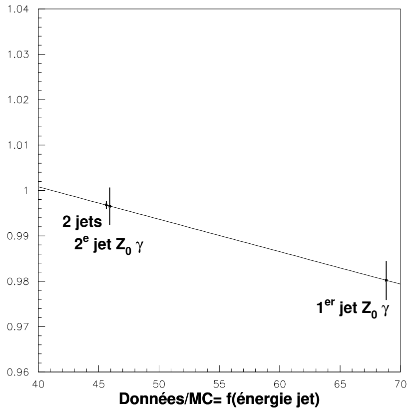

FIG. 8.3 – Paramétrisation du rapport des valeurs moyennes de distributions de l'énergie mesurée divisée par l'énergie attendue du jet dans les données et dans la simulation en fonction de l'énergie attendue, pour les divers processus de test.

Pour étudier la dépendance du rapport entre la réponse du détecteur pour les données et celle pour le Monte Carlo en fonction de l'énergie du jet, on utilise les deux jets des événements $Z^0\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ à 189 GeV, et les jets des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ à 91 GeV (figure 8.3).

Les masses et les largeurs mesurées en multipliant l'énergie mesurée des jets par cette paramétrisation en fonction de l'énergie générée du quark, pour les deux jets de plus grande énergie (dans le cas des événements à trois jets, l'énergie mesurée du jet de plus basse énergie n'est pas modifiée) sont données dans la table 8.8.

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$E_{jet} * f_{énergie}$	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,466 ± 0,022	80,533 ± 0,022	**0,067**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,252 ± 0,017	80,300 ± 0,017	**0,048**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,872 ± 0,029	79,954 ± 0,029	**0,082**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	2,406 ± 0,052	2,383 ± 0,052	**0,023**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,341 ± 0,039	2,333 ± 0,039	**0,008**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,742 ± 0,068	2,709 ± 0,068	**0,033**

TAB. 8.8 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale $80,35$ GeV/c^2, sans aucune modification, si l'énergie mesurée des jets est multipliée par la paramétrisation en fonction de l'énergie générée du quark et différence entre les deux valeurs.

Le décalage de la masse vaut donc 67, 48 et 82 MeV/c^2 dans les canaux électron, muon et tau tandis que la largeur est décalée de 23, 8 et 33 MeV/c^2.

En outre, les erreurs systématiques sur la masse dues à l'énergie des jets ont tendance à augmenter avec l'énergie dans le centre de masse. En effet, l'algorithme d'ajustement contraint a une influence plus faible lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente.

8.2 Résolution sur les énergies

Même si les valeurs moyennes des énergies du lepton chargé et des jets sont en bon accord entre la simulation et les données, la résolution en énergie peut être mal simulée.

8.2.1 Résolution sur l'énergie du lepton chargé

Pour voir l'effet d'une mauvaise simulation de la résolution en énergie du lepton chargé, on dégrade de 1 % cette résolution dans le Monte Carlo (voir paragraphe 6.3). Les valeurs ainsi mesurées de la masse et la largeur sont indiquées dans la table 8.9.

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$\sigma_{E_{lepton}} \oplus 1\%$	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,466 ± 0,022	80,463 ± 0,022	**0,003**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,252 ± 0,017	80,248 ± 0,018	**0,004**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,872 ± 0,029	79,875 ± 0,029	**0,003**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	2,406 ± 0,052	2,409 ± 0,051	**0,003**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,341 ± 0,039	2,356 ± 0,039	**0,015**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,742 ± 0,068	2,738 ± 0,067	**0,004**

TAB. 8.9 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale 80, 35 GeV/c^2, sans aucune modification, si la résolution sur l'énergie mesurée du lepton est dégradée de 1% et différence entre les deux valeurs.

Les erreurs systématiques dans les canaux électron, muon et tau sont respectivement 3, 4 et 3 MeV/c^2 pour la masse et 3, 15 et 4 MeV/c^2 pour la largeur. L'effet est négligeable sur la masse; les décalages de la largeur sont citées comme erreurs systématiques.

8.2.2 Résolution sur l'énergie des jets

La résolution en énergie des jets est dégradée de 4% dans le Monte Carlo (voir paragraphe 6.5.1). Les valeurs de la masse et de la largeur sont indiquées dans la table 8.10.

Les effets systématiques sont donc, dans les canaux électron, muon et tau de 14, 6 et 8 MeV/c^2 sur la masse et de 60, 40 et 123 MeV/c^2 sur la largeur.

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	référence	$\sigma_{E_{jet}} \oplus 4\%$	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,466 ± 0,022	80,452 ± 0,023	**0,014**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,252 ± 0,017	80,246 ± 0,018	**0,006**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,872 ± 0,029	79,864 ± 0,033	**0,008**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	2,406 ± 0,053	2,466 ± 0,057	**0,060**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,341 ± 0,029	2,381 ± 0,029	**0,040**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,742 ± 0,068	2,865 ± 0,070	**0,123**

TAB. 8.10 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées avec un échantillon Monte Carlo de masse centrale 80, 35 GeV/c^2, sans aucune modification, si la résolution sur l'énergie mesurée des jets est dégradée de 4% et différence entre les deux valeurs.

8.3 Bruit de fond

Le bruit de fond non WW peut être responsable d'une systématique de deux manières différentes :

- soit la proportion de bruit de fond est mal estimée à la fin de la sélection, parce que les rapports des sections efficaces de fond et de signal sont mal estimés dans la simulation, ou parce qu'une ou plusieurs variables de coupure sont mal reproduites dans le Monte Carlo.
- soit la distribution de fond en fonction de la masse reconstruite est différente dans les données et la simulation.

8.3.1 Niveau de bruit de fond

Pour estimer cette systématique, comme la section efficace du bruit de fond $q\bar{q}(\gamma)$ est connue à 1% près, alors que le signal et les bruits de fond à quatre fermions sont connus jusqu'à 1 ou 2% près et sachant qu'après coupure il ne reste que des queues de distributions, à priori moins bien simulées, la proportion de bruit de fond non WW est augmentée de 10% dans le Monte Carlo. Les valeurs obtenues avec cette augmentation artificielle du bruit de fond sont présentées dans la table 8.11.

L'erreur systématique due au niveau de bruit de fond est donc de 2, 1 et 11 MeV/c^2 pour la masse et 15, 5 et 73 MeV/c^2 pour la largeur.

8.3.2 Forme du bruit de fond

Pour tester l'influence d'une mauvaise simulation de la forme du bruit de fond dans les canaux électron et muon, un échantillon Monte Carlo est généré avec une masse centrale de 80,35 GeV/c^2. A l'échantillon de signal est ajouté le bruit de fond non WW, soit comme décrit dans le Monte Carlo, soit avec une certaine paramétrisation; la masse et la largeur sont ajustées avec le likelihood dans les deux cas.

Valeurs de M_W et Γ_W (GeV/c^2)	sans modification	+10% bdf	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,500 ± 0,022	80,498 ± 0,022	**0,002**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,250 ± 0,018	80,251 ± 0,018	**0,001**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,886 ± 0,031	79,875 ± 0,031	**0,011**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	1,901 ± 0,048	1,916 ± 0,048	**0,015**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,166 ± 0,038	2,171 ± 0,038	**0,005**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,578 ± 0,077	2,651 ± 0,077	**0,073**

TAB. 8.11 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées sans aucune modification, si le niveau du bruit de fond est augmenté artificiellement de 10% et différence entre les deux valeurs.

Une paramétrisation très simple, constante en fonction de la masse reconstruite, est prise pour avoir une idée de l'importance de l'effet de la forme du fond sur la masse (voir figure 8.4).

Les masses et les largeurs ajustées avec cette paramétrisation et les écarts entre ces valeurs et les masses ajustées avec le bruit de fond tel qu'il est dans la simulation sont indiquées dans la table 8.12.

M_W et Γ_W (GeV/c^2)	sans modification	paramétrisation plate du fond	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,500 ± 0,022	80,500 ± 0,022	**0,000**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,250 ± 0,018	80,239 ± 0,018	**0,011**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,886 ± 0,031	79,904 ± 0,031	**0,018**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	1,901 ± 0,048	1,924 ± 0,050	**0,023**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,166 ± 0,038	2,201 ± 0,039	**0,035**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,578 ± 0,077	2,747 ± 0,080	**0,169**

TAB. 8.12 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées avec le bruit de fond tel qu'il est décrit dans le Monte Carlo, décrit par une paramétrisation constante en fonction de la masse reconstruite et différence entre les deux valeurs.

Même avec une paramétrisation qui ne décrit vraiment pas la forme du fond telle qu'elle est présente dans la simulation, l'effet dans le canal muon reste faible compte-tenu de la faible proportion du fond non WW dans ce canal. Ainsi, pour les muons, la systématique sur la masse due à la forme du fond est considérée comme négligeable.

Pour estimer la systématique, on ajuste la masse et la largeur avec une paramétrisation intermédiaire entre la paramétrisation constante et la paramétrisation optimale du fond. Dans ce cas l'effet est décrit dans la table 8.13.

