

*Ce travail est dédié
à la mémoire de ma grand-mère.*

Remerciements

Je remercie le professeur J.L. Riester d'avoir accepté de présider le jury et d'être rapporteur interne. Je remercie également les professeurs F. Le Diberder et J.Jousset d'avoir été rapporteurs externes et pour la pertinence de leurs divers commentaires. Je remercie également C. Matteuzzi d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude à M. Winter, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse. J'ai, au cours de ces trois années de travail, apprécié sa disponibilité, ses conseils, la pertinence de ses questions et ses qualités humaines.

Je remercie également D. Gelé, avec qui j'ai travaillé en étroite collaboration sur divers problèmes abordés dans cette thèse. Ses conseils sur la manière de mener à bien l'analyse des données ont été précieux.

Mes remerciements vont aussi à toute l'équipe DELPHI de l'IReS pour leur accueil et leur aide. Je remercie en particulier D. Bloch pour m'avoir intégré dans cette équipe, J.P. Engel qui n'est jamais avare d'un coup de main ou d'un conseil, P. Juillot pour m'avoir fait profiter de sa grande connaissance de PAW.

Je voudrais également exprimer ma gratitude envers le Groupe Technique Informatique de l'IReS, et en particulier J.P. Froberger, Y. Heydt et J. Schuller pour leurs compétences et leur disponibilité.

Je remercie au passage le personnel administratif et en particulier J.Mykita, M. Goetz et M. Rémy pour leur travail et leur sympathie.

Je voudrais aussi remercier les membres de la collaboration DELPHI et en particulier ceux de l'équipe TGC, avec qui j'ai eu des échanges très intéressants et productifs. J'adresse également un remerciement tout particulier à T. Myklebust pour toutes les discussions fructueuses que nous avons eues.

Ma gratitude va également à mes parents et à ma famille pour leur soutien et leurs encouragements.

Pour terminer, je voudrais exprimer ici ma gratitude à mon épouse, Véronique, pour son soutien, ses encouragements et sa patience à supporter les contraintes qui découlaient de ce travail.

Table des matières

1	Modèle Standard	15
1.1	Ingrédients	15
1.1.1	Théorie des champs	15
1.1.2	Calcul perturbatif	16
1.1.3	Renormalisation	17
1.1.4	Symétries	18
1.1.5	Les interactions entre champs	19
1.2	Théorie électrofaible	22
1.2.1	Les champs fondamentaux de la théorie électrofaible	22
1.2.2	Le lagrangien de la TEF	23
1.3	Au delà du Modèle Standard	27
1.3.1	Pourquoi aller au-delà?	27
1.3.2	Les autres théories	28
1.4	Démarche expérimentale	34
1.4.1	Lagrangien effectif	34
1.4.2	Contraintes données par LEP I	36
1.5	Production de paires W^+W^-	37
1.5.1	Calcul des prédictions	38
1.5.2	Observables et couplages anormaux	42

1.5.3	Observables et dimensions additionnelles	42
1.6	Conclusion	46
2	Dispositifs expérimentaux	47
2.1	Le collisionneur LEP	47
2.1.1	Description	47
2.1.2	L'énergie des faisceaux	49
2.1.3	Luminosité	52
2.2	L'expérience DELPHI	53
2.2.1	Système de coordonnées	54
2.2.2	Le tonneau	54
2.2.3	Les bouchons	60
2.2.4	Système de déclenchement	63
2.2.5	La reconstruction des traces	64
2.2.6	Identification	64
2.3	Conclusion	66
3	La sélection des événements	69
3.1	Remarques générales sur la sélection des événements	69
3.2	Les processus observés à LEP II	73
3.2.1	Les états finals à 4 fermions	75
3.2.2	Les états finals à 2 fermions	77
3.2.3	Les collisions photon-photon	78
3.2.4	Les bruits de fond parasites	80
3.3	La sélection des traces	80
3.4	Présélection des événements	86
3.5	Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q_1\overline{q_2}q_3\overline{q_4}$	88

3.5.1	Reconstruction des observables	89
3.5.2	Critères de sélection	94
3.6	Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow l\nu q\bar{q}$	98
3.6.1	Les états finals $e\nu_e qq'$ et $\mu\nu_\mu qq'$	99
3.6.2	L'état final $\tau\nu_\tau qq'$	102
3.6.3	Performances de la sélection	103
3.7	Conclusion	106
4	Sections efficaces totales	107
4.1	Etat final entièrement hadronique	108
4.1.1	Incertitudes systématiques	108
4.1.2	Résultats	115
4.2	Etat final semi-leptonique	117
4.2.1	Incertitudes systématiques	118
4.2.2	Résultats	118
4.3	Conclusion	121
5	Extraction des couplages trilinéaires	123
5.1	Structure et comportement de la fonction de vraisemblance	124
5.1.1	Notations	124
5.1.2	Sections efficaces totales et différentielles	125
5.1.3	Energie de collision	132
5.2	Méthodes adoptées	133
5.2.1	Méthode des angles de production	134
5.2.2	Méthode des Observables optimales	138
5.2.3	Méthode utilisant les expressions analytiques	139
5.3	Incertitudes statistiques et caractéristiques des histogrammes	141

5.4	Extraction des couplages en supposant l'invariance de jauge	144
5.4.1	Normalisation de la simulation	148
5.4.2	Paramètres électrofaibles	150
5.4.3	Générateur d'événements	151
5.4.4	Effet de l'ajustement cinématique contraint	152
5.4.5	La reconstruction des événements	153
5.4.6	Energie du Faisceau	154
5.4.7	Stabilité et nombre de cellules	156
5.4.8	Résumé	156
5.5	Ajustements sans invariance de jauge	159
5.5.1	Résultats	159
5.5.2	Incertitudes systématiques	159
5.6	Conclusion	161
6	Interprétation des résultats	163
6.1	Introduction	163
6.2	Section efficace totale	164
6.2.1	Interprétation des mesures de DELPHI	164
6.2.2	Comparaison et combinaison avec les résultats des autres expériences	166
6.3	Couplages de jauge	169
6.3.1	Comparaison des couplages mesurés à 189 GeV aux prédictions du Modèle Standard:	169
6.3.2	Comparaison aux autres résultats de DELPHI	171
6.3.3	Comparaison aux résultats des autres expériences	171
6.4	Confrontation des mesures aux prédictions de théories plus générales que le Modèle Standard	175

6.4.1	Supersymétrie	175
6.4.2	Boson de jauge additionnel	176
6.4.3	Technicouleur	177
6.4.4	Dimensions additionnelles	177
6.5	Résumé	180

A**189**

Introduction

Depuis la découverte des courants neutres en 1973, l'interaction électrofaible n'a cessé de susciter un intérêt de premier plan, tant du point de vue théorique qu'expérimental. Si aujourd'hui cette interaction est mieux connue, et modélisée avec un grand succès dans le *Modèle Standard*, il subsiste toutefois des questions fondamentales qui n'ont pas été résolues.

De 1989 à 1995, les 4 expériences (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) installées auprès du collisionneur LEP du CERN ont collecté un grand nombre de données à une énergie de collision voisine de la masse du Z^0 . Les prédictions du Modèle Standard ont ainsi pu être testées avec une grande précision; cette confrontation est un succès pour cette théorie car elle s'est montrée extrêmement prédictive et n'a été mise en défaut par aucun résultat expérimental.

Pourtant, le Modèle Standard n'est pas entièrement satisfaisant en tant que théorie fondamentale des particules élémentaires; d'abord parcequ'il n'inclut pas la gravitation, et ensuite parcequ'il fait appel à un grand nombre de paramètres externes. De plus, une incertitude subsiste: le mécanisme de Higgs, postulé pour permettre aux bosons de jauge et aux fermions d'acquérir une masse, n'a jamais pu être mis en évidence directement.

Dans le Modèle Standard, les interactions sont introduites en supposant qu'il existe une symétrie de jauge. A chaque interaction est associé un groupe de jauge qui fixe le nombre de bosons intermédiaires et les couplages entre ces bosons et les fermions du modèle; de plus, si le groupe est non-abélien, des couplages entre bosons de jauge d'une même interaction sont aussi engendrés. Or, la symétrie postulée pour l'interaction électrofaible est non-abélienne et introduit 4 bosons de jauge ($W^\pm$, Z^0 , γ). Ainsi, les couplages à trois bosons WWZ et $WW\gamma$ doivent obligatoirement exister dans ce cadre théorique.

Un des objectifs de la deuxième phase d'exploitation du LEP (LEP II), débutée en 1995, est d'étudier la production de paires W^+W^- ainsi que les caractéristiques fondamentales de ces bosons vecteurs: les énergies de collision atteintes sont supérieures

à 161 GeV, seuil cinématique de la production de paires W^+W^- . Cette réaction n'a jamais été observée avant LEP et offre, pour la première fois, l'occasion de mettre directement en évidence l'existence des couplages trilinéaires WWZ et $WW\gamma$. De plus, l'étude de cette réaction permet de rechercher des signes de nouvelle physique au travers de la mise en évidence de couplages non-standards (ou anormaux), c'est à dire différents de ceux prédits par le Modèle Standard.

L'objectif du travail exposé dans cette thèse est de mesurer les sections efficaces – totales et différentielles – de la production de paires W^+W^- à diverses énergies de collision. Pour cela, une sélection d'événement performante a dû être mise au point. Celle-ci est compliquée par l'existence de plusieurs états finals possibles engendrés par la désintégration des paires W^+W^- . L'état final hadronique est le plus fréquent (46% des désintégrations); il est composé de 4 quarks qui se manifestent dans l'appareillage sous la forme d'un événement *multijets*. L'état final semi-leptonique (43% des désintégrations) se distingue par la présence d'un lepton chargé et d'un neutrino ainsi que de deux quarks. Le moins fréquent est l'état final leptonique où 2 leptons et 2 neutrinos sont émis. Dans cette thèse, seuls les deux premiers états finals sont étudiés, d'abord parceque le gain de précision statistique apporté par l'état final leptonique est faible, et ensuite parceque la présence de deux neutrinos diminue considérablement les informations cinématiques accessibles pour l'extraction des valeurs expérimentales des couplages.

La sélection des événements hadroniques fait intervenir peu de variables. Le principal problème a été rencontré dans la détermination du bruit de fond; une étude spécifique a été menée sur ce sujet.

La procédure de sélection des événements semi-leptoniques est plus compliquée que la précédente car elle doit d'abord rechercher le lepton chargé, et chaque type de lepton doit être considéré séparément. Ensuite, en fonction du type de lepton trouvé, le reste de l'événement est reconstruit puis sélectionné (ou non).

Ces sélections sont appliquées aux divers lots de données collectés par DELPHI entre 1996 et 1998. L'estimation de la section efficace totale en fonction de l'énergie de collision permet de tester l'existence des couplages WWZ et $WW\gamma$. La mesure de sections efficaces différentielles permet d'étudier plus en détails la forme et l'intensité des couplages WWZ et $WW\gamma$ et donc de rechercher des signes éventuels de physique au-delà du Modèle Standard.

L'exposé est organisé de la façon suivante:

Le *chapitre 1* expose les grandes lignes de la construction du Modèle Standard en insistant particulièrement sur l'importance de la symétrie de jauge et sur ses conséquences phénoménologiques. Dans une deuxième partie, la réaction de produc-

tion de paires W^+W^- et la démarche expérimentale sont discutées. Le *chapitre 2* décrit le dispositif expérimental. Dans un premier temps, il expose les modifications qu'a subies l'accélérateur depuis 1995 et qui l'on fait passer dans la deuxième phase de son exploitation. Ensuite, les principales caractéristiques des détecteurs composant DELPHI sont rappelées. Le *chapitre 3* discute de la sélection des événements provenant des divers états finals étudiés et expose les objectifs de cette sélection. L'extraction des sections efficaces totales est faite dans le *chapitre 4*, tandis que celle des couplages trilinéaires est expliquée au *chapitre 5*. Le *chapitre 6* rassemble les résultats obtenus, les compare et les combine à ceux d'autres expériences pour donner des contraintes sur les déviations possibles par rapport aux prédictions du Modèle Standard, ainsi que sur les paramètres régissant des théories plus générales.

Chapitre 1

Modèle Standard

L'objectif de ce chapitre est de mettre en relief l'importance des principes de jauge dans la construction du Modèle Standard, et de montrer certaines de leurs conséquences phénoménologiques caractéristiques.

Dans un premier temps, l'ensemble des grandes idées utilisées pour construire la théorie électrofaible vont être présentées succinctement. Il sera d'abord question de la théorie des champs et du calcul des perturbations, qui sont les bases sur lesquelles tout le Modèle Standard repose. Ensuite, la construction du lagrangien du Modèle Standard sera exposée en mettant l'accent sur le principe de jauge qui permet d'engendrer les interactions. Enfin, il sera montré comment l'étude de la production de paires W^+W^- peut être utilisée pour tester le secteur de jauge de l'interaction électrofaible.

1.1 Ingrédients

1.1.1 Théorie des champs

Le *champ* est l'objet mathématique utilisé pour décrire les particules élémentaires. C'est une fonction qui associe un ensemble de valeurs numériques à tout point de l'espace-temps. La dynamique d'un champ est décrite par des équations aux dérivées partielles appelées *équations d'évolution*. Elles sont données sous la forme d'un lagrangien et d'un principe variationnel (ou principe de moindre action). Le lagrangien d'un ensemble de champs est défini comme la différence entre l'énergie cinétique T et l'énergie potentielle V ; il est fonction des champ ϕ_i et de leurs dérivées partielles

$\partial_\mu \phi_i$:

$$L(\phi_i, \partial_\mu \phi_i) = T - V$$

Les termes de T décrivent l'évolution libre des champs du modèle et V contient les termes d'interaction couplant l'évolution des différents champs du modèle.

L'action S est alors définie comme l'intégrale du lagrangien sur l'espace de phase:

$$S = \int L(\phi_i, \partial_\mu \phi_i) dx^4$$

Le principe variationnel s'exprime à l'aide de la dérivation fonctionnelle:

$$\frac{\delta S}{\delta \phi} = 0$$

Le lien entre ce principe et les équations du mouvement se fait par l'intermédiaire des équations d'Euler-Lagrange.

La nécessité de décrire des réactions faisant intervenir un nombre variable de particules mène à la “seconde quantification”. Les particules sont décrites comme des excitations élémentaires du champ engendrées par les opérateurs “création” et “annihilation”. Cette quantification est obtenue par l'imposition de règles algébriques sur les champs.

Construire un modèle des interactions fondamentales suppose donc de définir les champs à utiliser et leurs équations d'évolution. Ensuite, il s'agit de résoudre ces équations pour connaître les prédictions du modèle. C'est le but du calcul perturbatif.

1.1.2 Calcul perturbatif

Les équations du mouvement ne sont en général pas solubles analytiquement; le calcul des prédictions du Modèle Standard passe donc par l'utilisation de méthodes d'approximation. Le calcul des perturbations est utilisé pour cela. C'est pratiquement la seule méthode d'approximation applicable pour calculer les prédictions du Modèle standard. La vision que l'on peut se faire du Modèle Standard sera donc fortement conditionnée par cette approche.

Le lagrangien est écrit sous la forme de deux termes:

$$L = L_0 + L_1$$

où L_0 , pris séparément, donne des équation du mouvement solubles analytiquement; et L_1 est un terme petit devant L_0 .

Le but est de déterminer le propagateur K , qui va permettre de calculer l'évolution d'un état initial q_i vers un état final q_f :

$$\phi_i(q_f) = \int K(q_f; q_i) \phi_i(q_i) dq_i$$

Il est possible d'écrire K sous la forme d'une série infinie:

$$K = K_0 + \frac{i}{\hbar} K_1 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 K_2 + \dots$$

Le premier terme (K_0) est calculable analytiquement puisque c'est le propagateur associé à L_0 . Les autres peuvent s'écrire à l'aide de K_0 et L_1 :

$$\begin{aligned} K_1 &= \int K_0(q_f; q_1) L_1(q_1) K_0(q_1; q_i) dq_1 \\ K_2 &= \int K_0(q_f; q_2) L_1(q_2) K_0(q_2; q_1) L_1(q_1) K_0(q_1; q_i) dq_1 dq_2 \\ &\dots \end{aligned}$$

Si L_1 est suffisamment petit, les termes d'ordre de plus en plus élevés sont de plus en plus petits. L'approximation consiste à négliger tous les termes au delà d'un certain ordre, c'est à dire à tronquer cette série (en général à l'ordre 1 ou 2). Chacun des termes peut être représenté par un diagramme, appelé diagramme de Feynman.

1.1.3 Renormalisation

La nécessité de savoir résoudre les équations représentées par L_0 conduit à prendre $L_0 = T$ et $L_1 = -V$. Ce choix est le seul possible, toute autre combinaison ne donnant pas d'équations associées à L_0 solubles analytiquement. Le propagateur K_0 est alors celui du champ libre. Ce choix pose un problème: certains termes de la série perturbative divergent. Lorsque la série est considérée dans sa totalité, tous ces termes se compensent entre eux; mais lorsque la série est tronquée, certaines divergences subsistent. L'approximation utilisée peut donc entraîner l'impossibilité de calculer les prédictions du modèle. La procédure de renormalisation permet de supprimer ces divergences grâce à une réinterprétation de la signification des constantes du lagrangien.

Elle est effectuée en deux phases. La première, appelée *régularisation*, consiste à rendre artificiellement convergente les intégrales divergentes par la restriction du domaine d'intégration. Le propagateur va ainsi dépendre d'un paramètre arbitraire λ . Les différents paramètres du lagrangien (constantes de couplages, masses) ainsi que la normalisation des champs sont ensuite rendus dépendants de λ de façon à ce que

le propagateur soit défini lorsque l'on fait tendre λ vers la limite. De cette manière, les divergences ont été absorbées dans la définition des constantes du lagrangien. Cela revient à considérer que les paramètres du lagrangien dépendent de l'échelle d'énergie.

1.1.4 Symétries

Les symétries tiennent une place très importante dans la construction du Modèle Standard. Elles sont définies comme une invariance de l'action lorsque les champs sont transformés par tout élément d'un groupe de symétrie donné. Le théorème de Noether montre l'équivalence entre les symétries d'un système et les lois de conservation qui interviennent dans son évolution. Formellement, le lagrangien est considéré comme dépendant de fonctions des coordonnées, $q_i(x_\mu)$, et de leurs dérivées: $L(q_i, \partial_\mu q_i)$. Le théorème de Noether affirme que si l'action du système est invariante lorsque les q_i sont transformés par tout élément d'un groupe de symétrie donné, alors il existe une loi de conservation de la forme :

$$\partial_\mu J_\mu^i = 0$$

où J_μ^i est une grandeur assimilable à un courant. Une transformation infinitésimale du champ s'écrit:

$$q_i \longmapsto q_i' = q_i + \delta\omega_j \sigma_j \cdot q_i \quad (1.1)$$

où les σ_i sont les générateurs du groupe de symétrie considéré, $\delta\omega$ le vecteur caractérisant un élément du groupe. La variation de l'action s'écrit:

$$\delta S = \int L(q_i', \partial_\mu q_i') dx^4 - \int L(q_i, \partial_\mu q_i) dx^4$$

Par principe de symétrie, $\delta S = 0$ pour tout $\delta\omega$ dans (1.1). Le “courant” conservé a pour expression:

$$J_i^\mu = \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu q_j)} \sigma_i q_j$$

Cela implique, en particulier, la conservation de la “charge”:

$$\begin{aligned} Q_i &= \int_V J_i^0 d^3x \\ \frac{dQ_i}{dt} &= 0 \end{aligned}$$

Il faut remarquer qu'il y a autant de “charges” conservées que de dimensions au groupe de symétrie considéré. On distinguera deux types de symétries:

- Celles agissant sur les coordonnées d'espace-temps (espace direct); dans ce cas, on a $q_\mu = x_\mu$ ($i = \mu = 1..4$).
- Celles agissant sur les champs du modèle (espace interne).

Il existe une infinité de représentations possibles pour un groupe de symétries, différant par la dimension de l'espace vectoriel. Cela implique qu'il existe différents types de champs, de dimensions différentes, permettant de représenter une symétrie donnée.

Les symétries de l'espace-temps, champs libres

Il est naturel de considérer trois groupes de symétries agissant sur les coordonnées:

- Le groupe des translations, impose que les phénomènes observés soient indépendants de la position spatio-temporelle du référentiel utilisé pour les décrire;
- Le groupe des rotations, impose l'isotropie de l'espace;
- Le groupe de Lorentz, impose le principe de relativité des référentiels.

La réunion de ces groupes forme le groupe de Poincaré.

Les représentations de ce groupe sont étiquetées par le spin. Le tableau suivant donne, pour chaque représentation (de dimension D), le spin et l'équation du mouvement du champ:

D	Spin	Equation du mouvement
1	0	Klein-Gordon
2	1/2	Dirac
3	1	Maxwell/Proca

1.1.5 Les interactions entre champs

Une fois que l'ensemble des champs utilisés dans le modèle construit est donné, les termes cinétiques sont donc immédiatement spécifiés. Il reste alors à préciser la forme des termes d'interaction.

Nécessité des bosons de jauge

On pourrait imaginer un très grand nombre de termes couplant les différents champs, mais tous ne sont pas satisfaisants. Certains d'entre eux ne permettent pas d'obtenir de théorie renormalisable ou sont directement en désaccord avec certaines lois de conservation observées. Par exemple, dans son essai pour décrire l'interaction faible, Fermi couplait les divers champs fermioniques par des termes de contact ponctuel du type $\bar{\mu}\nu_\mu\nu_e e$ ¹. Une telle théorie n'est pas satisfaisante car elle viole l'unitarité (de la matrice de diffusion, appelée aussi *matrice-S*) et n'est pas renormalisable. Une solution est apportée par l'introduction de champs de jauge, se couplant aux champs fermioniques. La courte portée de l'interaction faible étant alors expliquée par la masse de ces champs intermédiaires. Il est important de noter que c'est le propagateur des bosons vecteurs qui permet de régulariser les termes divergents; leur dynamique est donc primordiale.