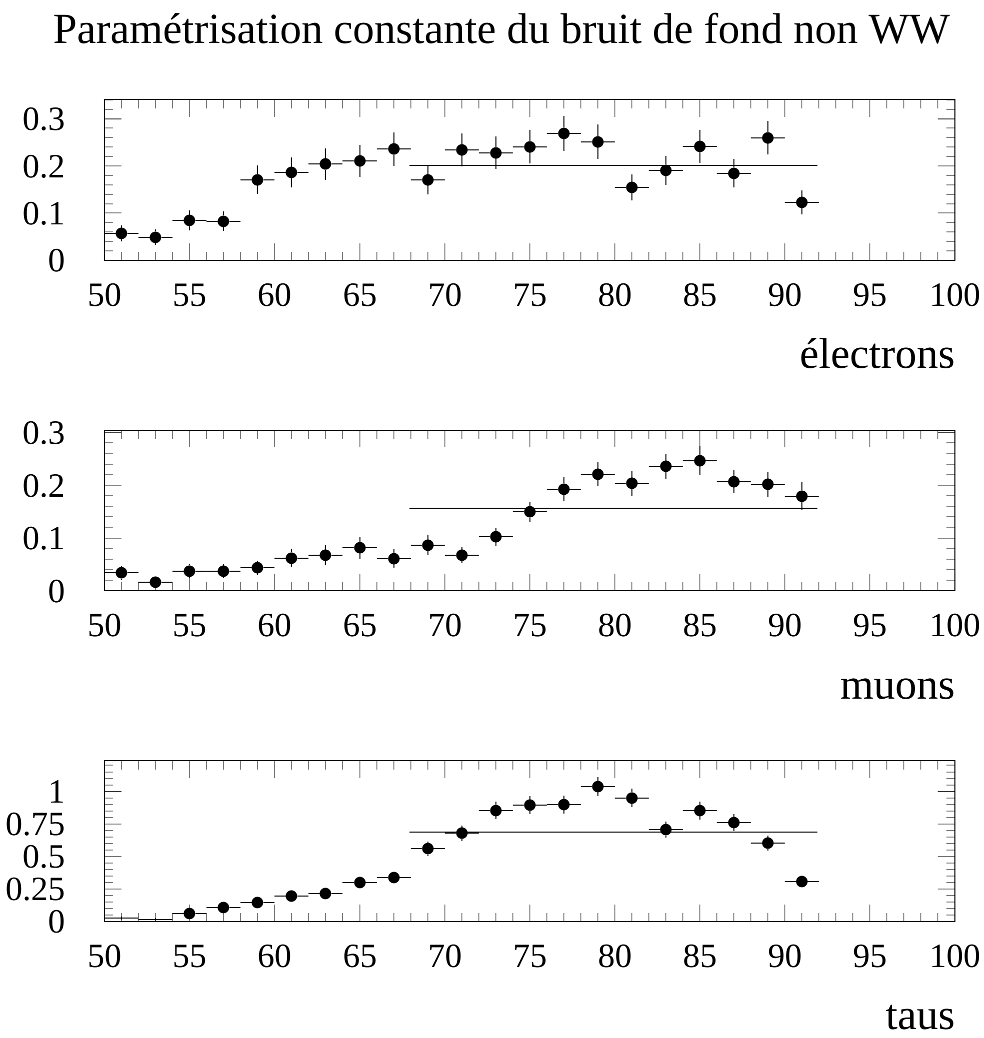

FIG. 8.4 – Distribution du bruit de fond non WW en fonction de la masse reconstruite à 189 GeV dans le centre de masse pour le canal électron, paramétrée par une fonction constante de la masse reconstruite.

M_W et Γ_W (GeV/c^2)	sans modification	paramétrisation intermédiaire	| Différence |
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	80,500 ± 0,022	80,500 ± 0,022	**0,000**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	80,250 ± 0,018	80,245 ± 0,018	**0,005**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	79,886 ± 0,031	79,892 ± 0,031	**0,006**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	1,901 ± 0,048	1,925 ± 0,050	**0,024**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	2,166 ± 0,038	2,183 ± 0,038	**0,017**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	2,578 ± 0,077	2,712 ± 0,080	**0,134**

TAB. 8.13 – Valeurs des masses et des largeurs du W ajustées avec le bruit de fond tel qu'il est décrit dans le Monte Carlo, décrit par une paramétrisation intermédiaire entre la paramétrisation constante et la paramétrisation optimale, en fonction de la masse reconstruite et différence entre les deux valeurs.

La systématique due à la forme du bruit de fond non WW vaut 0, 5 et 6 MeV/c^2 sur la masse et 24, 17 et 134 MeV/c^2 sur la largeur dans les canaux semi-leptoniques électron, muon et tau.

8.4 Courbe d'étalonnage

L'erreur systématique due à la courbe d'étalonnage en masse provient de la statistique limitée du Monte Carlo, ce qui entraîne une erreur sur la correction qui est appliquée à la masse et à la largeur mesurées. Au premier ordre, cette correction résulte en un décalage du biais, défini précédemment. Comme l'erreur sur le biais est égale à l'erreur statistique sur le Monte Carlo repondéré à la masse mesurée dans les données, par raison de simplicité on utilise les lots de Monte Carlo déjà repondérés; ainsi l'erreur statistique sur le Monte Carlo repondéré à la masse la plus proche de la masse mesurée dans les données est citée comme systématique sur la masse due à la courbe d'étalonnage. Pour la largeur également, comme pour la masse, l'erreur systématique due à la courbe d'étalonnage est égale à l'erreur statistique sur la largeur ajustée du Monte Carlo repondéré à la largeur la plus proche de la largeur mesurée dans les données.

A 189 GeV, les erreurs systématiques dues à la courbe d'étalonnage sont, dans les canaux électron, muon et tau, 19, 16 et 26 MeV/c^2 pour la masse et 47, 37 et 68 MeV/c^2 pour la largeur.

8.5 Erreur théorique dans le Monte Carlo

Des erreurs systématiques sur la masse et la largeur résultent d'une connaissance imparfaite de la théorie, qui est présente dans la simulation. Dans deux domaines principaux, cette connaissance incomplète peut être responsable d'effets sur les mesures : la fragmentation et les ISR. Ces effets jouent de la même façon dans les trois canaux semi-leptoniques.

Dans l'étape de fragmentation, le quark initialement produit par la désintégration du W émet toute une chaîne de partons (quarks, gluons). La fragmentation est une étape de chromodynamique quantique non perturbative, pour laquelle on ne sait pas effectuer les calculs et pour laquelle on est réduit à utiliser des modèles dont les paramètres ont été ajustés à partir des données collectées à LEP1. Afin d'estimer l'erreur systématique due à la fragmentation, un million d'événements WW ont été simulés avec les paramètres ajustés de telle manière que cette simulation reproduise correctement les données collectées à LEP1 [53]. En outre, un million d'événements, pour lesquels les valeurs de deux paramètres, Λ_{QCD} [1] et σ_Q [2], ont été décalées de deux écarts standard par rapport aux valeurs ajustées à LEP1, ont été simulés. Les paramètres de fragmentation sont modifés suivant [71]. Pour simuler le nombre d'événements suffisant pour tester des effets assez faibles comme la fragmentation, un algorithme de simulation rapide a été utilisé, ce qui a conduit a modifier légèrement la sélection; cependant, l'effet que l'on teste est une différence de masses ou de largeurs ajustées et le fait d'utiliser l'algorithme de simulation rapide ne modifie pas le résultat. Les décalages des masses et des largeurs à 189 GeV sont exposés dans les tables 8.14. Avec la statistique Monte Carlo disponible, aucun décalage systématique n'a été trouvé; on choisit comme erreur systématique 10 MeV/c^2 sur la masse et 20 MeV/c^2 sur la largeur.

Décalages ΔM_W et $\Delta\Gamma_W$ (GeV/c^2)	Λ_{QCD}	σ_Q
Masse $q\bar{q}e\bar{\nu}$	**-0,002 ± 0,010**	**0,000 ± 0,010**
Masse $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	**0,001 ± 0,011**	**0,000 ± 0,011**
Masse $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	**-0,020 ± 0,021**	**0,015 ± 0,021**
Largeur $q\bar{q}e\bar{\nu}$	**0,008 ± 0,021**	**0,006 ± 0,021**
Largeur $q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	**-0,001 ± 0,025**	**-0,001 ± 0,025**
Largeur $q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	**0,033 ± 0,043**	**-0,010 ± 0,043**

TAB. 8.14 – Différences entre les masses et les largeurs du W ajustées dans le Monte Carlo dans lequel les paramètres ont ajustés à LEP1 et dans la simulation où les valeurs de Λ_{QCD} (colonne de gauche) et σ_Q (colonne de droite), ont été décalées de deux écarts standard par rapport aux valeurs ajustées à LEP1.

Les comparaisons faites entre plusieurs générateurs montrent que les spectres d'émission de photons ISR sont en accord à plus de 20 MeV/c^2 près sur l'énergie perdue par ISR à 183 GeV dans le centre de masse. Or à cause de l'algorithme d'ajustement contraint qui impose la conservation de l'énergie, si une énergie E_{ISR} est perdue par émission d'un ou plusieurs photons ISR dans le tube à vide, la masse du W, qui est m, devient m' :

1. Λ_{QCD} est l'échelle d'énergie qui intervient dans la définition de α_s.

2. σ_Q est la largeur de la distribution d'impulsion transverse p_x ou p_y du hadron primaire.

$$m' = \frac{E_{cm}}{E_{cm} - E_{ISR}} m,$$

où E_{cm} est l'énergie disponible dans le centre de masse.

Ainsi, s'il existe un désaccord de $\Delta E_{ISR} = E_{ISR\ données} - E_{ISR\ MC}$ sur l'énergie perdue par ISR entre les données et la simulation, après correction du biais dû aux ISR la masse corrigée m_{cor} vaut :

$$m_{cor} = \frac{E_{cm}}{E_{cm} - E_{ISR\ données}} \frac{E_{cm} - E_{ISR\ MC}}{E_{cm}} m \approx (1 + \frac{\Delta E_{ISR}}{E_{cm}}) m.$$

Si le Monte Carlo sous-estime l'énergie perdue par ISR de 20 MeV/c^2, la masse mesurée à 183 GeV dans le centre de masse est surestimée de 9 MeV/c^2 pour une masse typique du W de 80,35 GeV/c^2.

Cependant, de cette manière on ne teste que l'énergie moyenne perdue par ISR et pas la forme du spectre d'énergie perdue. Afin de tester un effet de ce type, il est possible de repondérer le spectre d'énergie perdue par ISR par EXCALIBUR pour reproduire le spectre de KORALW, déjà étudiés dans le paragraphe 6.1. Les spectres d'EXCALIBUR et de KORALW sont rappelés dans la figure 8.5, ainsi que le rapport des spectres. On modifie uniquement le poids des événements pour lesquels la perte d'énergie par ISR est comprise entre 10^{-4} et 10^{-2} GeV, ainsi que celui des événements sans ISR, de telle sorte que la somme des poids ne soit pas modifiée. Si on ajuste ainsi la masse et la largeur sur le Monte Carlo EXCALIBUR de masse centrale, par rapport au Monte Carlo inchangé, la masse est décalée de 8, 0 et 14 MeV/c^2 dans les canaux électron, muon et tau et la largeur est décalée de 17, 6 et 30 MeV/c^2.

L'erreur systématique due aux ISR qui est choisie est, dans chaque canal 10 MeV/c^2 sur la masse et 15 MeV/c^2 sur la largeur à 183 GeV.

A 189 GeV dans le centre de masse, l'énergie moyenne perdue par ISR par un événement WW augmente, car l'énergie disponible et qui ne se retrouve pas dans les masses des deux W augmente. En fait, cette énergie disponible augmente d'environ 27% lorsque l'énergie dans le centre de masse passe de 183 à 189 GeV. En supposant l'erreur relative sur l'énergie perdue par ISR ΔE_{ISR} augmente plus vite que E_{cm}, l'erreur systématique sur la masse due aux ISR augmente lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente. A titre conservatif, l'erreur citée à 189 GeV est 15 MeV/c^2 et 25 MeV/c^2 sur la largeur.

L'influence du spectre en énergie perdue par FSR peut être testée en repondérant les événements d'EXCALIBUR avec un poids égal au rapport des spectres en énergie perdue par FSR de KORALW et d'EXCALIBUR; l'effet est au maximum de 18 MeV/c^2 sur la masse et de 45 MeV/c^2 sur la largeur et cette repondération surestime l'effet. En fait, dans JETSET la coupure sur la masse du système particule après émission de FSR-photon émis va aussi rejeter des photons de grande énergie émis à

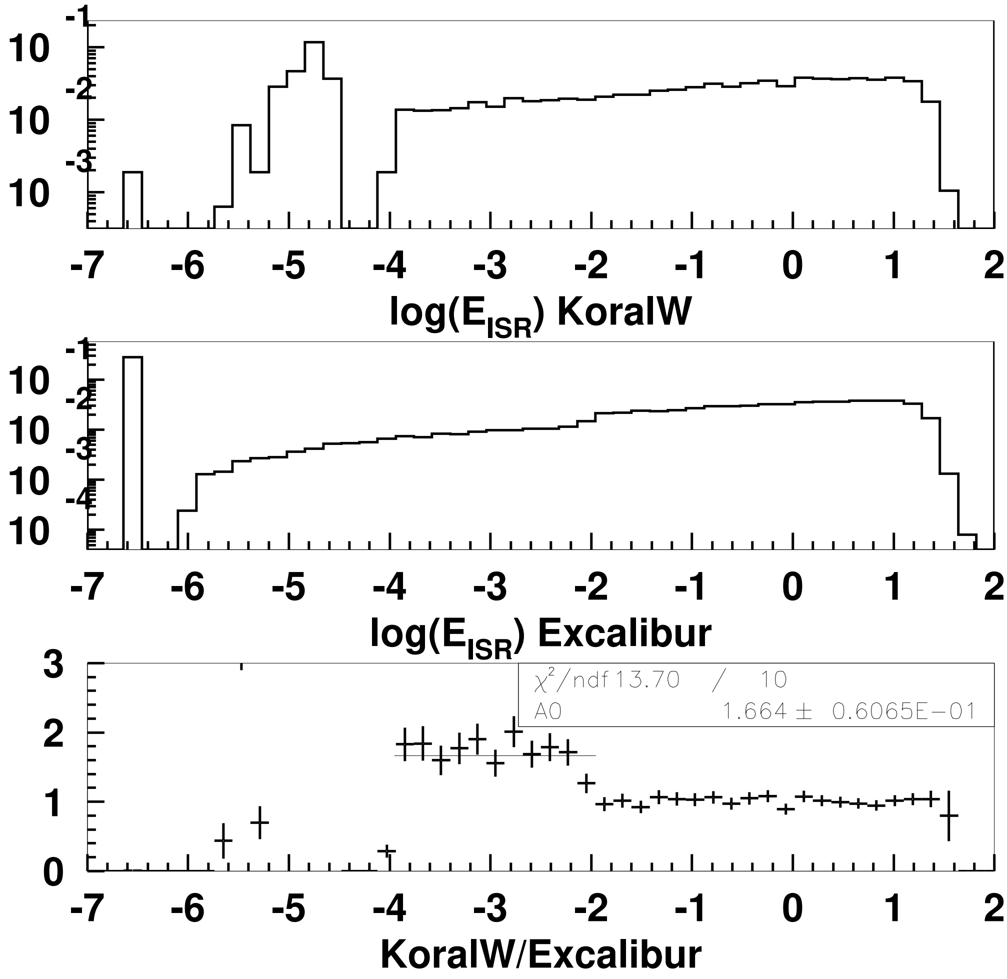

FIG. 8.5 – Distributions du logarithme décimal de l'énergie perdue par ISR pour KORALW et EXCALIBUR et rapport des deux. Pour des énergies perdues par ISR supérieures à 10^{-2} GeV, les spectres sont en bon accord, et seuls les événements qui ont une énergie perdue par ISR comprise entre 10^{-4} et 10^{-2} GeV ont vu leur poids modifié selon la paramétrisation constante. Le poids des événements sans ISR est également modifié, de façon que la somme des poids soit inchangée.

bas angle par rapport au lepton (voir paragraphe 4.1). Ainsi ce qu'il faudrait repondérer est les événements comportant des photons de haute énergie émis à bas angle, alors que la repondération modifie de la même façon les événements comportant des photons de haute énergie, quel que soit l'angle d'émission et les photons émis à plus grand angle auront un effet plus fort sur la masse et la largeur. La systématique due aux FSR est ainsi considérée comme négligeable sur la masse et la largeur.

8.6 Energie du LEP

L'énergie du LEP intervient comme une échelle d'énergie, imposée par l'intermédiaire de l'algorithme d'ajustement cinématique. Si l'incertitude sur l'énergie de faisceau est $\Delta \mathrm{E_f}$ et l'énergie de faisceau $\mathrm{E_f}$, l'incertitude $\Delta \mathrm{m}$ sur la masse m est donnée au premier ordre par :

$$\frac{\Delta \mathrm{m}}{\mathrm{m}} = \frac{\Delta \mathrm{E_f}}{\mathrm{E_f}}.$$

A 183 GeV, l'incertitude sur l'énergie de faisceau vaut 25 MeV, et l'erreur systématique qui en résulte sur la masse est de 21 MeV/c^2. A 189 GeV, l'incertitude sur l'énergie de faisceau, qui est de 20 MeV, entraîne une erreur systématique sur la masse du W de 17 MeV/c^2.

L'effet de la dispersion de l'énergie de faisceau, qui vaut 109,5 MeV à 183 GeV, est négligeable sur la masse et la largeur : le décalage sur la largeur mesurée lorsque cette dispersion est rajoutée dans la simulation vaut environ $\sqrt{2,1^2+0,1^2}-2,1 \approx 0,0025$ GeV/c^2 $= 2,5$ MeV/c^2.