En plus des champs représentant les particules de matière, il est donc nécessaire de préciser l'ensemble des bosons vecteur qui vont être utilisés.

Génération des termes d'interaction

Les termes d'interaction doivent répondre à une triple exigence:

- Faire intervenir des champs intermédiaires possédant une dynamique pour véhiculer les interactions;
- Avoir des équations du mouvement qui permettent de conserver des charges pour chaque interaction;
- Obtenir une théorie renormalisable et unitaire. La condition de renormalisabilité étant nécessaire pour assurer un pouvoir prédictif sur une plage d'énergie étendue.

Les théories de jauge permettent de construire le lagrangien le plus général répondant à ces nécessités. Elles procèdent par l'addition d'un nouveau principe, qui impose une symétrie locale de l'espace interne. Formellement, cela veut dire

¹La théorie de Fermi fait l'hypothèse que le lagrangien décrivant les interaction faibles s'écrit $\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\alpha(x) J_\alpha^\dagger(x)$ où $J^\alpha(x)$ est le courant faible. Ce dernier est défini comme la somme d'un courant hadronique h_α et d'un courant leptonique $l^\alpha(x) = \bar{e}(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_\mu$ où e, ν_e, μ, ν_μ sont respectivement les opérateurs de champ pour l'électron, le neutrino électronique, le muon et le neutrino muonique. Le terme du lagrangien évoqué à titre d'exemple dans le texte est l'un de ceux engendrés par le produit des courant leptoniques: $l^\alpha(x)l_\alpha(x)$.

que $\delta\omega$ de (1.1) est une fonction des coordonnées de l'espace direct. Autrement dit: un référentiel de l'espace interne est attaché en chaque point de l'espace direct. Le calcul des différentielles s'en trouve affecté, car lorsque les valeurs du champ en deux points de l'espace direct sont comparées, le changement de référentiel doit être pris en compte. La dérivée partielle ∂_μ est remplacée par une dérivée covariante D_μ :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = (\partial_\mu - igA_\mu^i \sigma^i)$$

A est un champ vectoriel dont chacune des composantes, A_μ , décrit le changement de référentiel dans la direction x_μ . Les matrices σ^i représentent les générateurs du groupe. Il y a autant de champs A^i que de générateurs au groupe considéré. La constante g est une constante de couplage associée au groupe.

L'introduction du principe de jauge ne modifie pas les équations du mouvement du lagrangien libre des champs, seule la dérivée partielle est remplacée par une dérivée covariante. Ce principe permet ainsi de fixer la forme des termes de couplage entre les champs de matière et les champs vectoriels intermédiaires. Il engendre directement des théories renormalisables dont la matrice de diffusion est unitaire [1].

Cette démarche ne peut être effectuée que pour des champs non massifs car l'introduction directe de termes de masse dans le lagrangien libre violerait la symétrie de jauge. Ces termes peuvent néanmoins être introduits en couplant les champs non massifs à un champ scalaire, cette interaction leur donnant une masse effective. Ce processus, appelé mécanisme de Higgs, sera décrit plus en détail dans son application à la théorie électrofaible.

En résumé, la construction d'un modèle commence par le choix d'un ensemble de champs de matière et de champs vectoriels intermédiaires en nombre suffisant pour caractériser les symétries du groupe de jauge qui va être considéré. Ce dernier va permettre de fixer la forme des termes d'interaction qui vont de ce fait respecter des règles de conservation. Il faut noter que les propriétés des générateurs du groupe peuvent en plus avoir des conséquences sur l'évolution libre des champs de jauge. C'est le cas des groupes de symétrie non commutatifs dont il va être question maintenant.

Les groupes non abéliens

Une symétrie est non abélienne lorsque ses générateurs ne commutent pas. Les groupes considérés feront toujours partie de l'ensemble des groupes de Lie, caractérisés par la forme des commutateurs des générateurs du groupe:

$$[\sigma_i, \sigma_j] = ic_{ijk}\sigma^k$$

Les c_{ijk} sont des constantes caractéristiques, appelées “*constantes du groupe*”.

L'ensemble des champs de jauge $\{A_i\}$ représente la variation du référentiel de l'espace interne lors d'un déplacement dans l'espace direct. Chacun des champs de jauge A_i représentant la variation du poids de chacun des générateurs σ_i dans la transformation. A cause des relations entre les différents générateurs, les champs A_i ne peuvent pas prendre des valeurs arbitraires les uns par rapport aux autres. Les champs de jauge d'une symétrie non abélienne ont donc une évolution couplée. Le lagrangien libre d'un ensemble de champs vectoriels s'écrit :

$$L = -F_{\mu\nu}^j F^{j,\mu\nu}$$

où $F_{\mu\nu}^j$ est le tenseur de force du champ j . Ce tenseur a pour expression générale:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + g c_{jkl} W_\mu^k W_\nu^l$$

où g est la constante de couplage de l'interaction associée au groupe et c_{jkl} les constantes du groupe. On remarque que le dernier terme n'est présent que si le groupe est non abélien. C'est lui qui assure la propagation couplée des champs de jauge non abéliens. Ce terme est de plus absolument indispensable pour assurer l'unitarité de la matrice-S.

Les conséquences phénoménologiques de ces autocouplages des champs de jauge constituent le coeur de la problématique abordée dans cette thèse. Elles seront amplement discutées par la suite.

L'ensemble des concepts qui ont été présentés dans cette première section sont utilisés pour construire le Modèle Standard. Ce modèle décrit les interactions entre divers champs de matière, des fermions de spin 1/2, par l'intermédiaire des interactions forte et électrofaible. Cette dernière unifie les notions de force électromagnétique et de force faible. Le travail présenté dans cette thèse se propose de tester le secteur de jauge de cette interaction. Avant de présenter la démarche expérimentale, il convient de décrire la construction du lagrangien du Modèle Standard.

1.2 Théorie électrofaible

1.2.1 Les champs fondamentaux de la théorie électrofaible

Dans la théorie électrofaible (TEF) la matière et les interactions sont respectivement représentées par des champs de spin 1/2 et de spin 1. La table 1.1 liste les

	famille “e”	famille “ μ ”	famille “ τ ”
leptons gauche	$(e, \nu_e)_L$	$(\mu, \nu_\mu)_L$	$(\tau, \nu_\tau)_L$
leptons droit	e_R	μ_R	τ_R
quarks gauche	$(u, d)_L$	$(c, s)_L$	$(t, b)_L$
quarks droit	u_R, d_R	c_R, s_R	t_R, b_R

Tableau 1.1 : Le classement de l'ensemble des fermions du Modèle Standard en trois familles et en états de chiralités gauche et droite.

fermions que l'expérience a permis de mettre en évidence. Ils sont en interaction par l'intermédiaire de trois forces fondamentales :

- L'interaction électromagnétique est véhiculée par le photon. Il n'y a qu'un seul boson de jauge, et le groupe $U(1)$ est utilisé pour générer les termes d'interaction.
- L'interaction faible est véhiculée par le Z^0 et les $W^\pm$. L'existence de trois bosons de jauge implique un groupe de dimension 3: $SU(2)$.
- L'interaction forte est véhiculée par les gluons (huit au total).

En fait, les interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées dans une description unique faisant intervenir le groupe $SU(2) \times U(1)$. Les raisons de cette unification seront décrites dans la section suivante.

L'expérience a montré que les courants chargés violent la parité: les particules de chiralité droite ne se couplent pas aux $W^\pm$. Ce fait expérimental est introduit dans le Modèle Standard en classant les champs gauches et les champs droits dans des représentations différentes de $SU(2)$. Les champs fermioniques sont répartis, de plus, en trois familles.

1.2.2 Le lagrangien de la TEF

La symétrie utilisée pour décrire cette interaction est celle du groupe $SU(2) \times U(1)$, de dimension 4 qui nécessite donc 4 champs de jauge: B_μ, W_μ^a ($a=1,2,3$). Le lagrangien de la TEF peut être décomposé en trois parties

$$L_{TEF} = L_G + L_F + L_H$$

qui vont être décrites séparément.

Le lagrangien des champs de jauge libres s'écrit:

$$L_G = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} \quad (1.2)$$

avec

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.3)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g'\epsilon^{ajk}W_\mu^i W_\nu^j \quad (1.4)$$

où g' est la constante de couplage associée au groupe $SU(2)$.

Le lagrangien des champs fermioniques s'écrit:

$$L_F = \sum_{\psi_L} \overline{\psi}_L \gamma^\mu D_\mu \psi_L + \sum_{\psi_R} \overline{\psi}_R \gamma^\mu D_\mu \psi_R \quad (1.5)$$

Les champs gauches ψ_L et les champs droits ψ_R étant respectivement les doublets et singulets de $SU(2)$ définis en table 1.1. Les dérivées covariantes pour chacun de ces champs s'écrivent:

$$D_\mu \psi_L = (\partial_\mu - ig B_\mu - ig' \sigma^a W_\mu^a) \psi_L \quad (1.6)$$

$$D_\mu \psi_R = (\partial_\mu - ig B_\mu) \psi_R \quad (1.7)$$

où g et g' sont les constantes de couplage respectivement associées aux groupes $U(1)$ et $SU(2)$.

Génération des masses des bosons de Jauge

Dans la théorie électrofaible, les bosons de jauge acquièrent une masse en interagissant avec un doublet ϕ de champs scalaires complexes:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

ϕ^+ et ϕ^0 sont respectivement des composantes chargées et neutres. Les équations d'évolution de ϕ sont données par le lagrangien:

$$L_H = \frac{1}{2}(D_\mu \phi)(D^\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.8)$$

où V est le potentiel de Higgs :

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

contenant des termes de self-interaction de ϕ . Les constantes λ et μ sont les paramètres du potentiel de Higgs, avec $\mu^2 < 0$. Les minima d'un tel potentiel, dans l'espace des valeurs de (ϕ^+, ϕ^0) , sont différents de $(0, 0)$. Ils sont situés sur un cercle de rayon $v = \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$. Les petites excitations de ϕ sont développées autour de l'état d'énergie minimale $\phi_{vide} = (0, v/\sqrt{2})$, c'est à dire:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Ceci fait apparaître des termes de masse pour les bosons de jauge dans L_H tout en respectant la symétrie de jauge:

$$L_H = \frac{v^2}{8} \left[g^2 W_\mu^- W^{\mu+} + (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g'^2 & gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \right] + \dots \quad (1.10)$$

avec

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$$

Le mélanges des champs électrofaibles : Z^0 et γ

Le terme de masse des champs $W_\mu^\pm$ est représenté par le premier terme de la relation 1.10. Le second termes ne décrit pas directement la masse des champs W_μ^3 et B_μ car la matrice (de masse) n'est pas diagonale. En revanche, les champs A_μ et Z_μ , définis par

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

avec $\tan \theta_w = g'/g$, ont une matrice de masse diagonale. Les quatre états propres de masse pour les champs de jauge sont donc:

- Le photon (γ), représenté par le champ A_μ , et de masse nulle.
- Le Z^0 , représenté par le champ Z_μ , et de masse $M_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_w}$.
- Les $W^\pm$, représentés par les champs $W_\mu^\pm$ et de masse $M_W = \frac{vg}{2}$.

Génération des masses des fermions

Pour rendre compte de la masse observée des fermions, il est nécessaire d'introduire, pour eux aussi, un terme de masse. L'introduction de ces termes ne doit évidemment pas briser l'invariance de jauge. On la préserve en introduisant des termes couplant les champs fermioniques au champ de Higgs. Pour les leptons, des termes du type:

$$-G_l \left[(\overline{l}_L \phi) l_R + \overline{l}_R (\phi l_L) \right]$$

où G_l ($l = e, \mu, \tau$) représente le couplage des leptons au champ de Higgs, sont invariants de jauge et génèrent des termes de masse pour les leptons chargés seulement. Les trois paramètres G_l sont ajustés pour rendre compte des masses observées expérimentalement.

Pour les quarks, il est nécessaire de donner une masse aux deux éléments de chaque doublet. Pour cela, deux termes sont introduits:

$$-D_{ij}(\overline{q}_{iL}\phi)d_{jR} - U_{ij}(\overline{q}_{iL}\tilde{\phi})u_{jR} + \text{h.c.}$$

où q_L est le doublet de quarks d'une génération, d_R et u_R les singlets de la même génération et

$$\tilde{\phi} = \begin{pmatrix} \overline{\phi}^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix}$$

Les deux matrices de masses $\mathbf{D}$ et $\mathbf{U}$ ne sont pas diagonalisables simultanément. Par convention, les états propres de masse ne sont pas les états propres de l'interaction faible pour les quarks de type *down*. La matrice $\mathbf{D}$ est ainsi non-diagonale. La matrice qui permet de relier la base des états propres de l'interaction faible à la base des états propres de masse est appelée matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Elle est actuellement soumise à de nombreuses études expérimentales car elle est la source de violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard.

Groupe non-abélien et autocouplages de la TEF

Le terme L_G (voir relation (1.2)) contient les termes cinétiques des champs de jauge, comme cela a été mentionné précédemment. Il contient en particulier les couplages entre les différents champs de jauge de SU(2) assurant l'invariance de jauge lors de leur propagation libre. Leur présence est absolument nécessaire dans une théorie de jauge non-abélienne, dont ils constituent une manifestation spécifique. Leur mise en évidence expérimentale constitue donc un test fondamental de la théorie électrofaible. C'est un des objectifs de ce travail de thèse. L'autre objectif étant de rechercher

d'éventuelles manifestations de couplages non-standards, ce qui constituerait une preuve indirecte de l'existence de physique au delà du Modèle Standard.

Comme l'explique la section suivante, le Modèle Standard n'est certainement qu'une théorie effective et doit être englobé dans une théorie plus générale. La mesure précise des couplages à trois bosons de jauge est un des moyens qui peuvent être mis en oeuvre pour rechercher des signes de cette nouvelle physique.

1.3 Au delà du Modèle Standard

Avant d'envisager les diverses théories qui pourraient succéder au Modèle Standard, les différentes faiblesses conceptuelles de ce dernier sont mises en évidence.

1.3.1 Pourquoi aller au-delà ?

Le Modèle Standard n'est pas satisfaisant en tant que théorie ultime des particules élémentaires. Malgré son grand succès, le Modèle Standard pose un certain nombre de problèmes conceptuels et soulève plusieurs questions.

La première est associée aux problèmes de l'unification: le groupe de jauge est choisi de façon à reproduire les observations et nécessite l'introduction de trois constantes de couplage. Plusieurs questions se posent à ce sujet. Pourquoi ce groupe de jauge? Existe-t-il un groupe de jauge unique, plus général, incluant celui du Modèle Standard? De plus, la description de la gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard. On est donc amené à imaginer qu'il existe certainement d'autres échelles de brisure de symétrie que l'échelle électrofaible.

Ceci amène à considérer une autre catégorie de questions, associées à la génération des masses. Comme cela a été indiqué dans ce chapitre, les masses des différentes particules du Modèle Standard sont introduites en supposant qu'il existe un champ scalaire supplémentaire qui interagit de façon *ad hoc* avec les autres particules pour induire des masses effectives. Aucune preuve de l'existence de ce mécanisme n'a été établie jusqu'à présent.

Le problème de la saveur constitue la dernière catégorie de questions posée par le Modèle Standard. Pourquoi y a-t-il trois familles de particules? Quelle est l'origine de la matrice CKM?

Par ailleurs, le Modèle Standard décrit parfaitement toutes les expériences qui ont été menées jusqu'à ce jour [2]. On peut donc penser qu'il n'est qu'une théorie effective

à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Une telle théorie devrait idéalement permettre de répondre à toutes ces questions, d'inclure la gravitation, de diminuer - voire d'annuler - le nombre de paramètres extérieurs, d'expliquer l'origine de l'espace et du nombre de dimensions, etc. Un certain nombre de tentatives existent dans ce sens, permettant de répondre, au moins en partie, à ces exigences. Ce sont autant de voies d'investigation expérimentales de signes de physique au delà du Modèle Standard.

1.3.2 Les autres théories

Malgré ses faiblesses conceptuelles, le Modèle Standard prédit correctement et avec une grande précision pratiquement tous les phénomènes observés jusqu'à présent. Ce succès incite à rechercher des extensions à ce modèle plutôt qu'une théorie radicalement différente. Ces extensions peuvent être envisagées dans différents secteurs. En premier lieu, il est possible de chercher à étendre le groupe de jauge, c'est à dire de supposer l'existence de nouvelles interactions: c'est la démarche adoptée dans l'approche de la *grande unification*. Ensuite, le secteur de Higgs n'est encore qu'une hypothèse: malgré des indications indirectes fortes, aucun fait expérimental n'est venu confirmer son existence. Il est donc raisonnable d'envisager d'autres mécanismes pour engendrer la brisure de symétrie (*technicouleur*). Enfin, cette extension peut se faire dans l'espace direct en cherchant à étendre la symétrie du groupe de Poincaré (*supersymétrie*) ou en imaginant un espace ayant un nombre de dimensions supérieur aux 4 dimensions de l'espace-temps habituel. Ces dimensions supplémentaires sont naturellement introduites dans les *théories des cordes*.

Lors de l'extension du Modèle Standard, plusieurs problèmes théoriques peuvent apparaître. Le plus important d'entre eux est celui de la naturalité, lié à la hiérarchie des masses du modèle [3, 4, 5]. Il survient lorsque deux échelles de masse très différentes sont présentes à l'intérieur d'une théorie, comme par exemple l'échelle électrofaible et la masse de Planck (où les effets quantiques de la gravitation sont supposés devenir grands). Dans ce cas, les corrections radiatives aux masses nues des particules les plus légères peuvent devenir aussi grandes que les masses des particules les plus lourdes. Pour maintenir l'existence de ces deux échelles dans les masses observées, il faudrait avoir recours à un ajustement extrêmement précis des différentes constantes du modèle. Ceci est considéré comme une solution peu "naturelle". Certaines extensions du Modèle Standard, comme la supersymétrie ou la technicouleur, éliminent ce problème en assurant la compensation des corrections de manière plus "naturelle".

Le but n'est pas de proposer ici une revue exhaustive et complète de chacune de ces théories. Néanmoins une présentation un peu générale va en être faite, en mettant en avant ce qui pourrait engendrer des effets observables dans les sections efficaces de production de paires W^+W^- à LEP II. La grande unification, la technicouleur et la supersymétrie ont déjà été largement discutées et contraintes dans un grand nombre d'approches théoriques et expérimentales. Récemment, un nouveau point de vue a (re)émergé: il s'agit de la l'existence possible de dimensions additionnelles dans l'espace direct. Il sera présenté un peu plus en détails que les autres théories.

Grande unification

Il s'agit ici de reprendre la démarche de la construction du Modèle Standard en utilisant un groupe de jauge unique, englobant celui du Modèle Standard. La brisure de symétrie peut éventuellement intervenir en plusieurs étapes, c'est à dire à différentes échelles d'énergie.

Les conséquences les plus directes sont l'explication de la quantification de la charge électromagnétique, l'existence d'un couplage unique à haute énergie (unification des forces) et l'existence de bosons de jauge additionnels couplant quarks et leptons provenant des nouveaux groupes de jauge.

Le secteur de Higgs est plus compliqué que celui du Modèle Standard car il faut faire apparaître plusieurs échelles de brisure de symétrie. Comme mentionné précédemment, cela engendre des instabilités dans les masses des particules. Il est envisageable de régler ce problème en imaginant une autre façon de briser spontanément les différentes symétries.

Technicouleur

Cette théorie propose de substituer au(x) secteur(s) de Higgs une interaction entre de nouveaux fermions (appelés "technifermions") et les bosons de jauge existants pour leur donner une masse effective. Il est possible d'envisager un nombre variable de doublets de technifermions et de "technicouleurs" (l'équivalent de la notion de couleur pour la QCD). Le nombre de ces dernières étant conditionné par la dimension d'un groupe de symétrie additionnel.

Cette approche a pour avantage de ne pas poser le problème de la hiérarchie des masses et de ne pas multiplier les champs scalaires pour prendre en compte plusieurs échelles de brisure de symétries.

Les mesures de précision, en particulier celles effectuées à LEP I invalident cette théorie pour des échelles d'énergie inférieures à 1 TeV si sa dynamique est identique à celle de QCD [4]. Si sa dynamique est différente, la théorie n'est pas suffisamment prédictive pour pouvoir être contrainte par ces mesures. Une théorie complète, basée sur cette approche n'a jamais été construite; de plus, les prédictions d'un tel cadre théorique sont difficiles à établir à cause de son caractère parfois non-perturbatif.

Supersymétrie

L'existence de groupes de jauge plus grands que celui du Modèle Standard, engendrant de nouvelles interactions, vient d'être envisagée. Il est aussi possible d'imaginer de nouvelles symétries agissant dans l'espace direct, c'est à dire d'étendre le groupe de Poincaré. Il a été démontré qu'une telle extension est unique si l'on exige que la matrice-S ne soit pas triviale (i.e. que la diffusion existe!) [6]. Cette extension unique du groupe de Lorentz est appelée *supersymétrie*.

Les générateurs de cette symétrie sont des spineurs à deux composantes de spin 1/2 et de chiralité bien définie. Ils ont la propriété de changer le spin des champs auxquels ils sont appliqués. Ainsi un boson est transformé en fermion et un fermion est transformé en boson. Les champs ainsi reliés font partie du même *supermultiplet*. Les relations de commutation des générateurs de la supersymétrie imposent que les supermultiplets ne peuvent avoir que deux composantes; d'autre part ces deux composantes doivent avoir la même masse sauf si la supersymétrie est brisée spontanément; ce qui doit être le cas si cette symétrie existe puisque, par exemple, il n'existe aucun scalaire ayant la même masse que l'électron.