8.7 La méthode des mixed Lorentz-boost au $\mathrm{Z^0}$ (MLBZ)

L'idée force de cette méthode consiste à utiliser la statistique très importante d'événements produits à la résonance du $\mathrm{Z^0}$ [72]. Des événements $\mathrm{Z^0} \to \mathrm{q\bar{q}}$ sont sélectionnés dans le Monte Carlo et dans les données. Une transformation de Lorentz qui fait passer l'énergie dans le centre de masse de 91 à $\frac{\mathrm{m_Z}}{\mathrm{m_W}}$189 GeV $\approx$ 214 GeV (de telle manière que la poussée appliquée au Z soit la même que celle qui transforme l'énergie dans le centre de masse de $\mathrm{m_W}$ à 189 GeV pour un W) est appliqué à toutes les particules de l'événement. Lors de cette transformation, la masse du système jet-jet, qui est un invariant de Lorentz, ne change pas. De même, on applique la même transformation dans la direction opposée à un événement $\mathrm{Z^0} \to \mu^+\mu^-$ ou $\mathrm{Z^0} \to \mathrm{e^+e^-}$ sélectionné à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV, pour lequel la trace ou l'ensemble de traces qui correspond à un des leptons a été retiré. L'ensemble de traces transformées simule un lepton et une impulsion manquante, dont la masse invariante est égale à la masse du $\mathrm{Z^0}$. Si maintenant les deux événements après transformation sont associés, la topologie est équivalente à celle d'un événement WW semi-leptonique. Avec la même méthode de mesure que celle utilisée pour mesurer la masse du W (ajustement cinématique, likelihood), la masse est mesurée pour ces événements, à la fois pour la simulation et pour les données. L'écart entre les deux valeurs nous donne l'estimation de l'erreur systématique pour un événement WW semi-leptonique.

Cependant, plusieurs critiques peuvent être émises à l'encontre de cette méthode. L'énergie des jets et des leptons dans cette méthode est mesurée par les détecteurs lorsqu'elle vaut 45,5 GeV, alors que pour des événements WW à 189 GeV dans le centre de masse, l'énergie peut varier typiquement entre 20 et 70 GeV. Or la réponse du détecteur peut être assez différente entre les données et la simulation selon l'énergie du jet et du lepton, ce qui n'est pas pris en compte dans les MLBZ. D'autre part, deux traces qui sont assez séparées spatialement pour pouvoir être distinguées avant la transformation par le détecteur peuvent être après transformation trop proches l'une de l'autre pour que la granularité du détecteur permette leur séparation. Ainsi, dans le cas des MLBZ, il y a deux traces alors qu'il ne devrait y en avoir qu'une seule pour des événements à LEP2. Ainsi, cette méthode nécessite des études supplémentaires pour s'assurer que la simulation reproduit bien les données, quelle que soit l'énergie des jets et que l'effet de "superposition" de traces est bien pris en compte. C'est pourquoi ce sont les méthodes d'évaluation des systématiques décrites précédemment qui ont été utilisées.

8.8 Combinaison des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques dans les canaux électron, muon et tau, ainsi que la combinaison des erreurs entre les canaux, sont indiquées dans la table 8.15. Les erreurs systématiques dues à l'énergie des jets, dues à la fragmentation et aux ISR sont considérées comme totalement corrélées entre les différents canaux, car elles agissent de la même manière dans les trois canaux. Les autres erreurs sont considérées comme décorrélées entre canaux, car elles correspondent soit à des grandeurs différentes, soit à des événements Monte Carlo différents.

Pour la combinaison des erreurs systématiques dans un canal donné, les erreurs sont considérées comme décorrélées; la corrélation qui peut exister entre la systématique due à la mesure de l'énergie du lepton et celle due à la mesure d'une partie de l'énergie des jets est négligée.

Les formules de combinaison de deux erreurs Δs_1 et Δs_2, affectés des poids statistiques w_1 et w_2 sont :

$$\Delta s = \frac{w_1 \Delta s_1 + w_2 \Delta s_2}{w_1 + w_2},$$

si les erreurs Δs_1 et Δs_2 sont totalement corrélées, et :

$$\Delta s = \sqrt{\frac{w_1^2 \Delta s_1^2 + w_2^2 \Delta s_2^2}{w_1^2 + w_2^2}},$$

si les erreurs Δs_1 et Δs_2 sont totalement décorrélées.

Pour les combinaisons entre canaux, les poids statistiques sont donnés par :

$$w_1 = \frac{1/\mathrm{err\ stat}_1^2}{\sum_{\mathrm{canaux}} 1/\mathrm{err\ stat}_i^2},$$

où err stat_i est l'erreur statistique sur la valeur mesurée avec les données.

Sources d'erreur systématique (MeV/c^2)	$q\bar{q}e\bar{\nu}$	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	$q\bar{q}l\bar{\nu}$
Courbe d'étalonnage	18	15	25	11
Energie du lepton	47	41	3	25
Energie du jet	64	42	71	54
Niveau de bruit de fond	2	1	11	2
Forme du bruit de fond	0	5	6	3
Total non corrélé	**81**	**61**	**77**	**60**
Fragmentation	10	10	10	10
ISR	15	15	15	15
Total corrélé	**18**	**18**	**18**	**18**
Energie du LEP	**17**	**17**	**17**	**17**

TAB. 8.15 – Différentes sources d'erreurs systématiques pour la mesure de la masse à 189 GeV dans le centre de masse. Les contributions corrélées entre les différentes expériences autour du LEP ont été séparées des contributions non corrélées. $q\bar{q}l\bar{\nu}$ désigne la combinaison entre canaux semi-leptoniques.

La table 8.16 indique les systématiques présentes à 183 GeV.

La combinaison des systématiques entre 183 et 189 GeV se fait en supposant que les systématiques sont entièrement corrélées d'une année sur l'autre (table 8.17), sauf pour la systématique due à la courbe d'étalonnage. C'est une approximation globalement correcte, car le Monte Carlo et la méthode de mesure de la masse qui sont utilisées sont les même les deux années. Pour le calcul des poids qui interviennent dans les combinaisons 183-189 GeV, les err stat_i sont les erreurs statistiques sur les valeurs mesurées dans les données à 183 et 189 GeV, dans un canal donné.

Les systématiques pour la largeur à 183 et 189 GeV sont indiquées dans les tables 8.18 et 8.19. Les erreurs correspondant à la fois aux échelles d'énergies et aux résolutions d'une part, les erreurs qui proviennent du niveau et de la forme du bruit de fond d'autre part, ont été regroupées en une seule ligne des tableaux.

La combinaison des systématiques entre 183 et 189 GeV (table 8.20) se fait de la même façon pour la largeur que pour la masse.

Sources d'erreur systématique (MeV/c^2)	$q\bar{q}e\bar{\nu}$	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	$q\bar{q}l\bar{\nu}$
Courbe d'étalonnage	23	18	32	13
Energie du lepton	42	38	3	24
Energie du jet	49	34	76	45
Niveau de bruit de fond	2	-	17	3
Forme du bruit de fond	5	10	11	5
Total non corrélé	**69**	**56**	**85**	**53**
Fragmentation	10	10	10	10
ISR	10	10	10	10
Total corrélé	**14**	**14**	**14**	**14**
Energie du LEP	**21**	**21**	**21**	**21**

TAB. 8.16 – Différentes sources d'erreurs systématiques pour la mesure de la masse à 183 GeV dans le centre de masse, dans les canaux électron, muon et tau. Les contributions corrélées entre les différentes expériences autour du LEP ont été séparées des contributions non corrélées. $q\bar{q}l\bar{\nu}$ désigne la combinaison entre canaux semi-leptoniques.

Sources d'erreur systématique (MeV/c^2)	$q\bar{q}e\bar{\nu}$	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	$q\bar{q}l\bar{\nu}$
Courbe d'étalonnage	14	12	21	8
Energie du lepton	45	41	3	25
Energie du jet	59	40	73	51
Niveau de bruit de fond	2	1	12	3
Forme du bruit de fond	2	6	7	4
Total non corrélé	**75**	**59**	**77**	**58**
Fragmentation	10	10	10	10
ISR	13	14	14	14
Total corrélé	**17**	**17**	**17**	**17**
Energie du LEP	**18**	**18**	**18**	**18**

TAB. 8.17 – Différentes sources d'erreurs systématiques pour la mesure de la masse en combinant les résultats à 183 et 189 GeV. Les contributions corrélées entre les différentes expériences autour du LEP ont été séparées des contributions non corrélées. $q\bar{q}l\bar{\nu}$ désigne la combinaison entre canaux semi-leptoniques.

Sources d'erreur systématique (MeV/c^2)	$q\bar{q}e\bar{\nu}$	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	$q\bar{q}l\bar{\nu}$
Courbe d'étalonnage	47	39	66	29
Energie du lepton	61	56	4	36
Energie du jet	79	62	128	76
Niveau de bruit de fond	15	5	73	16
Forme de bruit de fond	24	17	134	30
Total non corrélé	**114**	**94**	**210**	**95**
Fragmentation	20	20	20	20
ISR	20	20	20	20
Total corrélé	**28**	**28**	**28**	**28**

TAB. 8.18 – Différentes sources d'erreurs systématiques pour la mesure de la largeur à 189 GeV dans le centre de masse. Les contributions corrélées entre les différentes expériences autour du LEP ont été séparées des contributions non corrélées. $q\bar{q}l\bar{\nu}$ désigne la combinaison entre canaux semi-leptoniques.