La supersymétrie fait donc l'hypothèse d'une symétrie entre bosons et fermions: a tout boson de jauge est associé une particule de spin 1/2 (jaugino) et a tout fermion élémentaire est associé un scalaire (sfermion). Dans ce contexte, le problème lié à la hiérarchie des masses n'apparaît pas: les contributions des boucles de fermions et de bosons aux masses des particules s'annulant mutuellement (au premier ordre du moins).

Cette extension est applicable a toute théorie, et donc en particulier au Modèle Standard. Sa version minimale fait intervenir l'ensemble des particules du Modèle Standard avec deux doublets de Higgs (nécessaires pour générer des masses pour tous les quarks, contrairement à la version non-supersymétrique du Modèle Standard). La supersymétrie implique donc l'existence de partenaires pour chacune de ces particules. La table 1.2 en donne la liste.

spin		
0	1/2	1
$(\tilde{e}, \tilde{\nu}_e)_L$	$(e, \nu_e)_L$	
$\tilde{e}_R$	e_R	
$(\tilde{u}, \tilde{d})_L$	$(u, d)_L$	
$\tilde{u}_R, \tilde{d}_R$	u_R, d_R	
	$\tilde{\gamma}$	
	$\tilde{W}^\pm$	
	$\tilde{Z}^0$	
	$\tilde{g}_{i=1..8}$	
H_1	$\tilde{H}_1$	
H_2	$\tilde{H}_2$	

Modèle Standard	Partenaire supersymétrique
électron	sélectron
quark	squark
W	Wino
Z	Zino
gluon	gluino
Higgs	Higgsino

Tableau 1.2 : Les particules du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques.

Le nombre de paramètres extérieur de cette théorie est plus grand que celui du Modèle Standard à cause d'un doublet supplémentaire dans le secteur de Higgs et des partenaires supersymétriques qui introduisent chacun un paramètre de masse. Au total, si l'on ne fait pas d'hypothèse sur ces masses, il y a 124 paramètres. Ce nombre est réduit à 6 si l'on suppose l'existence d'une universalité des paramètres de la brisure de symétrie, c'est à dire: $\tilde{m}_0$, $\tilde{m}_{1/2}$, A , B , $\tan \beta$, μ qui sont (respectivement) la masse universelle des scalaires, la masse universelle des fermions, les couplages tri- et bi-linéaires et les paramètres du secteur de Higgs. Ces six paramètres déterminent entièrement le modèle à toutes les échelles d'énergie et doivent donc permettre de reproduire les valeurs observées des paramètres du Modèle Standard.

Si les masses des sfermions sont de l'ordre de 100 GeV à 10 TeV, le modèle ainsi obtenu présente une conséquence pleine de promesses: les trois constantes de couplage du Modèle Standard (chacune associée à un groupe de symétrie) tendent vers une valeur unique lorsque l'échelle d'énergie (Λ) augmente; et cette valeur est atteinte pour $\Lambda \simeq 10^{16}$ GeV (deux ordres de grandeur en-dessous de la masse de Planck). Une autre conséquence intéressante apparaît lorsque la supersymétrie est considérée comme une symétrie de jauge: l'interaction générée est la gravitation.

Cette nouvelle symétrie est actuellement très activement recherchée dans les accélérateurs en fonctionnement et elle sera l'un des objectifs des futurs collisionneurs tels que le LHC.

La supersymétrie modifie très subtilement les observables (sections efficaces, largeurs, asymétries, etc.) par rapport aux valeurs prédites par le Modèle Standard aux énergies accessibles à LEP. Ainsi, les paramètres d'une extension supersymétrique du Modèle Standard sont déjà fortement contraints à l'aide des mesures de précision. Les effets sur les couplages à trois bosons de jauge de théories supersymétriques qui ne sont pas exclues par les mesures de précision de LEP I ne paraissent pas pouvoir être détectables à LEP II.

Théories des cordes et dimensions additionnelles

La supersymétrie peut aussi intervenir dans d'autres constructions théoriques; elle est même nécessaire pour intégrer des fermions dans les théories des cordes. Ces dernières généralisent la notion de particules élémentaires ponctuelles, qu'elle remplace par un objet étendu unique appelé *corde*. Les différents types de particules sont décrits par les modes vibrationnels de la corde. L'attrait théorique de cette notion est important car elle présente un réel espoir d'unification:

- il n'y a plus qu'un seul type d'objet fondamental;

- la gravitation est automatiquement incluse dans la théorie par la présence (obligatoire) d'un boson vecteur de spin 2;
- de plus, les diverses théories des cordes sont des cas particuliers d'une théorie unique, appelée "théorie-M".

Pour des raisons de cohérence interne, le seul espace-temps utilisable pour construire ces théories doit contenir 10 dimensions (11 pour la théorie-M). L'espace-temps habituel à 4 dimensions doit donc être abandonné dans ce type d'approche. Pour expliquer que seulement 4 de ces dimensions sont observables, on suppose que les autres sont compactes: elles ont un rayon de courbure très petit rendant leur observation impossible avec les précisions accessibles jusqu'à présent. Ce rayon de courbure pourrait être de l'ordre de la longueur de Planck.

Dans la théorie-M, la (super)gravité est la seule force couplée à la onzième dimension, qui joue le rôle d'intermédiaire entre un secteur caché et un secteur visible (ayant chacun 10 dimensions dont 6 compactes). Ainsi, à des échelles d'énergie inférieure à l'échelle de compactification des 6 dimensions, la gravitation se propagerait dans un espace à 5 dimensions alors que les autres interactions n'interviennent que dans les 4 dimensions non compactes du secteur visible et du secteur caché. Cette dimension supplémentaire ne peut toutefois pas avoir une taille trop étendue car ses effets sur la forme des lois de la gravitation doivent être sensibles. La gravitation n'a jusqu'à présent été testée que pour des distances de l'ordre du centimètre. Cela donne donc une borne supérieure à la taille de cette dimension. Ceci a des conséquences sur l'évolution de la constante de couplage des interactions gravitationnelles et permet, en particulier, d'unifier la valeur des trois constantes d'interaction pour une valeur unique de l'échelle d'énergie.

L'existence de cette dimension supplémentaire dans la théorie-M amène à envisager, dans une approche un peu plus générale ne faisant pas intervenir de cadre théorique bien particulier, l'existence éventuelle de plusieurs de ces dimensions dans lesquelles la seule interaction pouvant se propager est la gravitation. Comme cela a récemment été suggéré dans [7], l'existence de plusieurs de ces dimensions associées à l'hypothèse qu'il n'existe qu'une seule échelle fondamentale (l'échelle électrofaible) permet d'introduire la gravitation dans la théorie sans introduire une échelle de masse supplémentaire. Le problème de la naturalité lié à la hiérarchie des masses est ainsi réglé radicalement.

Il s'agit donc d'envisager un espace-temps comportant $4 + n$ dimensions. Les interactions du Modèle Standard se propagent dans un sous espace à 4 dimensions alors que la gravitation se propage dans tout l'espace. Les n dimensions supplémentaires sont supposées avoir une taille R inférieure à la dimension pour laquelle la gravita-

tion a été testée jusqu'à présent ($R < 1 \text{ cm}$). Le potentiel de la force gravitationnelle engendré par deux masses m_1 et m_2 séparées par une distance r sera:

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{ew}^{n+2}} \frac{1}{r^{n+1}} \quad (r \ll R) \quad (1.11)$$

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{ew}^{n+2} R^n} \frac{1}{r} \quad (r \gg R) \quad (1.12)$$

La seconde équation doit reproduire la loi bien connue de la gravitation à grande échelle. Pour cela il faut que:

$$R \sim 10^{30/n-17} \times \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M_{ew}} \right)^{1+2/n} \quad (1.13)$$

Cela impliquerait que la conservation de l'énergie puisse être violée dans l'espace à 4 dimensions usuel dans des réactions faisant intervenir des énergies $E > M_{ew}$, certaines des particules produites pouvant avoir une composante de l'impulsion non nulle dans les dimensions supplémentaires. Une autre conséquence importante serait la violation de la loi de la gravitation de Newton pour des petites échelles de distance. De plus, le graviton (spin 2) pourrait se coupler aux particules du Modèle Standard en modifiant sensiblement ses prédictions. Ceci sera illustré par la suite dans le cas de la production de paires W^+W^- à LEP II.

La section suivante présente la démarche expérimentale adoptée pour tester les interactions entre bosons de jauge. En particulier, l'approche du lagrangien effectif est détaillée et les paramètres permettant de décrire toute déviation sont définis. La section qui lui succède décrit la phénoménologie de la production de paires W^+W^- .

1.4 Démarche expérimentale

1.4.1 Lagrangien effectif

La réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ fait intervenir les trois diagrammes représentés figure 1.1 à l'ordre le plus bas de la TEF. Les diagrammes 1 et 3 font intervenir les couplages à trois bosons de jauge induits par la non commutativité de la symétrie de jauge de la TEF.

Des signes de physique au delà du Modèle Standard peuvent être recherchés en mesurant les caractéristiques de ces couplages et en paramétrant les déviations éventuelles dans l'expression d'un lagrangien effectif. Cette approche suppose que la

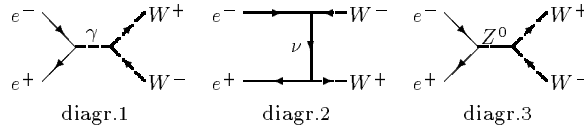


Figure 1.1 : Les trois diagrammes (*CC03*) contribuant, à l'ordre le plus bas, à la production de paires W^+W^-

TEF n'est qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus générale faisant intervenir de nouvelles particules, de masses élevées. Le théorème de découplage affirme que si la théorie effective est renormalisable, alors tous les effets des particules lourdes apparaissent soit dans la renormalisation des constantes de couplage, soit dans des termes d'ordre $1/\Lambda^n$ ($n=2,4,6,\dots$) où Λ est la masse des particules lourdes. Ces derniers effets apparaissent comme la limite à basse énergie des termes faisant intervenir les propagateurs des particules lourdes. Le Lagrangien effectif sera de la forme:

$$L_{eff} = L_{TEF} + L_{WWZ} + L_{WW\gamma}$$

Il doit respecter la symétrie de jauge de la théorie effective et il n'est pas nécessaire qu'il soit renormalisable. Le lagrangien de la TEF étant le lagrangien d'ordre 6 le plus général et renormalisable, les termes additionnels considérés seront de dimension 6; certains d'entre eux pouvant être déjà présents dans la TEF (les constantes de couplage associées à ces termes sont précédées d'un Δ) et d'autres violant la contrainte de renormalisabilité. Les contributions non-standard aux couplages à trois bosons de jauge, seront décrites par la paramétrisation suivante (avec $V = Z, \gamma$):

$$\begin{aligned}
 iL_{WWV} = g_{WWV} (& \Delta g_1^V (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) V^\mu \\
 & + \Delta \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} \\
 & + \frac{\lambda_V}{M_W^2} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- V^{\mu\nu} \\
 & + i g_5^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \left((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu}) \right) V^\sigma \\
 & + i g_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
 & - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \epsilon^{\nu\mu\alpha\beta} V_{\alpha\beta})
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

Il s'agit là du lagrangien invariant de Lorentz le plus général de dimension 6. Les termes d'ordre supérieur seront discutés par la suite. Les constantes de couplage globales g_{WWZ} et $g_{WW\gamma}$ sont définies dans la TEF et ont pour expression:

$$\begin{aligned}
 g_{WW\gamma} &= -e \\
 g_{WWZ} &= -e \cot \theta_w
 \end{aligned}$$

Toute déviation par rapport au Modèle Standard se traduira par la présence d'une ou plusieurs constantes non nulles dans L_{WWV} . Si l'on ne considère que les termes qui conservent C et P séparément, le nombre de paramètres se réduit car:

$$g_5^V = g_4^V = \tilde{\kappa}_V = \tilde{\lambda}_V = 0$$

On peut choisir de diminuer encore le nombre de paramètres indépendants en imposant que le lagrangien obtenu soit invariant de jauge. Si l'invariance selon $U(1)_{\text{em}}$ est réalisée, cela impose que $\Delta g_1^\gamma = 0$. Et la l'invariance selon $SU(2)$ impose les relations suivantes:

$$\Delta \kappa_\gamma = \cot^2 \theta_w (\Delta g_1^Z - \Delta \kappa_Z) \quad (1.15)$$

$$\lambda_\gamma = \lambda_Z \quad (1.16)$$

Ceci conduit à décrire les couplages non Standards à l'aide des trois variables indépendantes $\{\Delta g_1^Z, \Delta \kappa_\gamma, \lambda_\gamma\}$. Les couplages violant C, P ou CP ne seront pas considérés car ils sont déjà contraints par les mesures du moment magnétique du neutron, et l'apport de LEP II ne serait guère significatif. Ces relations ne sont plus valables si des opérateurs d'ordre supérieur sont pris en compte. Les opérateurs de dimension 8 sont cependant atténués par un facteur v^2/Λ^2 par rapport à ceux de dimension 6. Selon [8], même pour $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$, les termes correctifs à ces relations sont de l'ordre de, ou inférieurs à, $1/10$. De plus, si ces termes s'avéraient non négligeables, cela se traduirait par la présence de facteurs de forme à la place des différentes constantes dans la relation (1.14). Le domaine d'énergie exploré par LEP II est suffisamment limité pour que l'on puisse considérer qu'ils sont constants. Par la suite, les opérateurs de dimension supérieure à 6 seront donc ignorés.

Il faut préciser que ces relations ne sont valables que lorsque la symétrie électrofaible est brisée par le mécanisme de Higgs. Si l'échelle de brisure de cette symétrie est élevée ($> 1 \text{ TeV}$) alors, pour des questions de dimensionnalité, les couplages λ_V doivent être sensiblement plus petits que les autres. Dans ce cas, les trois paramètres à estimer sont $\{\delta g_1^Z, \Delta \kappa_\gamma, \Delta \kappa_Z\}$, sans relation particulière entre les paramètres du lagrangien effectif.

1.4.2 Contraintes données par LEP I

Les données de LEP I permettent, moyennant certaines hypothèses, de contraindre les paramètres d'un lagrangien effectif très général (décrivant tous les couplages possibles de toutes les particules du Modèle Standard) [9]. Ces contraintes peuvent s'avérer relativement fortes car la plupart de ces paramètres interviennent à l'ordre le plus bas de la théorie effective. Cela étant, certains couplages, comme ceux entre trois

bosons de jauge étudiés dans cette thèse, n'interviennent qu'à des ordres plus élevés dans les réactions mises en jeu à LEP I, notamment dans les corrections de vertex et de propagateurs.

Les mesures de précision concernant la production de paires de fermions à LEP I ont été utilisées en [10] pour en extraire des contraintes sur les valeurs de $\Delta\kappa_\gamma$ et de Δg_1^Z . Cette approche n'est viable qu'en présupposant les valeurs de la masse du boson de Higgs et de l'échelle d'énergie à laquelle la physique au delà du Modèle Standard entre en jeu. Les valeurs utilisées en [10] pour ces deux paramètres sont respectivement de 300 GeV et 1 TeV. Les valeurs des couplages ainsi obtenues (en supposant $\lambda_\gamma = 0$) sont :

$$\Delta g_1^Z = -0.013 \pm 0.027 \quad (1.17)$$

$$\Delta\kappa_\gamma = 0.005 \pm 0.029 \quad (1.18)$$

Ces résultats sont plus précis que ceux obtenus à ce jour avec les mesures directes de LEP II, mais ces dernières présentent l'avantage de donner un test beaucoup plus général des couplages à trois bosons de jauge.

En fait, les données prises à LEP II présentent un double avantage: d'abord, la production de paires W^+W^- fait intervenir ces couplages à l'ordre le plus bas, ce qui permet de les tester *directement*; ensuite, les manifestations éventuelles de physique nouvelle intervenant sur ces couplages ont moins de chance d'être compensés par d'autres, comme cela pourrait être le cas quand ces effets interviennent à des ordres élevés de la théorie.

Le lagrangien effectif est utilisé pour calculer les sections efficaces différentielles de production des paires W^+W^- et de leur produits de désintégration. La section suivante présente ce calcul.

1.5 Production de paires W^+W^-

A l'ordre de Born, la production de paires W^+W^- fait intervenir les 3 diagrammes de la figure 1.1. Un calcul de section efficace différentielle effectué avec ces trois amplitudes uniquement suppose que les $W^\pm$ ne se désintègrent pas. Or, ces particules ont une durée de vie très courte ($\sim 10^{-23}$ s) et donc, dans un calcul complet et rigoureux, il est nécessaire de prendre en compte les produits de désintégration. Il se pose alors un problème: l'amplitude de diffusion calculée est caractérisée par un état final à 4 fermions; et chacun des états finals accessibles par la désintégration

d'un paire W^+W^- est aussi accessible par d'autre diagrammes (non-résonnants) qui interfèrent.

Les résultats du calcul le plus simple, ne faisant pas intervenir les diagrammes non-résonnants et sans corrections radiatives, sont présentés ci-dessous. Cela permettra de voir où interviennent les couplages non-standards et de déterminer les observables qu'ils affectent. Le problème de la désintégration des paires W^+W^- est ensuite rapidement abordé. Enfin, la dernière partie de cette section est consacrée à la discussion des observables affectées par la présence de dimensions additionnelles.

1.5.1 Calcul des prédictions

Section efficace CC03

C'est la section efficace calculée avec les trois diagrammes de la figure 1.1. La section efficace différentielle peut s'écrire sous la forme d'une somme sur les amplitudes d'hélicité:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}} \mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) \quad (1.19)$$

celles-ci ont pour expression générale:

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) = \mathcal{M} = \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_\nu \quad (1.20)$$

où $\sigma/2$ et $-\sigma/2$ sont les hélicités des e^+ et e^- , λ et $\bar{\lambda}$ sont celles du W^+ et du W^- . Ces amplitudes peuvent s'écrire sous la forme:

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) = \sqrt{2}\sigma e^2 \overline{\mathcal{M}}_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}(\theta) d_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}} \quad (1.21)$$

Les fonctions d sont données en table 1.3, θ est l'angle entre le W^- et l'électron du faisceau, e est la constante de couplage électrofaible, et les amplitudes réduites $\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda})$ ont pour expressions:

$$\overline{\mathcal{M}}_\gamma = -\beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^\gamma \quad (1.22)$$

$$\overline{\mathcal{M}}_Z = +\beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^Z \left[1 - \delta_{\sigma, -1} \frac{1}{2 \sin^2 \theta_w} \right] \frac{s}{s - M_Z^2} \quad (1.23)$$

$$\overline{\mathcal{M}}_\nu = +\delta_{\sigma, -1} \frac{1}{2\beta \sin^2 \theta_w} \left[B_{\lambda\bar{\lambda}} - \frac{1}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta} C_{\lambda\bar{\lambda}} \right] \quad (1.24)$$

$\lambda\bar{\lambda}$	$A_{\lambda\bar{\lambda}}^V$	$B_{\lambda\bar{\lambda}}$	$C_{\lambda\bar{\lambda}}$	$d_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}$
++	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma \sin \theta / \sqrt{2}$
--	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma \sin \theta / \sqrt{2}$
+0	$\gamma(f_3^V - ig_4^V + \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1 + \beta)/\gamma$	$(1 + \sigma \cos \theta) / 2$
0-	$\gamma(f_3^V + ig_4^V + \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1 + \beta)/\gamma$	$(1 + \sigma \cos \theta) / 2$
0+	$\gamma(f_3^V + ig_4^V - \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1 - \beta)/\gamma$	$(1 - \sigma \cos \theta) / 2$
-0	$\gamma(f_3^V - ig_4^V - \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1 - \beta)/\gamma$	$(1 - \sigma \cos \theta) / 2$
00	$g_1^V + 2\gamma^2\kappa_V$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$-\sigma \sin \theta / \sqrt{2}$

Tableau 1.3 : Les diverses fonctions définies dans le calcul des amplitudes d'hélicité.

Les expressions des fonctions A , B et C sont détaillées en table 1.3, θ_w est l'angle de mélange des champs de jauge électrofaibles, s est la variable de Mandelstam représentant le carré de l'énergie dans le centre de masse, M_Z est la masse du Z^0 et

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{s}}.$$

Si les couplages à trois bosons de jauge, tels qu'ils sont prédits dans la théorie électrofaible, n'existent pas, alors la section efficace totale de production de paires W^+W^- diverge lorsque $\sqrt{s}$ tendrait vers l'infini (voir figure 1.2). La mesure de cette section efficace totale pour diverses énergies de collision peut donc fournir une preuve assez directe de l'existence de ces couplages. C'est le premier objectif du travail présenté dans cette thèse.

On peut aussi remarquer que les éléments de matrice sont des fonctions linéaires des couplages. Les sections efficaces différentielles sont donc des fonctions quadratiques de ces couplages :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = c_{ij}\alpha_i\alpha_j \quad (1.25)$$

où les α_i représentent les différents couplages pour $i = 1, 2, 3$ et $\alpha_0 = 1$. Les c_{ij} sont des fonctions des variables cinématiques.

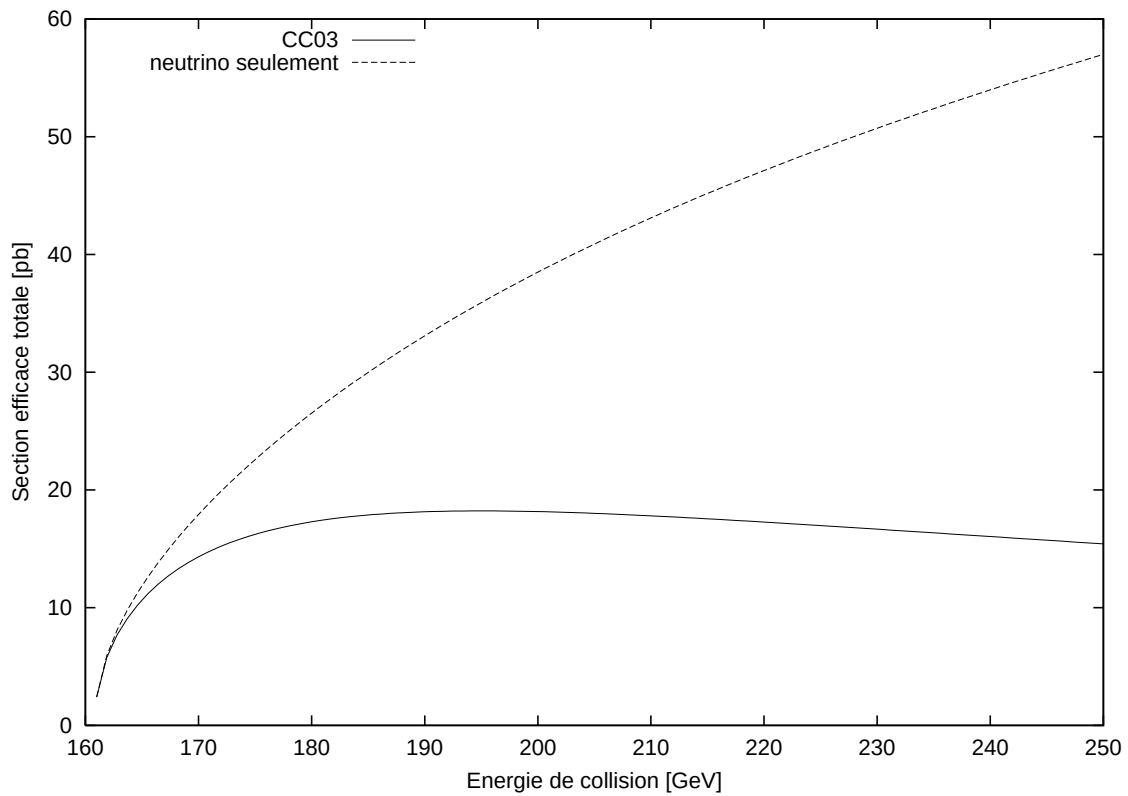


Figure 1.2 : Variation de la section efficace totale de production de paires W^+W^- telle qu'elle est prédite, à l'ordre le plus bas, par le Modèle Standard (trait plein) et en l'absence de couplages à trois bosons de jauge (tirets).

Désintégration des paires W^+W^-

La prise en compte de la largeur des $W^\pm$ se fait en introduisant dans l'élément de matrice les propagateurs des $W^\pm$ (D_W) et leurs amplitudes de décroissance ($\mathcal{M}_\pm$). L'élément de matrice du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ s'écrit [8]:

$$\sum_{\lambda, \bar{\lambda}} \mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) \times \mathcal{M}_+(q, \lambda; p_1, \sigma_1; p_2, \sigma_2) \mathcal{M}_-(q, \bar{\lambda}; p_3, \sigma_3; p_4, \sigma_4) \quad (1.26)$$

Les expressions des différentes amplitudes et propagateurs sont détaillés dans la référence [8].

Le calcul des sections efficaces s'effectue en sommant le carré de l'amplitude sur les polarisations des états initial et final et en intégrant sur les masses virtuelles des $W^\pm$.

Ce calcul peut être fait pour tous les états finals possibles. Un W se couple toujours à un doublet de SU(2): chaque W peut se désintégrer soit en une paire quark-antiquark soit en un lepton chargé et un neutrino. Cette dernière possibilité se produit dans 32.2% des décroissances alors que la première se produit dans 67.8% des cas. Les états finals peuvent donc se classer en trois catégories:

- l'état final purement hadronique, où les deux W se désintègrent en une paire quark-antiquark, se produit dans 46.0% des désintégrations;
- l'état final semi-leptonique, où l'un des deux W se désintègre en une paire quark-antiquark et l'autre en un lepton chargé et un neutrino intervient dans 43.6% des cas;
- et enfin, l'état final purement leptonique, se produit dans 10.4% des désintégrations, et est composé des événements où les deux W se désintègrent en un lepton chargé et un neutrino.

Interférence avec les diagrammes non résonnants

Dans le cas qui vient d'être évoqué, la réaction est caractérisée par un état final à 4 fermions. Il faut remarquer que ces états finals peuvent être générés par d'autres types de diagrammes que ceux faisant intervenir les paires W^+W^- . Par exemple, la production de l'état final $e^+\nu_e u\bar{d}$ fait intervenir 20 diagrammes différents à l'ordre le plus bas; parmi ceux-ci figurent les trois diagrammes CC03 décrivant la production de paires W^+W^- . Ces diagrammes sont représentés sur la figure 1.3. Ces diagrammes,

qui ont tous les mêmes états initial et final, interfèrent. Il n'est donc, en principe, pas possible de distinguer la production de paires W^+W^- des autres processus. Néanmoins, l'interférence est relativement petite (de l'ordre de 1%) et la section efficace de production est donc largement dominée par les trois diagrammes CC03. De plus, la sélection des événements favorisera les régions de l'espace de phase où l'interférence est faible.

Ces diagrammes, ainsi que le rayonnement dans l'état initial, sont pris en compte dans le calcul des éléments de matrice utilisés par les générateurs d'événements tels que ERATO [11] ou EXCALIBUR [12] ou par des programmes de calcul semi-analytiques tels que GENTLE [13].

1.5.2 Observables et couplages anormaux

Des couplages non-standards modifient le poids des différentes amplitudes d'hélicité, comme on peut l'observer dans la table 1.3. Ils modifient donc la forme des section efficaces différentielles, en particulier les distribution angulaires des $W^\pm$ et de leurs produits de désintégration. Les études préliminaires à l'exploitation de LEP II [14] ont montré que les observables les plus sensibles aux couplages non-standards sont les directions de production des $W^\pm$ dans le centre de masse de la collision et la direction du lepton chargé (dans le cas d'une désintégration semi-leptonique). La figure 1.4 montre les sections efficaces différentielles calculées par GENTLE pour le Modèle Standard et pour trois valeurs non-standard des couplages. Les régions les plus sensibles aux couplages non-standards semblent être celles qui sont proches de $\cos \theta_W \sim 1$ et $\cos \theta_W \sim -1$; la région située autour de $\cos \theta_W \sim 0.25$ semble être la moins sensible.

Une fois spécifié l'état initial de la collision, tout état final à 4 fermions peut être décrit par 8 variables si l'on néglige la masse des fermions: il y a $3 \times 4 = 12$ paramètres pour décrire les 4 vecteurs quantité de mouvement et 4 équations décrivant la conservation de l'énergie-quantité de mouvement.

1.5.3 Observables et dimensions additionnelles

L'existence d'éventuelles dimensions additionnelles compactes ayant une taille inférieure à 1 mm induirait des couplages entre les particules du Modèle Standard et la gravitation (voir 1.3.2). Ces interactions pourraient avoir un effet visible sur les sections efficace de production de paires W^+W^- [15]. A l'ordre le plus bas, la

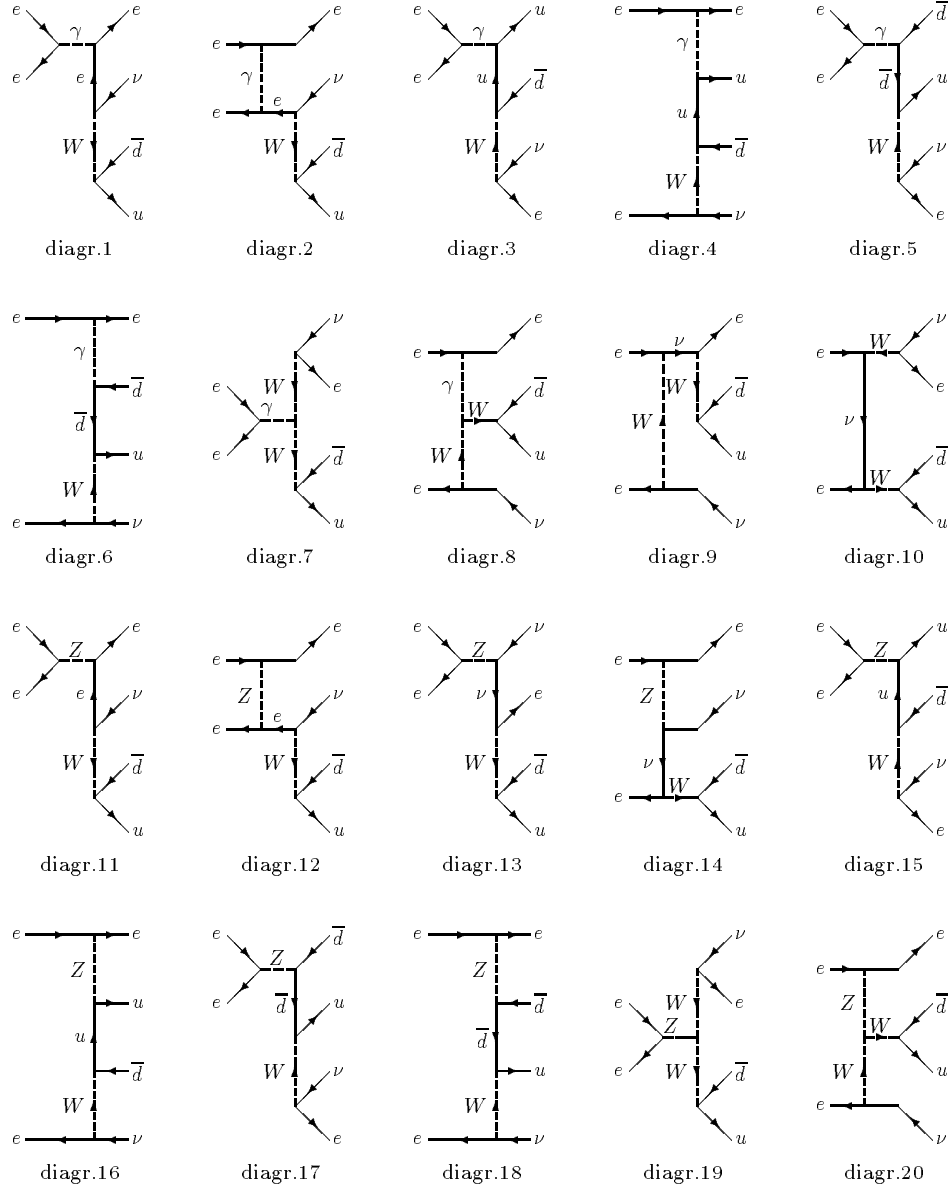


Figure 1.3 : Les processus intervenant dans le calcul de l'élément de matrice $e^+e^- \rightarrow e\nu u\bar{d}$, à l'ordre le plus bas.

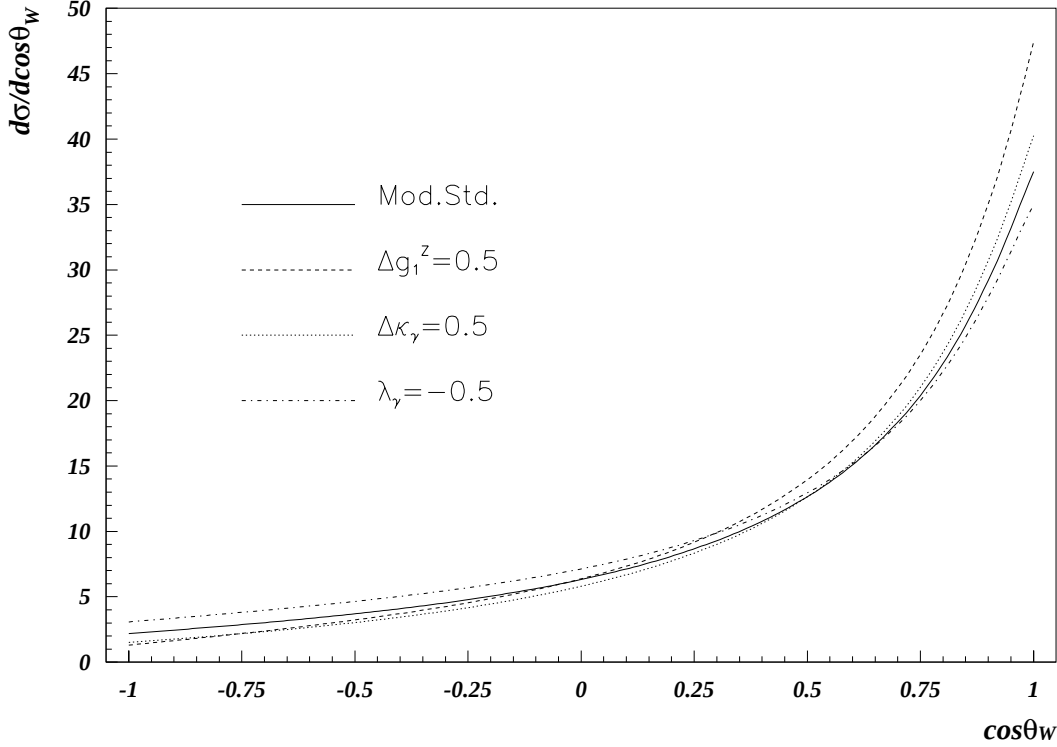


Figure 1.4 : La section efficace de production de paires W^+W^- différenciée par rapport à l'angle de production du W^- prédite par le Modèle Standard et pour 3 valeurs non-standard des couplages.

section efficace de production de paires W^+W^- s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\beta}{128\pi s} \sum_{\kappa, \epsilon_+, \epsilon_-} |\mathcal{M}(\kappa, \epsilon_+, \epsilon_-, s, t)|^2 \quad (1.27)$$

avec

$$\mathcal{M}(\kappa, \epsilon_+, \epsilon_-, s, t) = \mathcal{M}^{\mathcal{MS}}(\kappa, \epsilon_+, \epsilon_-, s, t) + \mathcal{M}^{Grav.}(\kappa, \epsilon_+, \epsilon_-, s, t) \quad (1.28)$$

Le premier de ces éléments de matrice est celui donné par le Modèle Standard et le second, celui donné par l'échange d'une excitation gravitationnelle dans la voie s . Les expressions analytiques de ces éléments de matrice sont données dans [15].

La figure 1.5 montre la variation de section efficace totale attendue pour deux dimensions additionnelles en fonction de leur taille, exprimée en termes d'échelle d'énergie (M_S). Cette dernière étant l'énergie à partir de laquelle les couplages

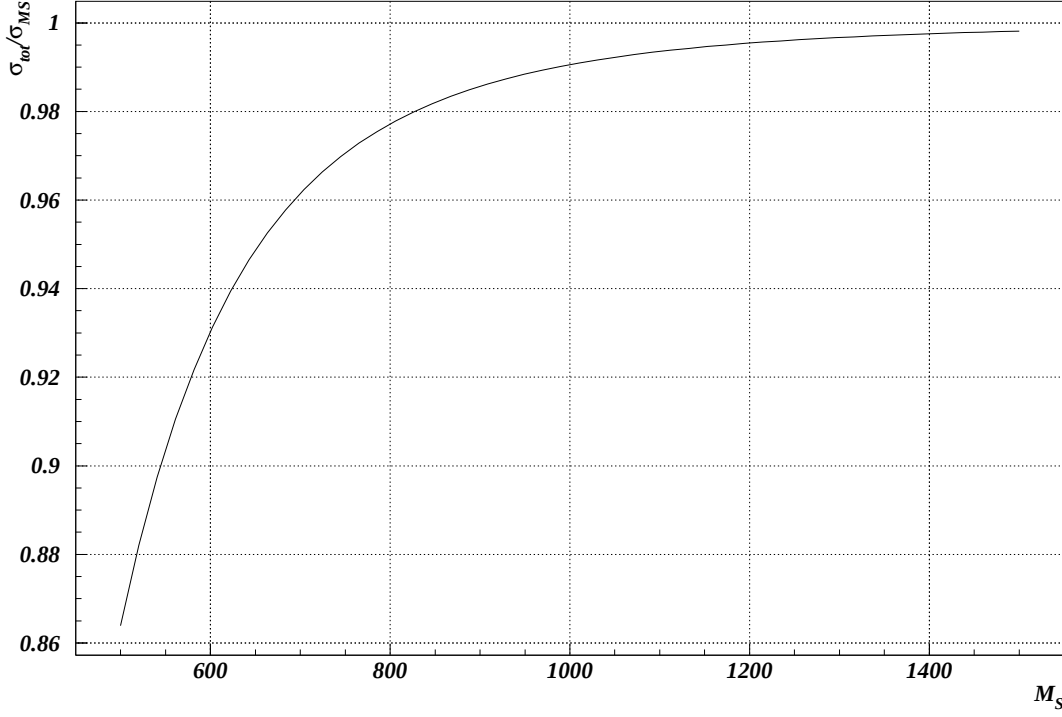


Figure 1.5 : *Rapport entre la section efficace totale de production de paire W^+W^- en présence de 2 dimensions additionnelles et celle prédite par le Modèle Standard pour une énergie de collision de 189 GeV.*

aux excitations gravitationnelles ne sont plus négligeables comparés aux couplages du Modèle Standard. Les constantes R et M_S sont reliées par la relation:

$$M_{Planck} \simeq R^n M_S^{n+2} \quad (1.29)$$

Il est remarquable que la section efficace totale attendue en présence de dimensions additionnelles soit toujours plus petite que celle prédite par le Modèle Standard, contrairement à l'effet produit par la présence de couplages trilinéaires non-standard. En cas de manifestation de nouvelle physique dans les sections efficaces de productions de paires W^+W^- , il sera donc possible de distinguer entre ces deux possibilités à l'aide de la mesure de la section efficace totale.

1.6 Conclusion

L'étude des sections efficaces de production de paires W^+W^- permet donc de tester le secteur de jauge de l'interaction électrofaible. D'abord en mettant en évidence, au travers de la mesure de la section efficace totale, l'existence de certains couplages entre trois bosons de jauge du groupe $SU(2) \times U(1)$; ensuite, en contraignant les paramètres d'un lagrangien effectif par la détermination de sections efficaces différentielles.

Ce test du secteur de jauge est crucial: les couplages à trois bosons sont une nécessité pour la TEF car ils assurent l'invariance de jauge qui implique que la théorie est unitaire et renormalisable. L'hypothèse de la symétrie locale, formulée dans ces théories, est équivalente à la conservation locale de charges et de courants. C'est la validité de cette hypothèse pour la description de l'interaction électrofaible qui est l'enjeu principal de l'étude de cette réaction.

L'existence d'éventuelles dimensions additionnelles à l'espace direct pourra aussi être examinée. Cela permettra peut-être d'ouvrir une fenêtre aux théories des cordes, qui sont actuellement les meilleures candidates pour la construction d'une théorie universelle des interactions.

La section suivante présente l'appareillage expérimental utilisé pour produire les collisions e^+e^- et celui dédié à la détection des particules de l'état final.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux

2.1 Le collisionneur LEP

2.1.1 Description

La fin des années 70 est marquée par la recherche très active des bosons vecteurs Z^0 et $W^\pm$ prédits par la théorie électrofaible. A cette époque, l'existence de ces bosons n'était pas établie: on ne disposait que des indications indirectes sur leur masse provenant des expériences de diffusion élastique profonde au CERN et à FERMILAB, de la mesure du terme d'interférence γ/Z^0 mesuré auprès des collisionneurs e^+e^- (PETRA, SLAC) et par la découverte des courants neutres avec la chambre à bulle Gargamelle en 1973. En 1982, la découverte du Z^0 et des $W^\pm$ au Sp $\bar{p}$ S [16, 17] a permis de montrer leur existence et a fourni une première mesure directe de leur masse ($M_W = 81 \pm 5$ GeV et $M_Z = 95 \pm 3$ GeV).

C'est dans ce contexte que le projet de construction du LEP (pour *Large Electron Positron collider*), collisionneur e^+e^- de haute énergie, voit le jour au CERN en 1976. Sa conception a été orientée pour l'étude de ces nouveaux bosons de jauge. Il s'agit, en particulier, de mesurer précisément leur masse et leurs couplages aux autres particules. L'examen des processus se produisant aux différentes énergies de collision, permet de poser deux jalons naturels pour le LEP: la résonance du Z^0 (à $\sqrt{s} \simeq 91$ GeV) et la production de paires W^+W^- (à partir de $\sqrt{s} \simeq 161$ GeV). On a ainsi défini deux phases du plan l'exploitation de cet accélérateur: d'abord LEPI, qui devait permettre d'étudier la résonance du Z^0 , puis LEPII, pour la production de paires W^+W^- .

Le LEP est entré en fonction pendant l'été 1989. La phase LEPI s'est déroulée de 1989 à 1995. Chaque expérience a pu observer les désintégrations de plus de 4 millions de Z^0 durant cette période. La mesure des caractéristiques du boson Z^0 (masse, largeur et rapports d'embranchement) ont permis de tester le Modèle Standard avec une grande précision [18, 19]. Ces mesures résultent de la détermination des paramètres de la résonnance et des asymétries avant-arrière. Ces dernières permettent de déterminer les valeurs des couplages du Z^0 aux divers fermions. La phase LEPI a aussi permis d'effectuer de nombreuses mesures sensibles à l'interaction forte, en particulier celle de la constante de couplage α_s , déterminée avec une précision de quelques %; elle a aussi permis de contraindre certains paramètres de la matrice CKM, d'étudier le lepton τ , de mettre en évidence l'universalité des couplages leptoniques, etc.