Sources d'erreur systématique (MeV/c^2)	$q\bar{q}e\bar{\nu}$	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	$q\bar{q}l\bar{\nu}$
Courbe d'étalonnage	58	54	91	34
Energie du lepton	66	73	4	40
Energie du jet	75	56	220	93
Niveau du bruit de fond	10	3	92	20
Forme du bruit de fond	20	45	103	31
Total non corrélé	**118**	**112**	**275**	**113**
Fragmentation	20	20	20	20
ISR	15	15	15	15
Total corrélé	**25**	**25**	**25**	**25**

TAB. 8.19 – Différentes sources d'erreurs systématiques pour la mesure de la largeur à 183 GeV dans le centre de masse, dans les canaux électron, muon et tau. Les contributions corrélées entre les différentes expériences autour du LEP ont été séparées des contributions non corrélées. $q\bar{q}l\bar{\nu}$ désigne la combinaison entre canaux semi-leptoniques.

Sources d'erreur systématique (MeV/c^2)	$q\bar{q}e\bar{\nu}$	$q\bar{q}\mu\bar{\nu}$	$q\bar{q}\tau\bar{\nu}$	$q\bar{q}l\bar{\nu}$
Courbe d'étalonnage	37	32	54	23
Energie du lepton	63	60	4	37
Energie du jet	77	60	153	81
Niveau du bruit de fond	13	5	78	17
Forme du bruit de fond	22	23	126	30
Total non corrélé	**109**	**94**	**220**	**98**
Fragmentation	20	20	20	20
ISR	18	19	19	19
Total corrélé	**27**	**28**	**28**	**28**

TAB. 8.20 – Différentes sources d'erreurs systématiques pour la mesure de la largeur en combinant les résultats à 183 et 189 GeV. Les contributions corrélées entre les différentes expériences autour du LEP ont été séparées des contributions non corrélées. $q\bar{q}l\bar{\nu}$ désigne la combinaison entre canaux semi-leptoniques.

Chapitre 9

Résultats des mesures

Sommaire

9.1 **Masse du W** 219
9.2 **Largeur du W** 220

9.1 Masse du W

Les valeurs mesurées de la masse du W à 189 GeV dans les trois canaux semi-leptoniques sont rappelées dans la table 9.1. La valeur obtenue par combinaison des mesures effectuées dans ces trois canaux est également citée dans la table.

Canaux	Valeur	Erreur statistique	Erreur systématique	Erreur due à E_{LEP}
électron	80,306	0,309	0,083	0,017
muon	80,109	0,210	0,064	0,017
tau	79,676	0,339	0,079	0,017
combinaison	80,066	0,155	0,063	0,017

TAB. 9.1 – Mesures en GeV/c^2 de la masse du W et combinaison des mesures dans les canaux semi-leptoniques à partir des données collectées à 189 GeV.

A 183 GeV, les valeurs mesurées dans le canal électron, le canal muon et le canal tau, ainsi que la combinaison de ces trois mesures sont présentées dans la table 9.2.

Les erreurs systématiques sur la masse augmentent lorsque l'énergie dans le centre de masse augmente. En effet, plus l'énergie dans le centre de masse est élevée par rapport au seuil de production de la paire de W, moins l'algorithme d'ajustement cinématique contraint les énergies et les impulsions des particules de l'événement. Ainsi un décalage entre la simulation et les données est moins compensé à haute énergie par l'ajustement cinématique.

La masse mesurée en combinant les mesures effectuées à 183 et 189 GeV est donc :

Canaux	Valeur	Erreur statistique	Erreur systématique	Erreur due à E_{LEP}
électron	80,704	0,417	0,070	0,021
muon	80,470	0,361	0,057	0,021
tau	80,747	0,610	0,086	0,021
combinaison	80,600	0,249	0,056	0,021

TAB. 9.2 – Résultats des mesures en GeV/c^2 de la masse du W dans les canaux semi-leptoniques à partir des données collectées à 183 GeV.

$$M_W = 80,215 \pm 0,131(\text{stat}) \pm 0,060(\text{syst}) \pm 0,018(\text{LEP})\ \text{GeV}/c^2.$$

9.2 Largeur du W

Les valeurs mesurées à 189 GeV de la largeur dans les trois canaux semi-leptoniques sont indiquées dans la table 9.3.

Canaux	Valeur moyenne	Erreur statistique	Erreur systématique
électron	4,503	1,004	0,117
muon	2,638	0,564	0,098
tau	3,163	0,954	0,212
combinaison	3,104	0,437	0,102

TAB. 9.3 – Mesures en GeV/c^2 de la largeur du W et combinaison des mesures dans les canaux semi-leptoniques à partir des données collectées à 189 GeV.

A 183 GeV, les largeurs mesurées dans le canal électron, le canal muon, le canal tau et la combinaison sont présentées dans la table 9.4.

Canaux	Valeur moyenne	Erreur statistique	Erreur systématique
électron	1,730	1,254	0,121
muon	3,636	1,075	0,115
tau	2,841	1,553	0,277
combinaison	2,830	0,722	0,120

TAB. 9.4 – Mesures en GeV/c^2 de la largeur du W et combinaison des mesures dans les canaux semi-leptoniques à partir des données collectées à 183 GeV.

La largeur mesurée en combinant les mesures semi-leptoniques effectuées à 183 et 189 GeV dans le centre de masse est donc :

$$\Gamma_W = 3,030 \pm 0,374(\text{stat}) \pm 0,102(\text{syst})\ \text{GeV}/c^2.$$

Conclusion

A 183 GeV, les données enregistrées avec une luminosité intégrée de 53,5 pb^{-1} à DELPHI ont permis de mesurer la masse du W par reconstruction directe des énergies et des impulsions dans les canaux semi-leptoniques électron, muon et tau. La combinaison de ces mesures donne :

$$M_W = 80,600 \pm 0,249(\mathrm{stat}) \pm 0,056(\mathrm{syst}) \pm 0,021(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2}.$$

En 1998, une luminosité intégrée de 157,6 pb^{-1} a été collectée, et la masse du W a été mesurée dans les canaux électron, muon et tau. La masse mesurée en combinant ces mesures est :

$$M_W = 80,066 \pm 0,155(\mathrm{stat}) \pm 0,063(\mathrm{syst}) \pm 0,017(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2}.$$

Les valeurs mesurées de la masse par DELPHI sont en bon accord avec les mesures effectuées par les autres expériences situées autour du LEP [73]. La mesure obtenue par combinaison des mesures dans les canaux semi-leptoniques à 183 et 189 GeV est :

$$M_W = 80,215 \pm 0,131(\mathrm{stat}) \pm 0,060(\mathrm{syst}) \pm 0,018(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2}.$$

Les valeurs obtenues dans le canal hadronique à 183 GeV [74] et 189 GeV [75], ainsi que la combinaison sont :

$$183\ \mathrm{GeV}\ :\ M_W = 80,097 \pm 0,189(\mathrm{stat}) \pm 0,032(\mathrm{syst}) \pm 0,054(\mathrm{IEF}) \pm 0,021(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2},$$

$$189\ \mathrm{GeV}\ :\ M_W = 80,467 \pm 0,110(\mathrm{stat}) \pm 0,035(\mathrm{syst}) \pm 0,054(\mathrm{IEF}) \pm 0,017(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2},$$

$$\text{combiné}\ :\ M_W = 80,373 \pm 0,095(\mathrm{stat}) \pm 0,034(\mathrm{syst}) \pm 0,054(\mathrm{IEF}) \pm 0,018(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV/c^2},$$

où (IEF) désigne la systématique due à l'interaction dans l'état final, due à la recombinaison de couleur et à la corrélation de Bose-Einstein, qui peut avoir un effet sur la masse dans le canal hadronique.

La différence des masses hadronique et leptonique mesurées à DELPHI vaut donc:

$$\Delta \mathrm{m} \;=\; 0,158 \pm 0,162(\mathrm{stat}) \pm 0,027(\mathrm{syst}) \pm 0,036(\mathrm{IEF}).$$

La résolution actuelle sur la masse ne permet pas de voir un décalage significatif entre les masses mesurées dans le canal semi-leptonique et le canal hadronique, qui pourrait résulter de la recombinaison de couleur et de la corrélation de Bose-Einstein. En combinant les mesures semi-leptonique et hadronique :

$$\mathrm{M_W} = \; 80,322 \pm 0,077(\mathrm{stat}) \pm 0,033(\mathrm{syst}) \pm 0,034(\mathrm{IEF}) \pm 0,018(\mathrm{LEP}) \;\mathrm{GeV/c^2}.$$

Les valeurs de la masse obtenues, ainsi que les valeurs mesurées dans le canal hadronique, sont resumées dans la figure 9.1.

En combinant les résultats des quatre expériences LEP, l'erreur sur la masse n'est plus que 56 MeV/c^2. La figure 9.2 [76] montre les contraintes obtenues à partir des mesures actuelles de la masse du W, mesurée à la fois au LEP et à Tevatron (63 MeV/c^2 d'erreur), et de celle du top. Les incertitudes dues aux mesures directes sont quasiment comparables aux incertitudes provenant des mesures indirectes.