Ces mesures ont, entre autres, permis de donner une estimation très précise du nombre de neutrinos légers ($N_\nu = 2.994 \pm 0.011$) et aussi de déduire des contraintes sur la masse du boson de Higgs et sur la masse du quark top dans le cadre du Modèle Standard. Le quark top a été découvert entre temps au Tevatron et sa masse, mesurée directement, est en bon accord avec celle prédite à l'aide des mesures de LEP I.

Le LEP a donc été conçu pour produire des collisions à une énergie pouvant avoisiner 200 GeV. Le choix d'un accélérateur circulaire a été dicté par des considérations techniques et culturelles: pour atteindre de telles énergies, les champs accélérateurs les plus élevés que l'on pouvait réaliser imposaient de construire un collisionneur linéaire de plusieurs dizaines de kilomètres; de plus, la technologie des accélérateurs circulaires avait déjà été employée au CERN et était bien maîtrisée.

La détermination des caractéristiques de l'accélérateur est passée par l'optimisation du coût, qui devait surtout prendre en compte deux paramètres. Le premier est la puissance à fournir pour accélérer le faisceau jusqu'à l'énergie requise. Or l'énergie rayonnée par rayonnement synchrotron est proportionnelle à la puissance quatrième de l'énergie du faisceau et inversement proportionnelle au rayon de courbure de l'anneau. Ainsi, plus l'anneau est grand, moins la quantité d'énergie à apporter au faisceau est importante. Le second paramètre est le coût des opérations de génie civil, d'équipement et de maintenance. Il est d'autant plus faible que l'anneau est petit. L'optimisation du coût du LEP a été étudiée pour une énergie de collision de l'ordre de 180 GeV. A cette énergie, le compromis le moins coûteux est obtenu pour un anneau de 27 km de circonférence environ.

Pour des raisons d'encombrement et de stabilité du terrain, l'anneau a été installé dans un tunnel à environ 100 m sous terre. En plus des différents puits d'accès et galeries secondaires, quatre zones expérimentales ont été creusées, dans lesquelles quatre expériences ont été installées (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL).

Les électrons et les positons tournent en sens opposés dans le même tube à vide; ils passent ainsi au travers des mêmes optiques et cavités accélératrices à radio fréquence (RF). L'anneau du LEP est constitué de 8 arcs (de cercle) alternés avec 8 sections droites. Les arcs hébergent les dipôles magnétiques. Produisant un champ maximal de 0.135 T, ils courbent la trajectoire des faisceaux et permettent de maintenir sur orbite un faisceau atteignant une énergie proche de 125 GeV. Les arcs contiennent aussi des éléments d'optique destinés à mettre le faisceau en forme. Ils sont étudiés pour canaliser un faisceau d'une énergie avoisinant 100 GeV. Les cavités RF, destinées à fournir l'énergie au faisceau, sont réparties dans toutes les sections droites. Les cavernes qui hébergent les 4 expériences sont réparties symétriquement autour de l'anneau et sont situées sur quatre de ces sections. Pour obtenir la luminosité désirée, le faisceau est focalisé sur le point de croisement, qui correspond (à quelques mm près) au centre géométrique de chaque expérience. Pour cela, un ensemble de quadrupôles est installé de part et d'autre de chaque zone expérimentale. Lors du croisement, la taille transversale des faisceaux atteint une dizaine de micromètres verticalement et une centaine horizontalement. Il est de plus nécessaire de compenser l'effet du champ magnétique des solénoïdes des expériences à l'aide d'optiques appropriées.

Les deux paramètres importants du collisionneur sont la luminosité et l'énergie. Ce dernier fixe les échelles de masse et de distances explorées, tandis que le premier est relié au nombre d'événements observés par unité de temps; la précision statistique des mesures de physique en dépend donc directement.

2.1.2 L'énergie des faisceaux

Avant d'être injectés dans le LEP, les électrons passent par un ensemble d'accélérateurs qui les rassemblent en paquets et leur fait atteindre l'énergie d'injection. Ils sont d'abord amenés à 600 MeV à l'aide d'un petit accélérateur linéaire (le LIL) et stockés dans un anneau où sont formés les paquets. Il sont ensuite successivement accélérés jusqu'à 3.5 GeV puis ~ 20 GeV par le PS et enfin le SPS, pour être injectés dans le LEP où ils sont accélérés jusqu'à l'énergie souhaitée.

Pour obtenir une énergie de collision de 91 GeV, il faut disposer d'un champ accélérateur de l'ordre de 200 MV/tour afin de compenser la perte d'énergie par rayonnement synchrotron. La production de paires W^+W^- nécessite 2000 MV/tour environ, et l'énergie de collision de 200 GeV est atteinte pour un champ de 3200 MV/tour.

L'énergie de collision ultime visée pour LEP nécessite des cavités accélératrices possédant un gradient accélérateur de plus de 6 MV/m, accessible seulement avec des cavités supraconductrices. La technologie de ces dernières n'étant pas suffisamment

Année (mois)	Cavités (Cu/SC)	Champ (MV/tour)	$\sqrt{s}$ (GeV)
1996 (juin)	128/144	1600	161
1996 (sept.)	128/176	2000	172
1997	84/240	2500	183
1998	48/272	2800	189

Tableau 2.1 : *Evolution des caractéristiques du LEP durant la phase II de son exploitation entre 1996 et 1998.*

maîtrisée dans les années 80, il a été décidé d'utiliser des cavités traditionnelles en cuivre pour LEP I et de développer la technologie des cavités supraconductrices en parallèle. Ces dernières devant être utilisées pour la phase LEP II .

Le passage à la phase LEP II a commencé en 1995. La modification majeure apportée à l'accélérateur a été le remplacement progressif des cavités en cuivre par des cavités supraconductrices permettant d'obtenir des gradients accélérateurs plus élevés. Afin de refroidir les supraconducteurs, 4 cryostats de 12 kW ont été installés. Il a aussi fallu ajouter des klystrons, sources d'énergie des cavités RF, pour lesquels des galeries supplémentaires ont dû être creusées. Une évolution des optiques utilisées pour la mise en forme des faisceaux a aussi été nécessaire.

En 1995 des énergies de 130-136 GeV ont été atteintes, puis le remplacement progressif des cavités en cuivre a permis d'obtenir des collisions à des énergies de plus en plus élevées, ainsi que le montre le tableau 2.1.

La montée en énergie est limitée par différents facteurs. Ceux liés aux aimants de courbure et aux optiques de focalisation ont déjà été mentionnés, il y en a d'autres provenant des cavités accélératrices: il n'est pas possible d'en mettre plus de 384 dans l'anneau et, de plus, la puissance du système de refroidissement ne permet pas de maintenir plus de 272 cavités à la température de fonctionnement (4.5° K). Ce dernier facteur limite l'énergie de collision à environ 196 GeV si l'on suppose qu'il y a fréquemment deux klystrons momentanément hors service. Une amélioration du système de refroidissement est prévue dès 1999. Ainsi, l'énergie maximale que pourra atteindre LEP II devrait se situer un peu au-delà de 200 GeV.

La connaissance précise de l'énergie des faisceaux (E_b) est cruciale pour certaines mesures expérimentales si l'on veut pleinement exploiter leur précision statistique. Il en est ainsi de la mesure de M_W à LEP II, et de la détermination de M_Z et Γ_Z à LEP

I. Une technique de mesure très précise de E_b , appelée *dépolarisation résonnante*, a été développée. Elle est succinctement décrite ci-dessous. Elle n'a toutefois pas pu être appliquée à des faisceaux d'énergie dépassant 60 GeV. Elle est donc utilisée à LEP II dans une procédure de calibration en deux étapes qui sera décrite plus loin.

La dépolarisation résonnante met à profit l'existence de deux fréquences caractéristiques lorsque les faisceaux sont polarisés. La première, que l'on notera ν_s , est la fréquence de rotation d'un paquet dans l'anneau. Elle a pour expression :

$$\nu_s = 2\pi \frac{eB}{m_e \gamma} \quad (2.1)$$

Où e est la charge de l'électron, B le champ de courbure des dipôles et $\gamma = E_b/m_e$ le facteur relativiste bien connu. La seconde est la fréquence (ν_p) de précession du spin dans le champ de courbure des dipôles :

$$\nu_p = 2\pi \left(\frac{g}{2} + \frac{1-\gamma}{\gamma} \right) \frac{eB}{m_e \gamma} \quad (2.2)$$

Où g est le facteur gyromagnétique de l'électron [20]. L'application d'un champ magnétique oscillant dans la direction perpendiculaire à la fois au faisceau et au champ de courbure peut, pour certaines fréquences caractéristiques, dépolariser le faisceau. Ces résonances de dépolarisation, sont obtenues pour des fréquences du champ :

$$\nu = \nu_p + k\nu_s$$

où k est un entier.

La polarisation du faisceau est obtenue naturellement, par effet Sokolov-Ternov. Cet effet est la conséquence de la présence du champ magnétique nécessaire pour courber la trajectoire du faisceau et du rayonnement synchrotron. Il est possible d'estimer la polarisation du faisceau en faisant interagir avec lui un faisceau laser polarisé et en mesurant la distribution angulaire des photons rétro-diffusés. La fréquence de dépolarisation peut ainsi être mesurée expérimentalement et reliée à l'énergie des faisceaux à l'aide des relations ci-dessus.

Cette méthode n'est pas directement applicable à LEP II car l'achromaticité du faisceau augmente avec son énergie et il n'est pas possible d'atteindre un taux de polarisation suffisant lorsque l'énergie du faisceau dépasse ~ 60 GeV. La méthode utilisée à LEP II procède dès lors en deux étapes. La première consiste à calibrer les champs dans les aimants pour des énergies inférieures à ~ 60 GeV, et la seconde consiste à extrapoler cette calibration aux énergies de LEP II.

La calibration du champ dans les aimants consiste à déterminer la fonction qui associe l'énergie des faisceaux au champ dans les aimants. Cela est fait en injectant

un seul faisceau dans l’anneau et en mesurant son énergie pour plusieurs valeurs du champ de courbure. La mesure de l’énergie du faisceau est faite par dépolarisation résonnante; et la mesure du champ dans les aimants est donnée par deux systèmes de mesure: des sondes à résonance magnétique nucléaire (NMR) et des “*boucles de flux*”. Les 16 sondes NMR sont placées dans le tube du faisceau et dans des aimants de courbure; elles permettent de mesurer l’intensité du champ avec une précision de 1 p.p.m. Les boucles de flux sont des spires placées dans les dipôles, la mesure du courant dans ces boucles donne une mesure de la variation du champ de courbure total en fonction du temps. La calibration ainsi obtenue est extrapolée et peut donc être utilisée pour évaluer des énergies plus grandes que ~ 60 GeV. Cette méthode permet de mesurer l’énergie de collision avec une précision de l’ordre de 20-30 MeV.

La précision sur l’énergie des faisceaux n’est pas une source d’incertitude importante pour l’analyse présentée dans cette thèse.

2.1.3 Luminosité

Une luminosité instantanée de $24 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a été atteinte durant LEP I. Environ 60 pb^{-1} ont ainsi été collectés par chaque expérience de 1989 à 1995. La sensibilité ambitionnée à LEP II impose d’accumuler au moins 500 pb^{-1} par expérience au delà de 175 GeV. Pour cela, la luminosité instantanée doit s’approcher de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui impose de pouvoir faire circuler un courant par faisceau de plus de 0.7 mA. Les problèmes d’interaction faisceau-faisceau (un paquet de positons joue le rôle de lentille divergente pour un paquet d’électrons) rendait cet objectif difficile à atteindre. Le problème a été résolu en donnant une sous-structure temporelle aux paquets (*bunch train*). Les particules des faisceaux sont réparties sur une suite de petits paquets, dont la charge individuelle est suffisamment faible pour que l’effet faisceau-faisceau demeure peu gênant.

Pour mesurer la luminosité délivrée par le LEP, chaque expérience estime le nombre d’événements produits par un processus de référence. Le processus choisi doit fournir suffisamment d’événements pour que l’incertitude statistique soit faible, et sa section efficace doit être très précisément calculable et ne doit pas fortement dépendre des paramètres du Modèle Standard mesurés par ailleurs. Le seul processus répondant à ces critères est la diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) à faible angle polaire. La mesure de la luminosité dans DELPHI est décrite plus loin dans ce chapitre (section STIC).

2.2 L'expérience DELPHI

La diversité des réactions étudiées au LEP impose que les dispositifs expérimentaux permettent d'identifier les particules et de mesurer leur impulsion et leur énergie dans presque tout l'angle solide avec une grande précision. En particulier, les quatre fermions provenant de la désintégration des paires W^+W^- sont, en général, relativement éloignés (angulairement) les uns des autres; pour mesurer précisément les événements engendrés par ce processus, il est donc indispensable de disposer d'un détecteur couvrant pratiquement tout l'angle solide. De plus, afin de pouvoir distinguer les divers états finals, il faut disposer d'une bonne identification des particules (en particulier des leptons). L'expérience est constituée de plusieurs détecteurs complémentaires, disposés en couches. Dans les couches les plus proches du point d'interaction sont disposés les trajectographes qui permettent de déterminer la charge et l'impulsion des particules chargées ainsi que le vertex dont elles proviennent; ces détecteurs sont plongés dans un champ magnétique courbant la trajectoire de ces particules. Ensuite viennent les détecteurs utilisés pour aider à l'identification des particules (RICH) puis les calorimètres, mettant en œuvre des techniques de mesure destructrices pour la particule mesurée permettant de déterminer l'énergie des électrons, des photons et des hadrons. Enfin, les détecteurs les plus externes sont utilisés pour identifier les muons et mesurer leur impulsion.

L'expérience DELPHI [21, 22] est constituée d'une vingtaine de détecteurs disposés en couches concentriques autour du point d'interaction. L'angle solide couvert est proche de 4π ; les zones mortes sont imposées par la double nécessité de faire passer les faisceaux et de conduire les câbles nécessaires au fonctionnement et à la lecture de tous les détecteurs. Ces derniers ont des fonctions complémentaires qui permettent de mesurer l'impulsion et l'énergie des particules et de les identifier. Lors de la conception de l'appareillage, l'accent a été mis sur un système performant d'identification des hadrons. Pour cette raison, il fut décidé d'intégrer un détecteur de lumière Tchénkov à imagerie annulaire (RICH, pour *Ring Imaging CHerenkov*) dans l'ensemble instrumental. Son encombrement limite les dimensions du détecteur de traces central. Ainsi, le bras de levier dont dispose ce dernier pour déterminer les valeurs de l'impulsion de particules ayant une grande impulsion est, la plupart du temps, insuffisant. C'est pourquoi un détecteur complémentaire de traces chargées (le *détecteur externe*) a été intégré au dispositif à l'extérieur du RICH.

Les détecteurs sont répartis en trois grandes zones angulaires: le tonneau et les deux bouchons. Le premier permet de détecter les particules émises dans la région $40^\circ < \theta < 140^\circ$ environ. Les deux autres parties contiennent les détecteurs destinés à détecter les particules émises avec un angle polaire $\theta > 140^\circ$ et $\theta < 40^\circ$. La plupart

des chemins de câbles sont placés dans les deux zones situées entre le tonneau et les bouchons.

On pourra se reporter à la figure 2.1 pour avoir une vision globale de la disposition des détecteurs. Les détecteurs du tonneau et des bouchons sont décrits dans les sections 2.2.2 et 2.2.3. Dans chacune d'elles, la description se fera à partir du centre vers l'extérieur de DELPHI. La géométrie, les performances et le principe de fonctionnement de chaque détecteur seront fournis. La mise en commun des informations fournies par chacun des détecteurs sera décrite ensuite; elle permet de reconstruire les *traces* laissées par chacune des particules ayant traversé l'appareillage et d'estimer ses caractéristiques.

Préalablement, le système de coordonnées adopté dans la suite du texte sera décrit.

2.2.1 Système de coordonnées

Le système de coordonnées orthonormé est schématisé en figure 2.2. L'origine O est choisie au centre géométrique de l'appareillage. L'axe Oz est défini par la direction des électrons du LEP. L'axe Ox est dirigé vers le centre de l'anneau du LEP et l'axe Oy pointe vers le haut. L'angle polaire θ est défini par rapport à l'axe Oz , et l'angle azimutal ϕ par rapport à Oy . Le rayon est défini par $R = \sqrt{x^2 + y^2}$.

2.2.2 Le tonneau

Les détecteurs constituant le tonneau sont de forme cylindrique et sont répartis en couches concentriques. Le tonneau contient aussi le solénoïde supraconducteur placé entre le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique. C'est un cylindre de 5.2 m de diamètre et de 7.4 m de long, dans lequel circule un courant de 5000 A produisant un champ magnétique uniforme de 1.2 T qui courbe la trajectoire des particules chargées, permettant ainsi d'estimer leur charge et leur impulsion.

Le détecteur de vertex

Afin d'imposer une forte contrainte sur le paramètre d'impact des traces et ainsi permettre d'identifier les vertex de désintégration des particules à durée de vie longue (mésons beaux et charmés, lepton τ), il est nécessaire de disposer de points de mesures des traces aussi proches que possible du point d'interaction.

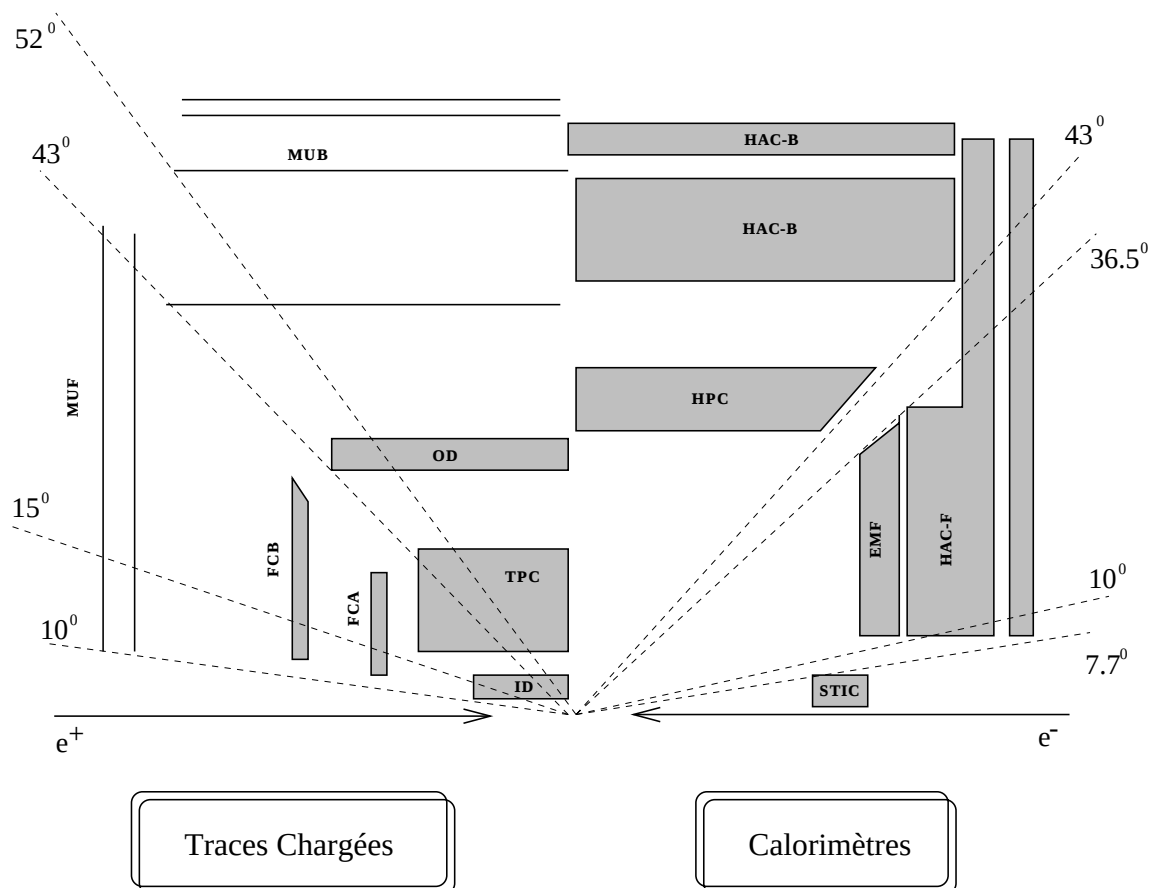


Figure 2.1 : Disposition des détecteurs composant DELPHI dans le plan xz . La partie gauche de la figure représente les détecteurs de traces chargées, tandis que la partie droite représente les calorimètres. Quelques angles polaires remarquables sont indiqués en tirets. Les plans de scintillateurs utilisés par le système de déclenchement ne sont pas représentés. Les détecteurs de vertex (VD et VFT) ne sont pas représentés car ils sont trop petits pour être visibles à cette échelle.

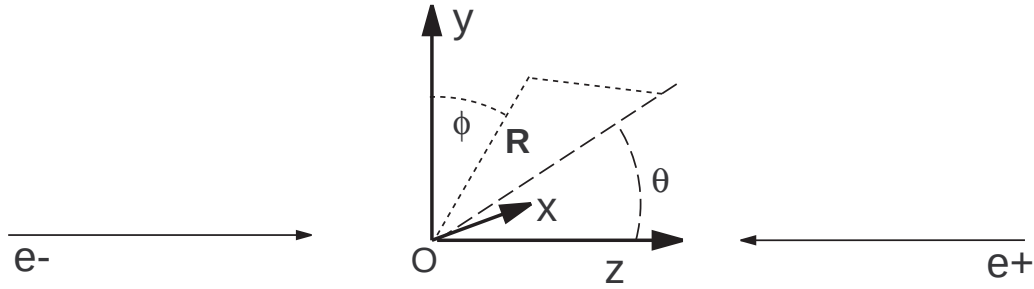


Figure 2.2 : *Le système de coordonnées de DELPHI.*

C'est la fonction du détecteur de vertex, qui est composé de deux sous-détecteurs: le *Vertex Detector* (VD) dans le tonneau, et le *Very Forward Tracker* (VFT) dans les bouchons.