En 1999, une luminosité intégrée de 228,2 pb^{-1} a été collectée aux énergies de 192, 196, 200 et 202 GeV dans le centre de masse et une mesure de la masse avec ces données devrait conduire à une erreur statistique sur la masse du même ordre qu'à 189 GeV. En 2000, une luminosité intégrée équivalente est attendue. De plus, à l'avenir, les erreurs systématiques devraient également être réduites, notamment grâce aux prises de données à la résonance du Z^0. L'objectif de LEP2 sur l'erreur sur la masse du W, 30-40 MeV/c^2 semble en passe d'être accompli. Pour l'avenir, le LHC devrait pouvoir mesurer la masse avec une précision de 15 MeV/c^2.

A 183 GeV, la valeur combinée des mesures de la largeur dans les canaux semi-leptoniques est :

$$\Gamma_\mathrm{W} = \; 2,830 \pm 0,722(\mathrm{stat}) \pm 0,120(\mathrm{syst}) \;\mathrm{GeV/c^2}.$$

La valeur à 189 GeV combinée entre les différents canaux semi-leptoniques est :

$$\Gamma_\mathrm{W} = \; 3,104 \pm 0,437(\mathrm{stat}) \pm 0,102(\mathrm{syst}) \;\mathrm{GeV/c^2}.$$

La combinaison des mesures à 183 et 189 GeV dans les canaux semi-leptoniques donne :

$$\Gamma_\mathrm{W} = \; 3,030 \pm 0,374(\mathrm{stat}) \pm 0,102(\mathrm{syst}) \;\mathrm{GeV/c^2}.$$

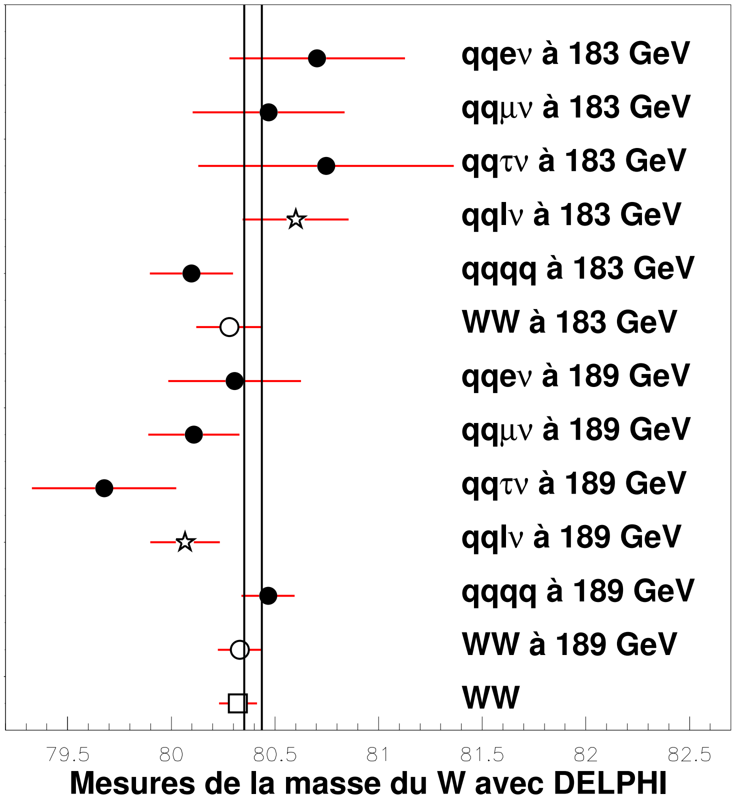

FIG. 9.1 – Valeurs des masses du W mesurées à 183 et 189 GeV, dans les différents canaux à DELPHI (points noirs). Les combinaisons des mesures dans les canaux semi-leptoniques sont indiquées avec des étoiles, la combinaison entre la mesure dans le canal semi-leptonique et le canal hadronique avec un rond blanc et la combinaison des mesures effectuées à 183 et 189 GeV avec un carré blanc. Les bandes verticales indiquent la moyenne mondiale actuelle de la masse du W, 80,394 $\pm$ 0,042 GeV/c^2, à un sigma près. WW désigne la combinaison des mesures effectuées dans les canaux semi-leptonique et hadronique.

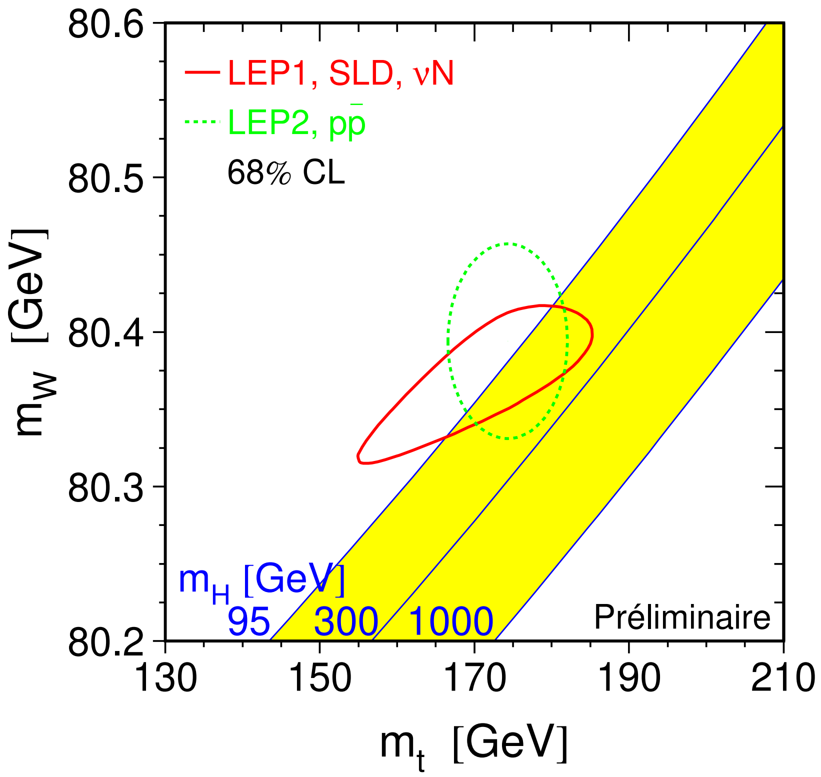

FIG. 9.2 – Contraintes indirectes et mesures directes sur la masse du W et la masse du top, en été 99.

Les valeurs mesurées dans le canal hadronique à 183 GeV à 189 GeV, et en combinant les deux valeurs sont :

$$183 \text{ GeV} \ : \ \Gamma_{\mathrm{W}} = \ 2,330 \pm 0,470(\mathrm{stat}) \pm 0,076(\mathrm{syst}) \pm 0,112(\mathrm{IEF}) \ \mathrm{GeV/c^2},$$

$$189 \text{ GeV} \ : \ \Gamma_{\mathrm{W}} = \ 2,010 \pm 0,230(\mathrm{stat}) \pm 0,077(\mathrm{syst}) \pm 0,112(\mathrm{IEF}) \ \mathrm{GeV/c^2},$$

$$\text{combiné} \ : \ \Gamma_{\mathrm{W}} = \ 2,072 \pm 0,207(\mathrm{stat}) \pm 0,050(\mathrm{syst}) \pm 0,112(\mathrm{IEF}) \ \mathrm{GeV/c^2}.$$

La valeur obtenue en combinant les mesures semi-leptonique et hadronique vaut :

$$\Gamma_{\mathrm{W}} = \ 2,285 \pm 0,181(\mathrm{stat}) \pm 0,024(\mathrm{syst}) \pm 0,079(\mathrm{IEF}) \ \mathrm{GeV/c^2}.$$

La figure 9.3 montre ces largeurs mesurées, ainsi que la largeur mesurée dans le canal hadronique, comparées à la moyenne mondiale actuelle, 2,06 $\pm$ 0,06 GeV/c^2 [26].

La résolution sur la largeur est du même ordre de grandeur que celle qui peut être obtenue aux collisionneurs hadroniques, car le nombre de W collectés est faible par rapport au nombre de W collectés dans un collisionneur hadronique. Dans ce domaine, le run II de Tevatron ainsi que le LHC à basse luminosité devraient permettre de mesurer plus précisément ce paramètre.

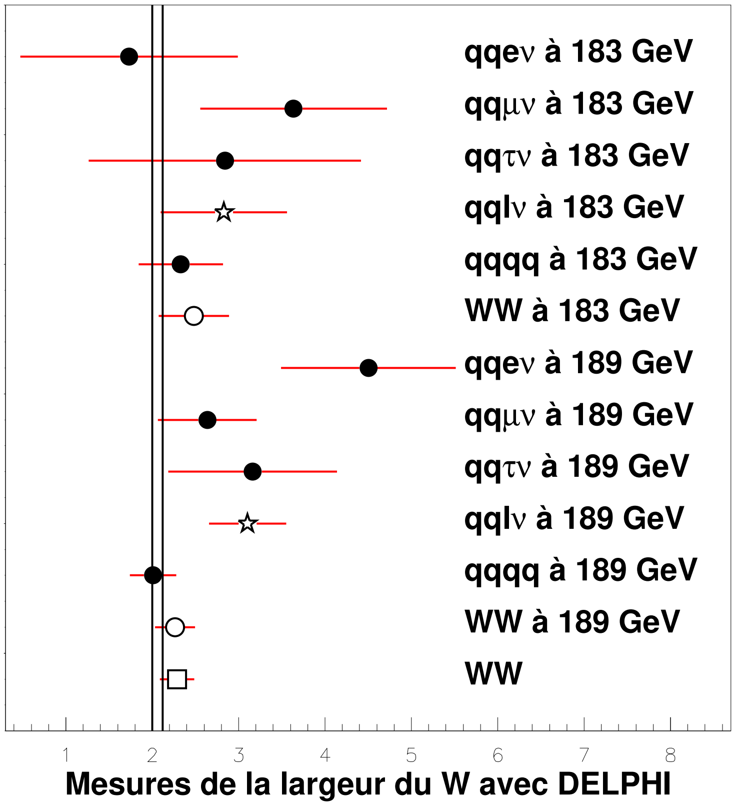

FIG. 9.3 – Valeurs des largeurs du W mesurées à 183 et 189 GeV, dans les différents canaux à DELPHI (points noirs). Les combinaisons des mesures dans les canaux semi-leptoniques sont indiquées avec des étoiles, la combinaison entre la mesure dans le canal semi-leptonique et le canal hadronique avec un rond blanc et la combinaison des mesures effectuées à 183 et 189 GeV avec un carré blanc. Les bandes verticales indiquent la moyenne mondiale actuelle de la largeur du W, 2,06 $\pm$ 0,06 GeV/c^2, à un sigma près. WW désigne la combinaison des mesures effectuées dans les canaux semi-leptonique et hadronique. Les valeurs mesurées semblent être quasiment toutes supérieures à la moyenne mondiale; cependant comme aucun effet évident n'a été trouvé pour expliquer cela, cet effet peut aussi être attribué à une fluctuation statistique.

Bibliographie

[1] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and leptons: an Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Willey and Sons, 1984

[2] Gargamelle Collaboration, *Search for Elastic muon-neutrino electron scattering*, Phys.Lett.B46(1973)121
Gargamelle Collaboration, *Observation of Neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment*, Phys.Lett.B46(1973)138

[3] T. D. Lee and C. N. Yang, *Mass Degeneracy of the Heavy Mesons*, The Phys.Rev.102(1956)290
T. D. Lee and C. N. Yang, *Possible Interference Phenomena between Parity Doublets*, The Phys.Rev.104(1956)822
T. D. Lee and C. N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, The Phys.Rev.104(1956) 254

[4] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys.Rev.Lett.19(1967) 1264
S. L. Glashow, *Partial-Symmetries of weak interactions*, Nucl.Phys.B22(1961) 579
S. L. Glashow, J. Illiopoulos and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys.Rev.D2(1970) 1285

[5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, Phys.Lett.12(1964) 132
P. W. Higgs, *Broken Symmetries and The Masses of the Gauge Bosons*, Phys.Rev.Lett.13(1964) 508
P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys.Rev.145(1966) 1156
J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Broken Symmetries*, Phys.Rev.127(1962) 965
T. W. B. Kibble, *Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories*, Phys.Rev.155(1967) 1554

[6] Q. Ho-Kim, P. Xuan-Yem, *Elementary Particles and Their Interactions*, Springer, 1998, p 316

[7] UA1 Collaboration, *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at* $\sqrt{s} = 540\ GeV$, Phys.Lett.B122(1983) 103

UA1 Collaboration, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95* GeV/c^2 *at the CERN SPS collider*, Phys.Lett.B126(1983) 398

[8] The UA2 Collaboration, *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN* $p\bar{p}$ *collider*, Phys.Lett.B122(1983) 476

The UA2 Collaboration, *Evidence for* $Z^0 \to e^+e^-$ *at the CERN* $p\bar{p}$ *collider*, Phys.Lett.B129(1983) 130

[9] G. Quast, Z line shape, lepton forward-backward asymmetries AND Standard Model fits, Présentation à la conférence EPS-HEP 1999 de Tampere, http://neutrino.pc.helsinki.fi/hep99/Transparencies/session-06/Quast.pdf

[10] J. Ellison *Measurements of the W boson mass and trilinear gauge boson couplings at the Tevatron*, Présentation aux XXXIIIèmes Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, 14 au 21 Mars 1998

[11] R. J. Madaras, *W Boson Physics at the Fermilab Tevatron collider*, XVIII Conference on Physics in Collision, Frascati, 17 au 19 Juin 1998

[12] DELPHI Collaboration, *Measurement of the W-pair cross section in* e^+e^- *interactions at 161 GeV*, Phys.Lett.B397(1997)158-170

ALEPH Collaboration, *Measurement of the W mass in* e^+e^- *collisions at production threshold*, Phys.Lett.B401(1997) 347

L3 Collaboration, *Pair-production of W bosons in* e^+e^- *interactions at* $\sqrt{s}$*=161 GeV*, Phys.Lett.B398(1997) 223

OPAL Collaboration, *Measurement of the mass of the W boson in* e^+e^- *collisions at* $\sqrt{s}$*=161 GeV*, Phys.Lett.B389(1996) 416-428

[13] *Physics at LEP2, Vol.1*, CERN 96-01, p 149

[14] G. Montagna, O. Nicrosini and F. Piccinini, *Precision Physics at LEP*, hep-ph/9802302, p 116

[15] G. Gustafson, U. Pettersson and P. M. Zerwas, *Jet final states in WW pair production and colour screening in the QCD vacuum*, Phys.Lett.B209(1998) 90

T. Sjöstrand, V. Khoze, On colour rearrangerement in hadronic W^+ W^- events, Z.Phys.C62(1994) 281

T. Sjöstrand, V. Khoze, Does the W Mass Reconstruction Survive QCD Effects?, Phys.Rev.Lett.72(1994) 28

G. Gustafson, J. Häkkinen, Colour interference and confinement effects in W-pair production, Z.Phys.C64(1994) 659

[16] L. Lönnblad, T. Sjöstrand, Bose-Einstein effects and W mass determination, Phys.Lett.B351(1995) 293

[17] J-L. Kneur, *La théorie Electrofaible au LEP2*, cours donné à l'Ecole de Gif 1996

[18] F. Feruglio, S. Rigolin, *Sum rules for asymptotic form factors in* $e^+e^- \to W^+W^-$ *scattering*

[19] *Physics at LEP2, Vol.1*, CERN 96-01, p 537

[20] V. S. Fadin, V. A. Khoze, A. D. Martin and A. Chapovsky, *Coulomb effects in* $W^+ W^-$ *production*, Phys.Rev. D52(1995) 1377, hep-ph/9501214
V. S. Fadin, V. A. Khoze, A. D. Martin, *Higher order Coulomb corrections to the threshold* $e^+e^- \to W^+W^-$ *Cross section*, Phys.Lett.B356(1995) 373, DTP/95/64

[21] M. Veltman, *Second threshold in weak interactions*, Act. Phys. Pol. B8(1977) 475
Z Physics at LEP1, Vol.1, CERN 89-08, p 62

[22] J. E. Brau, *Electroweak Precision Measurements with Leptons*, Présentation à la conférence EPS-HEP 1999 de Tampere, http://neutrino.pc.helsinki.fi/hep99/Transparencies/session-06/Brau.pdf

[23] , McFarland, *Measurement of* $\sin^2\theta_W$ *in* ν *N scattering from NuTEV*, Présentation à la conférence EPS-HEP 1999 de Tampere, http://neutrino.pc.helsinki.fi/hep99/Transparencies/session-06/McFarland.pdf

[24] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/97-154 p 39

[25] K. G. Chetyrkin, J. H. Kühn, and A. Kwiatkowski, Phys.Rep.277(1996) 189

[26] The Particle Data Group, *Review of particle physics*, Eur.Phys.J.C.3(1998) 1-4

[27] M. Cacciari, A. Deandrea, G. Montagna, O. Nicrosini, Higher order QED corrections to W pair production at LEP II, Z.Phys.C52(1991) 421
D. Bardin, M. Bilenky, A. Olchevski, T. Riemann, Off-shell W-pair production in $e^+ e^-$-annihilation. Initial state radiation, Phys.Lett.B308(1993) 403, Phys.Lett.B357(1995) 725(E)
J. Fleischer, F. Jegerlehner, M. Zralek, Radiative corrections to helicity amplitudes for W-pair production in $e^+ e^-$ annihilation, Z.Phys.C42(1989) 409

[28] W. J. Marciano, A. Sirlin, *Electroweak Radiative Corrections to* τ *Decay*, Phys.Rev.Lett.61(1988) 1815

[29] A. Trabelsi, *Mesure de la masse du boson* $W^\pm$ *dans l'expérience Aleph au LEP*, DAPNIA/SPP 96-1009, thèse soutenue le 27 novembre 1996

[30] D0 Collaboration, *Direct measurement of the top quark Mass at D0*, Phys.Rev.D58(1998)052001, hep-ex/9801025

[31] M. Davier, *L'interaction faible: un bilan des résultats de LEP1 et SLC*, cours donné à l'Ecole de Gif 1996