Le VD est constitué de trois couches cylindriques de détecteurs à micro-pistes de silicium dont l'axe est confondu avec l'axe du faisceau. Les cylindres sont situés à 6.3, 9.0 et 11 cm du faisceau. Chaque couche est composée de plaquettes divisant le cylindre en 24 secteurs en ϕ avec un recouvrement de 10% pour permettre l'alignement interne. La couche la plus interne, la couche la plus externe et le bord de la couche intermédiaire ($\Theta < 37^\circ$) sont composés de détecteurs double face. Le reste de la couche intermédiaire est composé de plaquettes simple face.

Ce détecteur donne donc au moins trois points de mesure pour chaque trace chargée. Les impacts mesurés avec les détecteurs double face sont connus avec une précision de $8\mu\text{m}$ en $R\phi$ et de 10 à $20\mu\text{m}$ en Rz .

Le détecteur interne (ID)

Le rôle de ce détecteur est de fournir des points de mesure permettant de reconstruire précisément les traces de particules de basse impulsion (très courbées par le champ magnétique) et de faciliter l'association des points du détecteur de vertex à ceux des autres détecteurs (la TPC notamment).

Il est composé de deux parties: les *chambres à jet* dans la couche la plus interne; les *straw tubes* dans la partie externe.

Il y a 24 *chambres à jet* divisant l'angle azimutal en secteurs de 15° et occupant l'espace $12 < R < 23$ cm. Chacune de ces chambres est composée de deux plans de cathode et de 24 fils d'anode. Ces derniers sont équidistants et disposés dans le

plan médian aux plans de cathode, parallèlement à l'axe des faisceaux. Le champ appliqué (1 à 2 kV/cm) est choisi pour assurer un temps de dérive proportionnel à R . Ainsi, tous les points d'une trace droite ont le même temps de dérive. Chacune de ces chambres permet de donner jusqu'à 24 mesures en $R\phi$ par trace chargée avec une résolution variant de 75 à 125 μm . La région d'angle polaire couverte est $15^\circ < \theta < 165^\circ$ (plus de 10 points par trace), elle émerge donc sur l'acceptance géométrique des bouchons. Ces chambres ne fournissent pas d'information sur la coordonnée z .

La disposition des fils d'anode entre les deux plans de cathode induit une ambiguïté sur la connaissance de la position des points de mesure dans le module. Cette ambiguïté est levée en utilisant l'information apportée par les *straw tubes*. Ce sont des tubes disposés parallèlement à l'axe des faisceaux, répartis en 5 couches, comprenant chacune 192 tubes. Ils mesurent la coordonnée $R\phi$ de 5 points pour chaque trace. Ils couvrent pratiquement la même région d'angle polaire que les chambres à jet.

La chambre à projection temporelle (TPC)

Il s'agit du principal détecteur de traces chargées de DELPHI. Son rôle est de fournir une information tridimensionnelle précise sur chaque trace ainsi qu'une mesure de la perte d'énergie linéique (dE/dx) pour identifier les particules de basse impulsion.

C'est essentiellement une enceinte cylindrique contenant un mélange d'argon (80%) et de méthane (20%). Elle occupe l'espace $35 < R < 111\text{cm}$ et sa longueur est de 264 cm. Une plaque métallique centrale divise l'enceinte en deux parties selon l'axe z . Elle est portée à un potentiel négatif de -20 kV par rapport aux deux plans fermant la TPC aux extrémités. Un champ électrique de 150 V/cm parallèle au champ magnétique du solénoïde est ainsi établi. Chacune des deux extrémités est équipée de 6 chambres à fils, divisant le plan $R\phi$ en 6 secteurs de 60° .

Le passage d'une particule chargée à travers le volume gazeux produit des électrons d'ionisation qui, sous l'action du champ électrique, dérivent vers les extrémités de la TPC selon une direction parallèle à l'axe des faisceaux. Les coordonnées x, y sont mesurées par les chambres à fils positionnées à l'extrémité de la TPC. La coordonnée z est mesurée par le temps de dérive des électrons d'ionisation ($< 22\ \mu s$). La TPC fournit ainsi 16 points de mesure par trace dans l'intervalle $38^\circ < \theta < 142^\circ$. Ce nombre descend jusqu'à 3 points pour les traces ayant un angle polaire de l'ordre de 20° . La résolution sur chaque point est de 250 μm en $R\phi$, et de 880 μm en z .

Le détecteur à imagerie Tchérenkov (BRICH)

Le RICH est un détecteur destiné à l'identification des hadrons chargés d'impulsion élevée, plus précisément que par dE/dx . Il occupe l'espace $246 < R < 394$ cm, et a une longueur de 350 cm. Son principe de fonctionnement repose sur les propriétés du rayonnement Tchérenkov; pour permettre l'identification des hadrons dans une large gamme d'impulsion il mesure l'angle des cônes de lumière formés dans deux milieux d'indices différents, un gazeux d'indice très proche de 1 et un autre, liquide, d'indice plus élevé. Les milieux utilisés sont du C_6F_{14} d'indice $n=1.2718$ pour le radiateur liquide, et du C_5F_{12} pour le radiateur gazeux. Ce dernier a un indice optique de $n=1.00198$.

Le rayonnement produit par le passage des hadrons chargés dans le radiateur liquide est émis directement vers des tubes à dérive pour être détecté. Dans le radiateur gazeux, il est focalisé par un système de miroirs sur ces tubes. Le milieu gazeux (TMAE) convertit les photons en (photo)électrons. Ces derniers dérivent ensuite, sous l'action d'un champ électrique, vers une chambre proportionnelle multifils qui permet de mesurer le point où le photoélectron a été créé. L'ensemble des photoélectrons récoltés pour chaque particule forme une image constituée de 2 anneaux dont les diamètres sont reliés aux angles d'émission des rayonnements Tchérenkov.

Le détecteur externe (OD)

L'OD (pour Outer Detector) a pour rôle de fournir quelques points de mesure supplémentaires au delà du RICH afin d'augmenter la précision sur la mesure des traces de grande impulsion grâce au bras de levier introduit par ces points. Il permet aussi de faciliter l'association des traces aux gerbes détectées dans les calorimètres. Il occupe l'espace situé entre 197 et 206 cm de rayon, et possède une longueur de 464 cm. Il est constitué de 5 couches de tubes à dérive. Trois couches donnent une information sur la coordonnée z avec une résolution de 4.5 cm; toutes les couches donnent une information en $R\phi$ avec une résolution de $110 \mu m$. La coordonnée z est déduite de la différence entre les temps d'arrivée des signaux aux deux extrémités de chaque fil touché.

Le calorimètre électromagnétique (HPC)

La HPC (High density Projection Chamber) est composée de 144 modules identiques divisant le plan $R\phi$ en 24 secteurs de 15° . Sa fonction première est de fournir une mesure de l'énergie des électrons et des photons.

Pour cela, chacun des modules est composé de 41 couches de plomb permettant de convertir les particules incidentes en gerbe électromagnétique. L'espace de 8 mm compris entre deux couches de plomb est rempli d'un mélange d'argon et de méthane. Les électrons d'ionisation produits dans ce gaz par chaque gerbe dérivent sous l'action d'un champ électrique de 100 V/cm vers l'extrémité du module et y sont détectés par des damiers lus capacitivement. La reconstitution de la forme de la gerbe nécessite de mesurer sa structure transversale. Pour cela, les damiers sont lus 256 fois par événement.

Ainsi, chaque module de la HPC est une petite chambre à projection temporelle permettant de reconstituer chaque gerbe électromagnétique. Sa résolution sur l'énergie est $\sigma(E)/E = 0.043 + 0.33/\sqrt{E}$ et la résolution spatiale est de 1 mrad en θ et de 1.7 mrad en ϕ . Le pouvoir séparateur entre deux gerbes est de 2° . L'analyse fine de la forme d'une gerbe permet d'identifier deux photons très proches provenant de la désintégration d'un même π^0 tant que l'énergie est inférieure à environ 25 GeV.

Le calorimètre hadronique (HCAL-B)

Son rôle est de fournir une estimation de l'énergie des hadrons, des hadrons neutres en particulier, car c'est leur unique mesure. Il permet aussi d'aider à l'identification des muons qui y déposent une énergie caractéristique (au minimum d'ionisation).

Le retour de flux de l'aimant, composé de 22 plaques de fer dont l'épaisseur varie de 2.5 à 10 cm, est utilisé comme milieu convertisseur. Les gerbes hadroniques sont détectées avec des tubes à fil fonctionnant en mode streamer. Chacun d'entre eux a une section de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ et contient un fil d'anode. Leur longueur varie entre 40 et 410 cm. L'intérieur des tubes est tapissé de cellules de cuivre permettant de lire la charge des particules de la gerbe par effet capacitif. Les cellules sont organisées de façon à pouvoir être groupées par 5, en une *tour*, pointant vers le centre du détecteur. La région angulaire couverte par chacune de ces tours est de 2.96 degrés en θ et 3.75 en ϕ . Le détecteur est ainsi divisé en 4 couches de tours.

La résolution en énergie est de $\sigma(E)/E = 0.21 + 1.12/\sqrt{E}$.

Les chambres à muons (MUB)

La majeure partie des particules qui arrivent à traverser le calorimètre hadronique sont des muons. Afin de les identifier et de fournir quelques points de mesures supplémentaires, on dispose de 4 couches de chambres à dérive.

Chaque couche est composée de 48 chambres divisant le plan $R\phi$ en 24 secteurs. Ces chambres permettent de mesurer jusqu'à 4 points pour chaque muon. La résolution sur la mesure de chacune des chambres est de 2 mm en $R\phi$ et 80 mm en z .

2.2.3 Les bouchons

Les détecteurs constituant les bouchons ont une forme s'approchant d'un disque. Ils sont placés perpendiculairement aux faisceaux de part et d'autre du tonneau. Les deux bouchons sont composés de la même manière. Ils reproduisent la structure du tonneau. Ils seront présentés dans l'ordre dans lequel ils apparaissent en partant du point d'interaction.

VFT

Ce détecteur est l'équivalent, pour la région avant, du détecteur de vertex: son rôle est de fournir des points de mesure aussi proches que possible du point d'interaction.

Il est destiné à fournir deux à trois points de mesure pour des traces dans la région à très faible angle polaire ($11 < \theta < 25^\circ$). Il est composé de deux couches de minirubans alternés avec deux couches de pixels de silicium. La taille de ces derniers est de $330 \times 330 \mu\text{m}$ et le pas de lecture des minirubans est de $200 \mu\text{m}$.

Chambres vers l'avant A (FCA)

Ces détecteurs permettent de compléter l'information de la TPC pour les traces produites avec un faible angle polaire.

Ils sont installés en $|z| = 1.6$ m. Chacune des chambres FCA est composée de trois plans de chambres à fils fonctionnant en mode streamer limité. Chacune de ces dernières est constituée de deux plans de tubes en plastique à l'intérieur desquels un fil d'anode est tendu. Les fils de chaque chambre font un angle de 120° avec ceux des chambres voisines, déterminant ainsi trois directions x , u et v . La résolution de la

position d'un point d'une trace dans chacune de ces directions est de $300 \mu\text{m}$. FCA permet de couvrir les régions d'angle polaire $11^\circ < \theta < 31.5^\circ$ et $148.5^\circ < \theta < 169^\circ$.

RICH vers l'avant (FRICH)

Le principe de fonctionnement de ces détecteurs est identique à celui du BRICH; il s'en distingue essentiellement par la géométrie mais aussi par sa conception qui doit prendre en compte que la dérive des photoélectrons se fait perpendiculairement au champ magnétique (dont la valeur absolue s'élève à 1.2 T dans la région du détecteur). Le radiateur liquide est identique à celui utilisé dans le BRICH mais le radiateur gazeux est différent, c'est du C_4F_{10} avec un indice optique $n=1.0015$. Les hadrons traversant la région d'angle polaire $15^\circ < \theta < 35^\circ$ et $145^\circ < \theta < 165^\circ$ peuvent y être identifiés.

Chambres vers l'avant B (FCB)

Pour mesurer précisément les traces vers l'avant, il est nécessaire de disposer de points de mesure au delà du FRICH. De plus, ces points seront d'une grande utilité pour associer les gerbes des calorimètres aux traces chargées. Ils sont fournis par deux détecteurs placés en $|z| = 2.8 \text{ m}$. Chacun d'entre eux est une chambre à dérive composée de 12 plans de fils alternés avec 12 plans de cathode. Les directions des fils de deux plans successifs font entre eux un angle de 120° . Elles sont confondues avec les directions définies par les fils de FCA. L'acceptance angulaire de chacun de ces détecteurs est pratiquement identique à celle définie par FCA.

La résolution spatiale est de $310 \mu\text{m}$ par plan.

Calorimètre électromagnétique (EMF)

Ces calorimètres permettent d'identifier et de mesurer l'énergie des électrons et des photons émis dans la région d'angle polaire $10^\circ < \theta < 36.5^\circ$ et $143.5^\circ < \theta < 170^\circ$. Ils sont placés en $|z| = 2.84 \text{ m}$.

Chacun de ces détecteurs est composé de 4532 blocs de verre au plomb, de forme pyramidale tronquée de dimensions $5 \times 5 \text{ cm}^2$ pour la face d'entrée, $5.6 \times 5.6 \text{ cm}^2$ pour l'autre face, et de longueur 40 cm. Chacun de ces cristaux est orienté vers le point d'interaction.

La résolution en énergie est $\sigma(E)/E = 0.03 + 0.12/\sqrt{E}$; et la résolution sur la position des gerbes énergétiques est de 0.5 cm.

Calorimètre hadronique (HCAL-F)

Il est de conception quasi-identique au HCAL-B, utilisant le retour de flux de l'aimant comme matériau convertisseur. Il permet de mesurer l'énergie des hadrons produits dans les intervalles d'angle polaire $11^\circ < \theta < 49^\circ$ ou $131^\circ < \theta < 170^\circ$.

Sa résolution est pratiquement identique à celle du HCAL-B.

Chambres à muons (MUF)

Elles sont constituées de 2 plans de tubes à dérive, de fonctionnement identique à ceux du MUB. Le premier plan est situé à 460 cm du centre du détecteur (à l'intérieur du calorimètre hadronique). Le second, est placé 40 cm plus loin et la direction des tubes qui le constituent est perpendiculaire à celle des tubes constituant le premier plan.

La résolution sur chaque point mesuré est de 1 mm.

Le STIC

Il s'agit de deux calorimètres électromagnétiques, placés en $|z| = 2.20$ m, destinés à détecter les électrons et les photons émis dans les régions d'angle polaire $2^\circ < \theta < 11^\circ$ et $169^\circ < \theta < 178^\circ$. Ils sont constitués d'une alternance de plaques de plomb et de scintillateurs placés perpendiculairement aux faisceaux. Les scintillateurs sont lus par des fibres optiques. La résolution sur l'énergie est $\sigma(E) = 0.0152 + 0.135/\sqrt{E}$.

Le STIC est utilisé pour mesurer la luminosité délivrée par le LEP. La sélection des événements Bhabha est essentiellement fondée sur l'énergie déposée dans chacun des deux calorimètres et sur la position relative des deux gerbes électromagnétiques: un événement Bhabha est en effet caractérisé par deux électrons émis dos à dos et d'énergie voisine de l'énergie du faisceau.

Pour estimer la luminosité, il est nécessaire de calculer la section efficace visible très précisément par intégration de la section efficace différentielle de la diffusion Bhabha entre $\theta_{\min}$ et $\theta_{\max}$, les angles polaires délimitant l'acceptance géométrique du STIC. Ce calcul fait intervenir, à l'ordre le plus bas, quatre diagrammes: deux dans la voie t et deux dans la voie s ; les électrons échangeant un Z^0 ou un photon.

A faible angle polaire, ce processus est dominé par l'échange du photon dans la voie t , qui donne une contribution divergente à la section efficace différentielle lorsque l'angle polaire tend vers 0.

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{\text{Born}}}{d\cos\theta} &= \frac{\alpha^2}{2s} \frac{4 + (1 + \cos\theta)^2}{(1 - \cos\theta)^2} \\ \sigma_{\text{vis}}^{\text{Born}}(\theta_{\min}, \theta_{\max}) &= \frac{16\pi\alpha^2}{s} \left(\frac{1}{\theta_{\min}^2} - \frac{1}{\theta_{\max}^2} \right)\end{aligned}$$

La section efficace visible dépend donc fortement de $\theta_{\min}$ qui doit par conséquent être connu avec une grande précision. La principale incertitude sur la mesure de la luminosité vient de l'incertitude sur la position du point d'interaction, qui induit une incertitude sur $\theta_{\min}$.

2.2.4 Système de déclenchement

Il n'est pas possible d'enregistrer sur support magnétique permanent la réponse de tous les détecteurs après chaque croisement de faisceau: ce serait une opération trop coûteuse en temps et en mémoire. De plus, c'est inutile car il ne se produit pas d'événement intéressant à chacun de ces croisements. Il s'agit donc de réduire le plus rapidement possible le flux de données inutiles entre les différents détecteurs et le dispositif de lecture/enregistrement. Quatre niveaux de déclenchement procédant par étapes de plus en plus sélectives sont utilisés pour cela.

La décision de premier niveau est faite à partir de l'information individuelle apportée par les détecteurs ayant la réponse la plus rapide (de l'ordre de $3.5 \mu\text{s}$): ID, OD, FCA, FCB TOF, HOF, MUB, EMF et scintillateurs de la HPC. Le second niveau utilise en plus les détecteurs à réponse moins rapide (TPC, HPC et MUF) et recherche des combinaisons de détecteurs. Une réponse positive du second niveau intervient $39 \mu\text{s}$ après le croisement des faisceaux et déclenche la lecture de l'électronique de chaque détecteur qui prend environ 2.7 ms . Typiquement, un temps mort de 3% est introduit par le système de déclenchement et de lecture.

Les niveaux 3 et 4 sont utilisés hors-ligne pour éliminer une grande partie du bruit de fond résiduel, qu'il provienne de la machine ou de processus physiques de moindre intérêt. Le niveau 3 reprend la logique du niveau 2 en l'appliquant avec plus de précision, alors qu'au niveau 4, les événements sont déjà soumis à une pré-analyse de physique.

La fréquence d'enregistrement des événements est ainsi de l'ordre de quelques Hertz à LEP II. Elle est dominée par des événements provenant de la diffusion Bhabha

et par ceux qui ont une trace chargée unique (utilisés pour estimer les efficacités de reconstruction des traces).

Les informations apportées par chaque détecteur sont ensuite utilisées pour reconstruire les traces laissées dans l'expérience par chacune des particules l'ayant traversée. Cette procédure est décrite ci-dessous.

2.2.5 La reconstruction des traces

La reconstruction des particules chargées

La détermination des caractéristiques des particules chargées ayant traversé le détecteur passe par plusieurs étapes. La première consiste à reconstruire des éléments de traces (TE) dans chacun des détecteurs; l'information de chaque détecteur est traitée à l'aide d'un algorithme spécifique. La seconde associe les TE de différents détecteurs. Pour cela chaque TE de chaque détecteur est extrapolé aux détecteurs voisins, puis un algorithme recherche les associations les plus vraisemblables. Ensuite, les paramètres des traces (rayon de courbure, paramètre d'impact, angles de production) sont ajustés. On tente ensuite d'associer les gerbes électromagnétiques et hadroniques aux traces chargées reconstruites. Un dernier ajustement est réalisé, prenant en compte le résultat du premier ajustement et l'information calorimétrique associée.

La reconstruction des particules neutres

Lorsque la recherche des gerbes associées aux traces des particules chargées est terminée, il en reste un ensemble qui n'ont pas été associées. Elles sont considérées comme provenant des particules neutres.

2.2.6 Identification

Une fois que la trace de chaque particule est reconstruite et que ses paramètres ont été ajustés, il est possible de procéder à son identification. Dans l'analyse de données qui sera décrite par la suite, seule l'identification des électrons et des muons sera utilisée. C'est donc uniquement elle qui va être décrite ci-dessous.

Muons

Les muons sont des leptons chargés qui interagissent relativement peu avec la matière et qui ont une durée de vie de 660 m/c: ils traversent donc l'ensemble des détecteurs sans se désintégrer, en déposant l'énergie correspondant au minimum d'ionisation. Ils induisent des signaux dans les détecteurs de traces chargées, ils interagissent très peu avec les calorimètres hadronique et électromagnétique: en général, ils les traversent et arrivent dans les chambres à muons qu'ils traversent aussi.

Les muons sont essentiellement identifiés à l'aide des points mesurés par le MUB et le MUF. Cette association est recherchée en extrapolant la trajectoire de la trace chargée reconstruite avec les détecteurs dédiés (VD, ID, TPC, OD, ...) vers les chambres à muons. Pour décider si une trace doit être considérée comme un muon, une coupure est appliquée sur la valeur du χ^2 de l'ajustement des paramètres de la trace quand les points qui lui sont associés dans les chambres à muons sont pris en compte.

Ainsi un muon est identifié à l'aide de deux critères: le nombre de points associés dans les chambres à muons et la valeur du χ^2 de l'ajustement. L'efficacité de la procédure et la pureté du lot de muons obtenu sont fonctions des valeurs des coupures appliquées sur ces critères.

Pour l'analyse des désintégrations semi-leptoniques des paires W^+W^- , il est judicieux de choisir une grande efficacité d'identification des muons; le bruit de fond pourra être réduit par d'autres coupures par la suite. La procédure d'identification choisie a une efficacité de l'ordre de 95% pour des muons isolés de 45 GeV.

Electrons

Les électrons sont des leptons chargés stables qui interagissent plus intensément avec la matière que les muons. Ils déposent une énergie équivalente au minimum d'ionisation dans les détecteurs de traces chargées et produisent une gerbe électromagnétique dans les calorimètres électromagnétiques. De plus, ils ont tendance à subir des interactions secondaires avec la matière des autres détecteurs.

Les électrons énergétiques, tels que ceux produits par exemple dans les désintégrations semi-leptoniques des paires W^+W^- , peuvent être identifiés à l'aide de plusieurs critères. Les plus communs sont l'énergie de la gerbe électromagnétique associée à la trace chargée considérée et la distance entre l'extrapolation de la trace chargée reconstruite et la gerbe électromagnétique.

La probabilité pour qu'un électron soit mesuré avec les caractéristiques de la trace considérée est calculée à partir des distributions connues de ces variables pour les électrons. Cette probabilité est utilisée comme critère d'identification des électrons. En fonction de la valeur de celle-ci, les traces chargées sont réparties en différentes catégories.

A LEP II, des désaccords sont observés entre les distributions des données et du Monte-Carlo pour les variables utilisées pour construire cette probabilité. On ne peut donc utiliser cette approche pour rechercher les électrons provenant de la désintégration d'un $W^\pm$. Des critères plus simples et plus robustes ont été choisis (voir chapitre suivant).

2.3 Conclusion

Les analyses présentées dans cette thèse utilisent les événements collectés par l'expérience DELPHI entre 1996 et 1998 aux énergies de collision de 161.3, 172.1, 182.6 et 188.7 GeV; à chacune de ces énergies, une luminosité intégrée de, respectivement, 10, 10, 50 et 155 pb^{-1} a été enregistrée.

Les événements de ces lots doivent être triés pour ne retenir que ceux qui ont une grande probabilité de provenir du processus étudié (la production de paires W^+W^-). Dans ce but, un certain nombre de variables cinématiques sont reconstruites pour chaque événement. Pour sélectionner efficacement les événements produits par ce processus il est nécessaire d'utiliser les impulsions des traces chargées (produites en grand nombre), dans une moindre mesure celles des traces neutres et, pour les états finals semi-leptoniques l'identification des leptons d'énergie élevée (entre 30 et 70 GeV). Mis à part le RICH, tous les détecteurs sont donc utilisés dans ces analyses. Le détecteur de vertex n'est toutefois utilisé que pour la détermination de la trajectoire des traces, les vertex de désintégration ne présentant pas un grand intérêt dans ce type d'analyses.

Pour mesurer des sections efficaces (totales ou différentielles), il est nécessaire de connaître l'efficacité de sélection, le taux de contamination par les bruits de fond, ainsi que la fonction de résolution expérimentale. Pour estimer ces valeurs, les processus de physique mis en jeu aux énergies considérées sont simulés puis passés au travers d'une simulation complète du détecteur (DELSIM). Ensuite, les événements simulés peuvent être analysés par le programme de reconstruction des traces, puis par le programme de sélection et d'analyse des événements. Ainsi, il est possible d'estimer les efficacités de sélections des divers processus de physique et les fonctions de résolution expérimentales. La bonne maîtrise des caractéristiques des différents

détecteurs est indispensable pour estimer précisément ces quantités; en particulier, la connaissance de la distribution de matière à l'intérieur de l'appareillage est de première importance pour prendre en compte tous les effets liés aux interactions secondaires. La mauvaise prise en compte de certains éléments constituant l'appareillage ou de certaines de ses caractéristiques entraîne une mésestimation des efficacités et des fonctions de résolution. Ceci entraîne des biais expérimentaux qui peuvent s'avérer non négligeables comparés aux autres sources d'incertitudes. Ainsi les particules émises dans la région avant rencontrent une grande quantité de matière et la simulation de la reconstruction des traces dans cette région s'avère particulièrement délicate. D'une façon générale, une attention particulière sera accordée à tous les signes de désaccord entre données et simulation.

Une autre quantité importante pour la détermination de sections efficaces est la luminosité intégrée. Celle-ci est extraite des données expérimentales par l'estimation du nombre d'événements Bhabha à faible angle polaire (i.e. dans l'acceptance du STIC). En revanche la précision sur l'énergie de collision est largement suffisante pour la mesure des couplages.

Les chapitres suivants détaillent la sélection des événements, la mesure des sections efficaces totales et différentielles ainsi que l'extraction des couplages trilinéaires.

Chapitre 3

La sélection des événements

L'objectif de ce chapitre est de décrire les procédures utilisées pour sélectionner les événements engendrés par la désintégration d'une paire W^+W^- . Les performances des procédures de sélection conditionnent la valeur des incertitudes statistiques sur les mesures de sections efficaces; il est donc nécessaire d'apporter un soin particulier à leur mise au point. Ceci va de paire avec une bonne maîtrise de tous les processus intervenant aux énergies de collision considérées.

La première section de ce chapitre expose en détails les critères objectifs en fonction desquels la sélection doit être optimisée. Suit une description de l'ensemble des processus mis en jeu à LEP II. La sélection des événements est décrite ensuite pour les deux états finals considérés.

3.1 Remarques générales sur la sélection des événements

D'un point de vue général, l'objectif d'une sélection est de retenir le plus d'événements possible du processus étudié et de rejeter au mieux tous les autres. Ainsi, pour juger des performances d'une sélection, est on amené à définir deux variables: l'efficacité (ϵ) et la pureté (p). La première est définie comme la proportion du nombre d'événements du signal sélectionnés; autrement dit, c'est la probabilité pour qu'un événement du signal soit gardé par la procédure de sélection. La seconde reflète la proportion de bruit de fond résiduel contenue dans le lot d'événements sélectionnés; autrement dit, c'est la probabilité pour qu'un événement sélectionné provienne du signal.

Pour un processus donné, il s'agit de trouver une procédure de sélection qui fasse le meilleur compromis entre une efficacité élevée au prix d'une pureté faible et l'opposé. En fait, la meilleure procédure de sélection sera celle qui permettra de calculer les sections efficaces avec la plus petite incertitude. La section efficace totale (σ) d'un processus s'estime à l'aide de l'expression suivante:

$$\sigma = \frac{n - B}{\epsilon \mathcal{L}} \quad (3.1)$$

où n est le nombre d'événements sélectionnés, B le nombre moyen d'événements de bruit de fond attendu et $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée délivrée par l'accélérateur. Pour un nombre d'événements suffisamment grand, l'incertitude statistique $\Delta\sigma_{stat}$ s'écrit:

$$\Delta\sigma_{stat} = \frac{\sqrt{n}}{\epsilon \mathcal{L}} \quad (3.2)$$

donc

$$\frac{\Delta\sigma_{stat}}{\sigma} = \frac{\sqrt{n}}{n - B} \quad (3.3)$$

or, si l'on note N le nombre total d'événements du signal produits, on a

$$\epsilon = \frac{n - B}{N} \quad \text{et} \quad p = \frac{n - B}{n} \quad (3.4)$$

donc

$$\frac{\Delta\sigma_{stat}}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \times \frac{1}{\sqrt{\epsilon p}} \quad (3.5)$$

Par conséquent, l'incertitude statistique (relative) est inversement proportionnelle à la racine carrée du produit de l'efficacité par la pureté. Pour obtenir une procédure de sélection performante, il faudra donc essayer de rendre le produit de l'efficacité par la pureté le plus grand possible. La figure 3.1 montre la valeur de $\Delta\sigma_{stat}/\sigma$ en fonction de ϵp pour différentes valeurs de N ; ces valeurs ont été choisies de manière à représenter la taille des différents lots de données analysés par la suite.

L'incertitude totale sur la mesure de la section efficace combine l'incertitude statistique avec les incertitudes systématiques. Cette combinaison est une somme quadratique, dans la mesure où toutes les densités de probabilités associées aux incertitudes s'apparentent à des distributions gaussiennes.

La détermination des incertitudes systématiques rencontre deux problèmes essentiels:

- le premier est que, parfois, il n'existe pas de procédure rigoureuse pour déterminer un effet systématique;

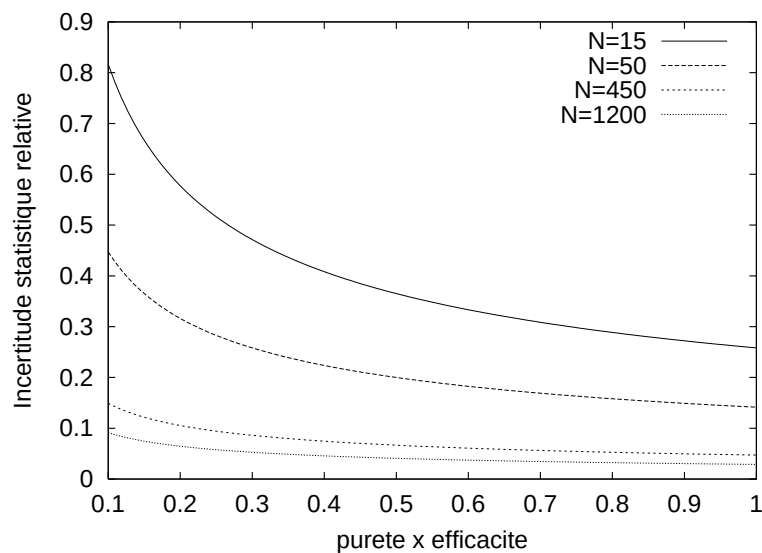


Figure 3.1 : Valeur de l'incertitude statistique en fonction du produit de l'efficacité par la pureté pour différentes valeurs du nombre total d'événements du signal (N).

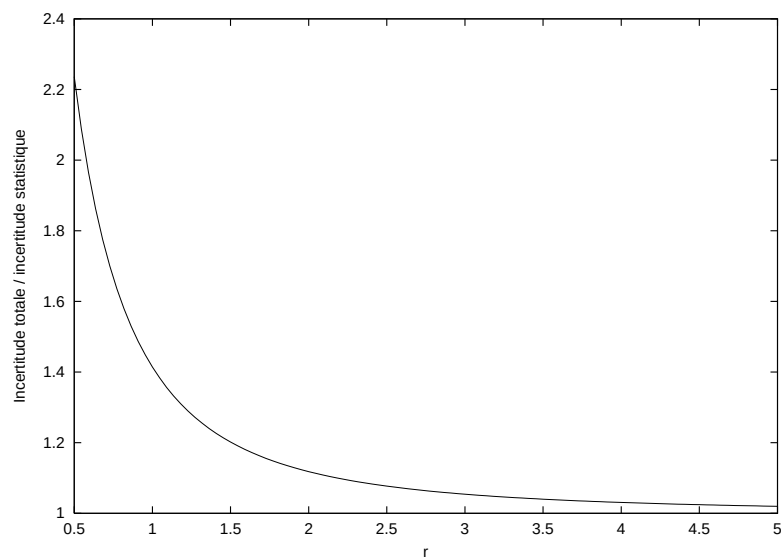


Figure 3.2 : Contribution relative de l'incertitude systématique à l'incertitude totale en fonction du rapport de l'incertitude statistique sur l'incertitude systématique (r).

- le second est que la liste des contributions systématiques n'est complète que par rapport à la liste des biais de mesure pressentis; rien ne garantit son exhaustivité.

Pour illustrer la première de ces deux difficultés, considérons l'incertitude sur l'efficacité de sélection d'un processus donné. Celle-ci reçoit, essentiellement, deux contributions: l'une provient de la statistique du Monte-Carlo utilisé pour l'intégration numérique et l'autre de la description imparfaite de l'appareillage dans la simulation. La première de ces contributions peut être déterminée rigoureusement tandis que la seconde ne peut s'estimer qu'indirectement. L'incertitude systématique totale n'aura donc pas une signification aussi claire que l'incertitude statistique (68.3% de niveau de confiance).

Il faut ajouter que, le plus souvent, les diverses contributions à l'incertitude systématique peuvent être diminuées par des études plus précises. Pour reprendre l'exemple précédent, l'incertitude statistique sur l'efficacité de sélection peut être facilement diminuée en augmentant le nombre d'événement générés. Par ailleurs, l'incertitude systématique a tendance à augmenter quand la procédure de sélection devient plus complexe. Dans ce cas, lors de l'élaboration de la procédure de sélection, l'augmentation de l'efficacité et de la pureté se fait au détriment de l'incertitude systématique. Il est donc important de prendre garde à ce que la réduction de l'incertitude statistique obtenue par une amélioration de la procédure de sélection ne soit pas compensée par une augmentation plus grande encore de l'incertitude systématique.

La contribution systématique devra donc, tant que faire se peut, être relativement petite par rapport à l'incertitude statistique. L'incertitude totale garde ainsi une valeur aussi faible que possible et une signification statistique précise.

L'incertitude totale s'écrit

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{stat} \times \left(1 + 1/r^2\right)^{1/2} \quad (3.6)$$

où r est le rapport de l'incertitude statistique sur l'incertitude systématique:

$$r = \frac{\Delta\sigma_{stat}}{\Delta\sigma_{syst}}$$

La figure 3.2 montre le rapport $\Delta\sigma/\Delta\sigma_{stat}$ en fonction de r . On essaiera de maintenir la contribution de l'incertitude systématique à l'incertitude totale inférieure à typiquement 20%, soit un rapport r supérieur à 1.5. Pour les procédures de sélection mises au point dans cette thèse, les valeurs de ϵp valent typiquement 0.7; l'examen

de la figure 3.1 montre qu'il faut augmenter notablement la valeur de ce produit si l'on veut que l'incertitude statistique soit diminuée substantiellement. D'autre part, la valeur de r est à peu près égale à 1.5; la figure 3.2 montre que pour que la systématique donne une petite contribution à l'incertitude totale, la valeur de r ne doit pas beaucoup changer. Les valeurs obtenues de r et ϵp pour les procédures mises au point peuvent ainsi être considérées comme optimales, dans le sens où il n'est pratiquement plus possible d'améliorer la sélection sans se heurter à une apparition rédhibitoire de contributions systématiques importantes.

Les données analysées dans cette thèse ont été prises entre 1996 et 1998 à des énergies de collision d'environ 161, 172, 184 et 189 GeV. La première de ces énergies constitue un cas un peu particulier car c'est ici que la section efficace du signal est la plus petite et la section efficace du bruit de fond principal (la production de paires quark-antiquark) est la plus élevée. La procédure de sélection sera donc nécessairement plus sévère à 161 GeV qu'aux autres énergies: au fur et à mesure que l'énergie augmente, la procédure de sélection utilisera des critères moins sévères et sera plus performante. Il est donc important de disposer de procédures de sélection spécifiques pour chacun des lots de données analysés.

La section suivante présente l'ensemble des processus mis en jeu à LEP II, leur connaissance étant importante pour la mise au point des sélections d'événements. Ensuite, la description des diverses procédures mises au point pour la sélection des deux états finaux majoritaires, l'hadronique et le semi-leptonique, sont détaillées. L'état final purement leptonique n'a pas été étudié pour deux raisons: le nombre d'événements attendus est faible dans ce canal (il ne représente que $\sim 10\%$ des désintégrations des paires W^+W^-); et de plus, l'information cinématique accessible est relativement pauvre à cause de l'émission des deux neutrinos qui ne sont pas mesurés par l'appareillage, rendant encore plus grande l'incertitude statistique sur l'ajustement des sections efficaces différentielles lors de la détermination des couplages.

3.2 Les processus observés à LEP II

La figure 3.3 montre les sections efficaces totales de la plupart des réactions mises en jeu dans les collisions e^+e^- prédites par le Modèle Standard lorsque l'énergie de collision est comprise entre 100 et 250 GeV. Sur cette figure, chacune des réactions est étiquetée par le nom des particules auxquelles la collision donne naissance. Dans la majorité des cas, elles ne sont pas stables et ce sont les produits de leurs désintégrations qui constituent le véritable état final. On peut considérer qu'il existe deux grandes catégories d'état finaux: ceux à 2 fermions et ceux à 4 fermions. S'y

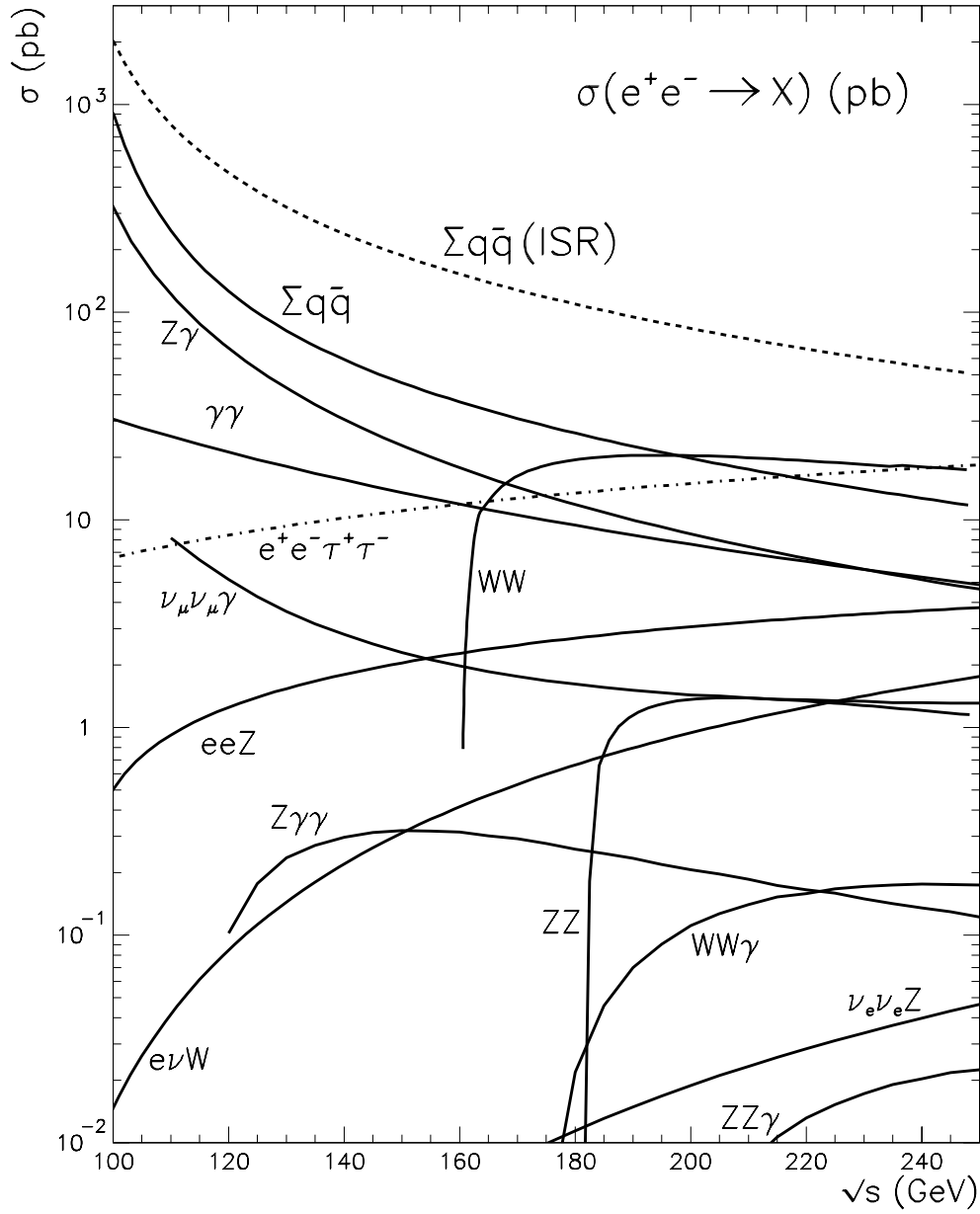


Figure 3.3 : Les sections efficaces des processus observés en fonction de l'énergie de collision. Le domaine d'énergie de LEP II est compris entre 161 et 200 GeV. La section efficace de production de paires quark-antiquark est représentée avec (tirets) et sans (ligne continue) retour radiatif

ajoute le cas particulier des événements engendrés par les processus dits “à 2 photons” (ou “collisions $\gamma - \gamma$ ”). Ces derniers sont les événements les plus fréquemment observés : leur section efficace totale vaut plusieurs nanobarns.

Durant toute leur propagation, et en particulier juste avant d’entrer en collision, les électrons et les positons des faisceaux peuvent émettre un ou plusieurs photons chacun. Ce *rayonnement dans l’état initial* a une conséquence importante pour les collisions : l’énergie de collision effective ($\sqrt{s'}$), communément appelée *énergie réduite*, peut s’avérer sensiblement inférieure à la somme des énergies des faisceaux. L’énergie rayonnée avant la collision (E_γ) et $\sqrt{s'}$ sont reliés par l’expression

$$s' = s - 2E_\gamma\sqrt{s} \quad (3.7)$$

La radiation dans l’état initial doit absolument être prise en compte lors du calcul des prédictions du Modèle Standard. Son effet est particulièrement important pour la description des processus de production de paires fermion-antifermion dont il va être question dans la seconde partie de cette section. Dans un premier temps, les processus de production de 4 fermions auront été présentés. Enfin, il sera question des autres interactions possibles lors des croisements de faisceaux (collisions photon-photon et bruit de fond parasite).

3.2.1 Les états finals à 4 fermions

On peut distinguer deux grandes classes de diagrammes pour ces processus (voir figure 3.4). La première, dite *classe abélienne*, ne met en jeu que des couplages entre un boson et deux fermions ; tandis que la seconde, appelée *classe non-abélienne*, fait aussi intervenir des couplages à trois bosons de jauge.