[32] M. Davier and A. Hoecker, *New results on the hadronic contributions to* $\alpha(M_Z^2)$ *and to* $(g-2)_\mu$, LAL 98-38, Phys.Lett.B435(1998) 427
R. Alemany, M. Davier, A. Hoecker, *Improved determination of the hadronic contribution to the muon (g-2) and to* $\alpha(M_Z^2)$ *Using new data from hadronic* τ *decays*, Eur.Phys.J.C.2(1998) 123
M. Davier, A. Hoecker, *Improved determination of* $\alpha(M_Z^2)$ *and the anomalous magnetic moment of the muon*, Phys.Lett.B419(1998) 419

[33] G. D'Agostini and G. Degrassi, *Constraints on the Higgs Boson Mass from Direct Searches and Precision Measurements*, DFPD-99/TH/02, hep-ph/990226

[34] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/99-15

[35] G. Degrassi, P. Gambino, M. Passera and A. Stirlin, *The role of* M_W *in Precision Studies of the Standard Model*, CERN-TH/97-197, MPI-PH T/97-048, NYU-TH/97-08-01, hep-ph/9708311

[36] G. Arduini et al., *LEP performance at 91,5 GeV*, CERN-SL/98-047 OP

[37] B. W. Montague, *Polarised beams in high energy storage rings*, Phys.Rep.113-1(1984) 16

[38] L. Arnaudon et al., *Accurate determination of the LEP beam energy by resonant depolarisation*, Z.Phys.C66(1995) 45-62

[39] The LEP Energy Working Group, *Calibration of center-of-mass energies at LEP1 for precise measurements properties*, Eur. Phys. J.C.6(1999) 187-223

[40] M. Boge et al., *Recent results on energy calibration at LEP*, CERN-SL/98-034 BI

[41] The LEP Energy Working Group, *Evaluation of the LEP center-of-mass energy above the W-pair production threshold*, CERN-EP/98-191, CERN-SL/98-073, 11 December 1998

[42] The LEP Spectrometer Working Group, *The LEP Spectrometer project.* CERN-SL/XX-YYY

[43] *Performance of the DELPHI Detector*, EPS-HEP 95 Ref. eps0764

[44] H. Borner et al., *The Delphi Microvertex Detector*, Nucl.Instr.and Meth.A328(1993) 447

[45] http://delonline.cern.ch/vd/vft.html
W. Adam et al., *The status of the DELPHI Very Forward Ministrip Detector*, DELPHI 96-58 MVX 15

[46] The DELPHI Silicon Tracker Group, *The DELPHI Silicon Tracker at LEP2*, Nucl.Instr.and Meth.A412(1998)304

[47] S. Ragazzi, T. Tabarelli de Fatis, A. Tonazzo, *Calibration of the HPC calorimeter at LEP2*, DELPHI 98-3 CAL 137

[48] A. Algeri et al., *Performance of the HPC calorimeter in DELPHI*, CERN-PPE/95-04, 17 January 1995

[49] T. Camporesi et al., *Luminosity Measurement in 1994 with the STIC detector*, DELPHI 97-08 PHYS 667

[50] I. Ajinenko et al., *The Cathode read-out of the DELPHI Hadron calorimeter*, IEEE Trans. on Nucl. Sc., 42-4(1995) 485
I. Ajinenko et al., *The Performance of the DELPHI Hadron calorimeter st LEP*, IEEE Trans. on Nucl. Sc., 43-3(1996) 1751

[51] the DELPHI Collaboration, *The DELPHI Detector at LEP*, CERN-EF/90-5, CERN-PPE/90-128, 13 September 1990

[52] DELANA User's guide, DELPHI 89-44 PROG 137

[53] the DELPHI Collaboration, *Tuning and Test of Fragmentation Models Based on Identified Particles and Precision Event Shape Data*, Z.Phys.C73(1996) 11-59

[54] F. A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss *EXCALIBUR: a Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP 200 and beyond*, Comput.Phys.Commun.85(1995)437-452, INLO-PUB-12/94, hep-ph/9409326
F. A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss *All electroweak four-fermion processes in electron-positron collisions*, Nucl.Phys.B424(1994) 308-342
http://home.cern.ch/ charlton/excalibur/excalibur.html

[55] *Physics at LEP2, Vol.2*, CERN 96-01, 23

[56] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 physics and manual*, CERN-TH/93-7112, hep-ph/9508391

[57] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrypzek, B. F. .L. Ward and Z. Was *Monte Carlo Program KORALW 1.42 for All Four-Fermion Final States in* e^+e^- *Collisions*, CERN-TH/98-242, UTHEP-98-0702
http://hpjmiady.ifj.edu.pl/programs/node9.html

[58] E. Barberio, Z. Was, PHOTOS: a universal Monte Carlo for QED radiative corrections; version 2.0, CERN-TH/93-7033, Comput.Phys.Commun.79(1994)291-308
http://hpjmiady.ifj.edu.pl/programs/node7.html

[59] DELSIM User Manual, DELPHI 87-96 PROG-99, CERN, July 1989
DELSIM Reference Manual, DELPHI 87-98 PROG-100, CERN, July 1989.

[60] http://delphiwww.cern.ch/ martis/delwww/tandt.html

[61] V. Hedberg, *Forward electron identification in the W-analysis*, non publié

[62] A. Ouraou, communication privée

[63] F. Stichelbau, G.R. Wilkinson, *Performance of Muon Identification in DELPHI for the 93 and 94 data*, DELPHI 95-140 PHYS 565
G.R. Wilkinson, *Improvements to the Muon Identification in the 94C2 Short DST production*, DELPHI 97-37 PHYS 690

[64] W. Bartel et al, , Z.Phys.C33(1986) 23
S. Bethke et al, , Phys.Lett.B213(1988) 235

[65] http://home.cern.ch/ verlato/vft/siveto.html

[66] M. Feindt et al., *Elephant reference manual*, Delphi 96-82 (1996).

[67] B. Rossi, *High-Energy physics*, Prentice hall (1952).

[68] A. Ouraou, L. Simard, *Combination of electron energy and momentum to improve electron energy resolution*, DELPHI 98-109 PROG 234

[69] N. J. Kjaer, R. Moller, *Reconstruction of invariant masses in multi-jet events*, DELPHI 91-17 PHYS 88

[70] F. Cossutti and A. Ouraou, *Reweighting of EXCALIBUR events for 4 fermions physics at LEP200*, DELPHI 98-39 PROG 231.

[71] http://home.cern.ch/ chierici/fastsim.html

[72] M. Mulders, *Présentations aux meetings DELPHI sur la masse du W*

[73] R. Chierici, W Mass from fully leptonic and mixed decays at LEP, Présentation à la conférence EPS-HEP 1999 de Tampere, http://neutrino.pc.helsinki.fi/hep99/Transparencies/session-06/Chierici.pdf
. Chierici, L. M. Mir, W Mass from fully hadronic decays at LEP, Présentation à la conférence EPS-HEP 1999 de Tampere,http://neutrino.pc.helsinki.fi/hep99/Transparencies/session-06/Mir.pdf

[74] The DELPHI Collaboration, *Measurement of the mass of the W boson using direct reconstruction*, CERN-EP/Paper 227

[75] The DELPHI Collaboration, *Measurement of the mass of the W using direct reconstruction*, DELPHI 99-64 CONF 251, paper submitted to the EPS-HEP conference held in Tampere, 15-22 July 1999

[76] http://www.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter99/

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Joël Feltesse, Michel Spiro et Pascal Debu pour m'avoir accueilli au Service de Physique des Particules et m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans de très bonnes conditions.

Je remercie chaleureusement Ahmimed Ouraou pour la patience et la disponibilité permanentes avec lesquelles il a dirigé cette thèse.

Je remercie également tous les membres du groupe DELPHI à Saclay : Marc Besançon, avec qui j'ai partagé le bureau pendant trois ans, Nathalie Besson, Guennadi Borissov, Dominique Brou, Simone Henry, Patrick Jarry, Oleg Kuznetsov, Jean-Philippe Laugier, Pierre Lutz, Rosy Nicolaidou, François Pierre, Vanina Ruhlmann-Kleider, Yves Sacquin, Maria-Luisa Turluer, Didier Vilanova et les thésards devenus docteurs que j'ai cotoyés pendant la thèse: Maarten Boonekamp, Philippe Gris et Morgan Lethuillier. Je souhaite bonne chance au futur docteur Vincent Poireau.

Je remercie aussi les personnes qui travaillent sur la masse du W au CERN, en particulier Roberto Chierici, Fabio Cossutti, Martijn Mulders et Alessandra Tonazzo. Merci aussi à Yannick Arnoud pour ses nombreuses explications sur la TPC lors des "shifts" effectués au CERN.

Je remercie Christophe Royon pour avoir accepté de jouer le rôle de parrain, ainsi que pour son soutien moral tout au long de cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude envers Ahmimed Ouraou, François Pierre, Maria-Luisa Turluer et Christophe Royon pour leur lecture attentive du manuscrit.

Je tiens à remercier Etienne Augé et Gérard Smadja pour avoir accepter d'être rapporteurs de la thèse; je remercie également Jean-Loïc Kneur, André Rougé et Marc Winter pour leur participation au jury.

Enfin, je voudrais remercier mes amis, ma famille et en particulier mes parents pour leur soutien constant.