La production de paires W^+W^- fait intervenir trois diagrammes, dont deux sont non-abéliens. Il faut noter que la désintégration de cette paire produit des états finals accessibles par d’autres processus. Les termes d’interférence entre les deux types de processus (W^+W^- et bruit de fond à 4 fermions) sont de faible importance et seront négligés dans un premier temps de l’analyse. Il faudra néanmoins évaluer les effets systématiques introduits.

D’autres processus produisent des états finals à quatre fermions différents de ceux engendrés par la décroissance des paires W^+W^- . Il s’agit soit de la production d’une paire de Z^0 (qui sera abrégée par ZZ), soit de la production d’un boson de jauge et d’une paire lepton-antilepton : $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ (abrégée par Zee), ou $e^+e^- \rightarrow W e \nu$ (abrégée par $W e \nu$). Ce dernier processus interfère avec la production de paires W^+W^- . Il ne doit être pris en compte que si les simulations sont faites en négligeant les termes d’interférence.

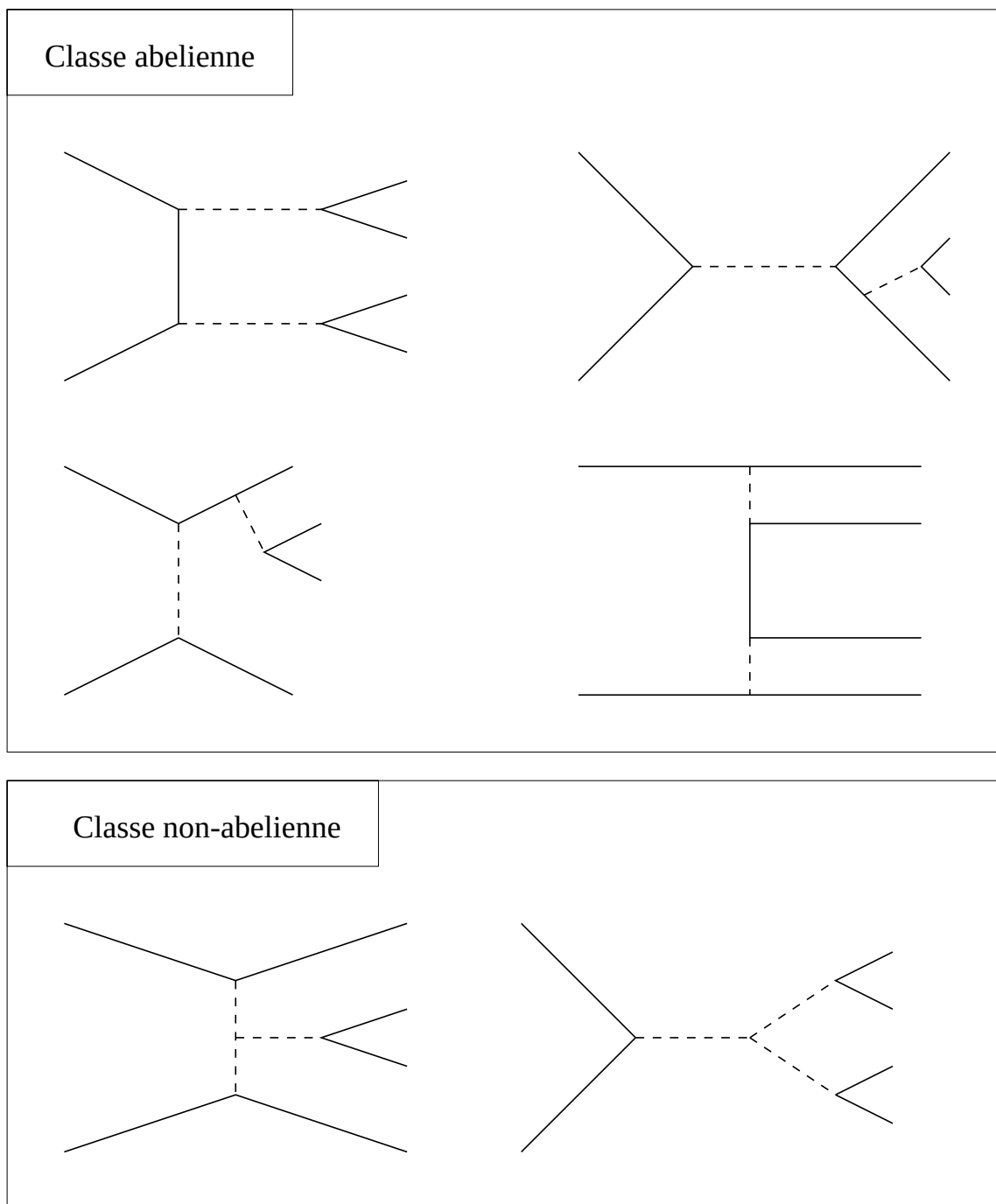


Figure 3.4 : Les différentes classes de processus à 4 fermions. Les traits pleins représentent des fermions et les tirets des bosons de jauge (γ , Z^0 ou $W^\pm$).

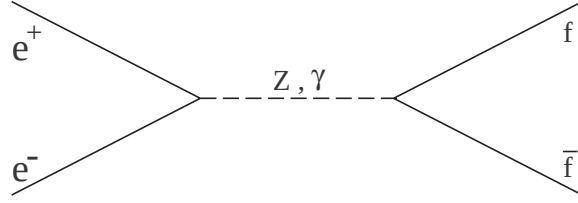


Figure 3.5 : Diagramme contribuant, à l'ordre le plus bas, à la production de paires de fermions.

Il existe plusieurs générateurs simulant ces processus. Le programme PYTHIA [23] ne prend pas en compte les diagrammes non-résonnants et permet donc de calculer des efficacités de sélection pour la production de paires de bosons. Le programme EXCALIBUR [12] rend compte des interférences avec les diagrammes résonnants et peut être utilisé pour générer plus précisément l'ensemble des états finals à 4 fermions. La fragmentation et l'hadronisation des quarks est simulée à l'aide du programme JETSET [23].

3.2.2 Les états finals à 2 fermions

Les deux fermions de ces états finals sont le produit de la désintégration d'un γ ou d'un Z^0 , produit dans la voie s par l'annihilation e^+e^- . Dans le cas de la diffusion Bhabha, ce processus interfère avec l'échange de ces mêmes bosons dans la voie t . Les diagrammes représentant ces processus à l'ordre le plus bas, dans le cas où les fermions de l'état final ne sont pas des électrons, sont représentés en figure 3.5. Le cas où le fermion est un électron est décrit au chapitre précédent dans la section consacrée à la mesure de la luminosité (voir 2.2.3).

La section efficace différentielle $d\sigma/dE_\gamma$ de ce processus peut s'écrire en fonction de $\sqrt{s'}$ comme le produit de la fonction de radiation d'un électron $p(E_\gamma)$ et de la section efficace élémentaire $\sigma(s')$, calculée avec les diagrammes de la figure 3.5. La fonction $p(E_\gamma)$ décroît rapidement tandis que $\sigma(s')$ présente un grand pic à $\sqrt{s'} \simeq M_Z$. Le produit de ces deux fonctions confère une structure à deux pics à la section efficace différentielle $d\sigma/d\sqrt{s'}$ lorsque $\sqrt{s} > M_Z$. Ceci est illustré sur la figure 3.6 pour $\sqrt{s} = 189$ GeV.

La proximité de la résonance du Z^0 rend donc très probable l'émission d'un photon très énergétique ($E_\gamma \simeq 70$ GeV pour $\sqrt{s} = 189$ GeV) qui amène l'énergie de collision effective au voisinage du pic du Z^0 . Cet effet est appelé *retour radiatif*. La

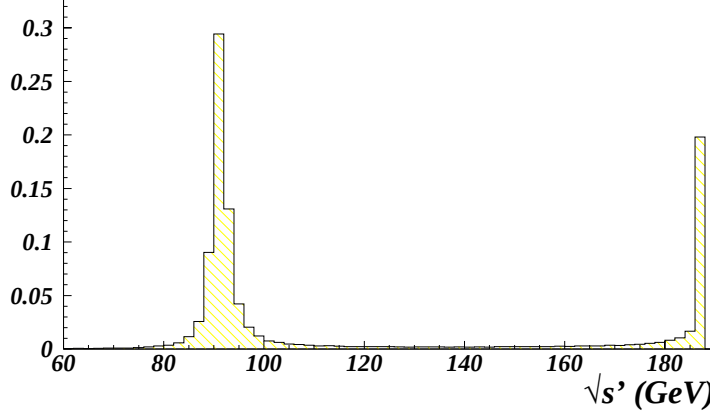


Figure 3.6 : La distribution de l'énergie de collision effective engendrant des états finals à deux quarks telle qu'elle est prévue par le programme PYTHIA, lorsque l'énergie de collision est de 189 GeV.

distribution des photons ainsi émis est très piquée à faible angle polaire. Ainsi, 2/3 de ces photons sont perdus dans le tube des faisceaux; l'événement détecté présente alors une topologie caractéristique avec une grande impulsion manquante dans la direction Oz .

La production de paires de quarks constitue le bruit de fond dominant pour la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. La section efficace de ce processus, dans la gamme d'énergies de collision de LEP II, est de l'ordre de 100 pb comme le montre la figure 3.3.

Le générateur PYTHIA a été utilisé pour simuler cette classe d'événements. La fragmentation et l'hadronisation des quarks étant modélisée à l'aide du programme JETSET. Ces programmes ont été calibrés sur les données prises à LEP I.

3.2.3 Les collisions photon-photon

Il s'agit en fait de la diffusion d'un électron du faisceau par un positon qui s'accompagne de la production de hadrons. Cette diffusion se fait dans le canal t par l'échange d'un photon. Ce dernier excite le vide et produit ainsi les hadrons.

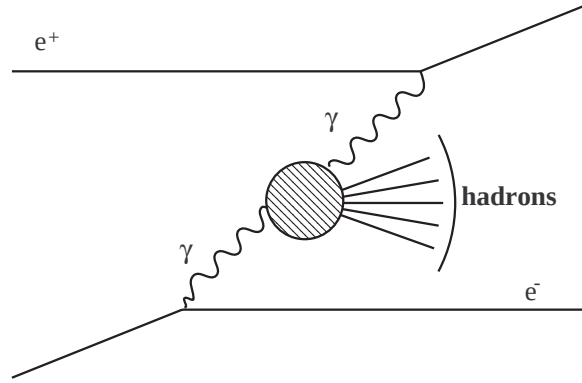


Figure 3.7 : Diagramme représentant la diffusion electron-positron avec production de hadrons; ce processus est aussi appelé collision photon-photon.

La figure 3.7 schématise le processus. Il peut aussi s'interpréter comme la collision de deux photons émis par les électrons du faisceau.

Le processus le plus simple à imaginer est le couplage d'une paire quark-antiquark aux photons virtuels; cette paire se fragmentant en donnant des hadrons. Mais cette production de hadrons fait en général intervenir des processus non-perturbatifs et des modèles spécifiques doivent être utilisés pour les simuler.

Les deux électrons sont en général diffusés à très petit angle ($d\sigma/d\cos\theta \sim \theta^{-4}$) et ne sont pas détectés. La grande majorité de ces interactions mettent en jeu une petite fraction de l'énergie des faisceaux. L'énergie transverse des événements ainsi produits est donc en général très faible. Une grande partie de ces événements n'est donc pas détectée ou est rejetée par le système de déclenchement.

Les événements engendrés par cette interaction ne constituent donc pas -à priori- un bruit de fond gênant pour la sélection des paires W^+W^- . Néanmoins, comme la valeur de la section efficace visible est, aux énergie de LEP II, de l'ordre de quelques nanobarns, c'est à dire environ 100 fois plus élevée que celle de production de paires W^+W^- et 10 fois plus élevée que celle de production de paires quark-antiquark, il faut s'assurer que les événements provenant des collisions photon-photon sont efficacement éliminés.

Certains états finals à 4 fermions interfèrent avec ce processus de diffusion. Lors de la génération des différents processus à l'aide de programmes spécifiques à chacun d'eux, il faut prendre soin d'éviter les redondances que la prise en compte de ces interférences dans plusieurs générateurs différents peut engendrer. Des coupures sont

appliquées sur la virtualité des photons au moment de la génération des collisions photon-photon dans ce but.

3.2.4 Les bruits de fond parasites

Des particules ayant une autre origine que l'interaction entre les faisceaux peuvent venir perturber la mesure d'un événement ou même en créer un nouveau. Ces particules ont principalement pour origine le rayonnement cosmique, l'interaction de particules des faisceaux avec le tube à vide ou avec le gaz résiduel contenu dans ce dernier. On observe également des interactions dues aux photons synchrotron ou entre les particules du faisceau et le rayonnement thermique du tube à vide.

Ces particules ont en général la propriété de passer loin du point d'interaction et sont donc éliminées par une sélection des traces appropriée.

3.3 La sélection des traces

Cette sélection a plusieurs objectifs. Le premier est l'élimination de traces reconstruites qui ne proviennent pas de l'interaction entre les faisceaux. Il peut s'agir de vraies particules qui ont traversé le détecteur ou bien de bruits électroniques qui donnent lieu à la reconstruction d'une trace fictive par le programme de reconstruction. De telles traces peuvent en général être éliminées à l'aide du paramètre d'impact, défini comme la distance d'approche minimale entre la trace et le point d'interaction, car elles ont une très faible probabilité de passer par le centre géométrique de l'appareillage. Les variables ρ_z et $\rho_{R\phi}$ sont définies comme les projections du paramètre d'impact sur, respectivement, l'axe Oz et le plan xy . De plus, l'incertitude sur l'énergie de la trace, qui résulte de l'ajustement de son rayon de courbure ou des caractéristiques des calorimètres, peut aussi se révéler très utile.

Certaines catégories de traces sont mal décrites par la simulation. Il peut y avoir plusieurs raisons à cela. Il peut - par exemple - s'agir des interactions secondaires des particules dans la matière des détecteurs dans une région où cette matière n'est pas décrite très précisément dans la simulation de l'appareillage. Ou bien de particules primaires de faible énergie dont l'efficacité de détection est mal simulée. D'une manière générale, il faudra éliminer au mieux les traces susceptibles d'être mal mesurées ou simulées, afin de ne pas biaiser l'analyse (typiquement les traces de basse impulsion).

La sélection des traces chargées fait intervenir l'impulsion (p) de la trace, l'incertitude associée, et les paramètres d'impact. Les traces chargées retenues pour l'analyse sont celles qui répondent aux critères suivants:

- $p > 400 \text{ MeV}$
- $\frac{\Delta p}{p} < 1.0$
- $|\rho_z| < 4 \text{ cm}$ et $|\rho_{R\phi}| < 4 \text{ cm}$

Ces coupures permettent de ne garder que les traces les mieux mesurées provenant du point d'interaction et pour lesquelles la simulation est fiable.

De plus, le programme de reconstruction des traces recherche les vertex d'interactions secondaires des particules dans le détecteur. Il y a donc, de ce point de vue, deux types de traces: celles qui subissent une interaction secondaire et celles qui proviennent d'une telle interaction. Une trace peut, éventuellement, faire partie de ces deux catégories. Afin de ne pas faire de double comptage, les seules traces retenues seront celles qui ne font pas d'interaction secondaire. Autrement dit, il s'agit soit des traces primaires qui n'ont pas réinteragi avec le détecteur, soit des traces secondaires ne réinteragissant pas. Le taux de traces ainsi rejetées est de $5.62 \pm 0.03\%$ dans la simulation et de $6.40 \pm 0.06\%$ dans les données. Le nombre de ces traces est donc sous-estimé par la simulation d'un facteur 1.14 environ. Cette sous-estimation provient de la description incomplète de la matière à l'intérieur de l'appareillage.

Les figures 3.8 et 3.9 montrent les distributions de l'impulsion et des angles polaires des traces chargées ainsi sélectionnées. On peut voir que le nombre de traces de basse impulsion est sous estimé par la simulation; cela provient essentiellement de la description des interactions secondaires des particules avec la matière de l'appareillage expérimental. On peut constater que la simulation sous-estime le nombre de traces chargées dans les régions avant ($\theta < 40^\circ$), aussi appelée *région C*, et arrière ($\theta > 140^\circ$), aussi appelée *région A*; de plus, les désaccords observés ne sont pas les mêmes en A et C: le nombre de traces est largement plus sous-estimé par la simulation dans la région C que dans la région A.

La distribution de la longueur (l) des traces reconstruites et sélectionnées dans les régions A et C (figure 3.10), révèle que l'excès de traces réelles est concentré dans l'intervalle $2.0 < l < 2.4 \text{ m}$ et aussi pour $l \simeq 1.5 \text{ m}$; ceci affecte les deux côtés A et C. Dans la région A, cet excès est compensé par un déficit de traces plus longues; ce qui n'est pas le cas dans la région C.

Puisque le désaccord observé peut être localisé dans une distribution ne faisant pas intervenir les paramètres physiques des traces (énergie, direction), l'excès observé

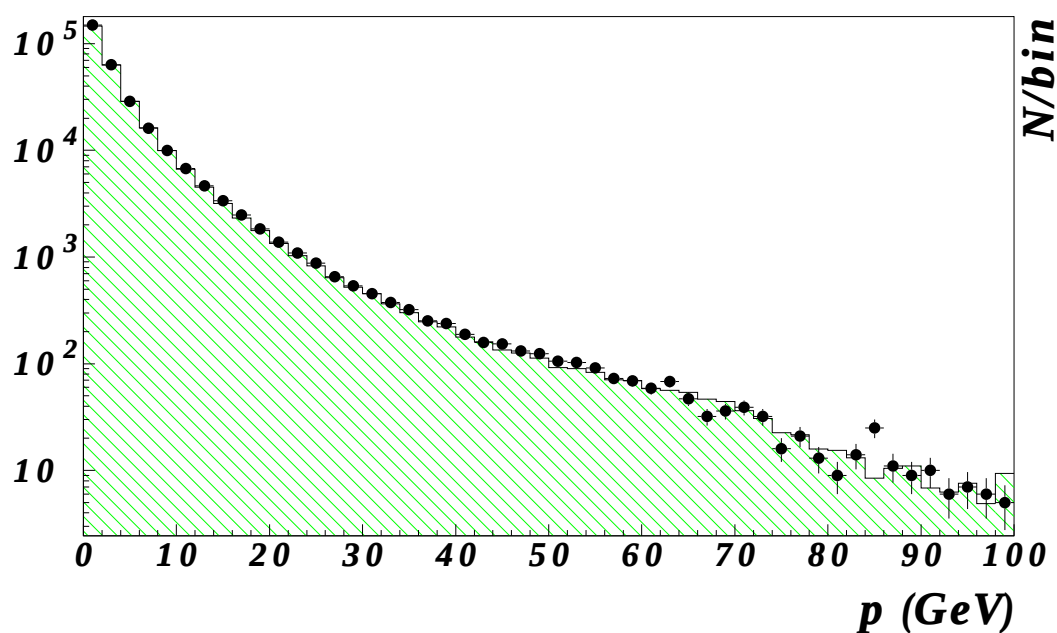
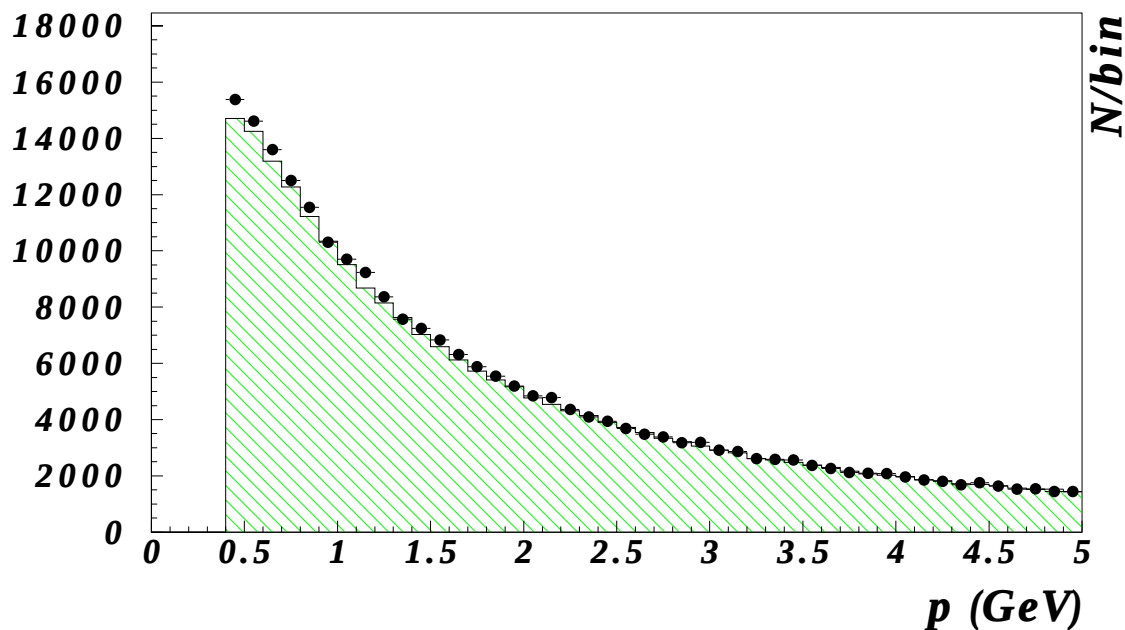


Figure 3.8 : Distributions réelles (points) et simulées (histogramme) de l'impulsion des traces chargées à une énergie de collision de 189 GeV. Chacune des figures montre un domaine d'impulsion différent: celle du haut montre la distribution pour les traces d'impulsion inférieure à 5 GeV et celle du bas pour les traces ayant une impulsion inférieure à 100 GeV.

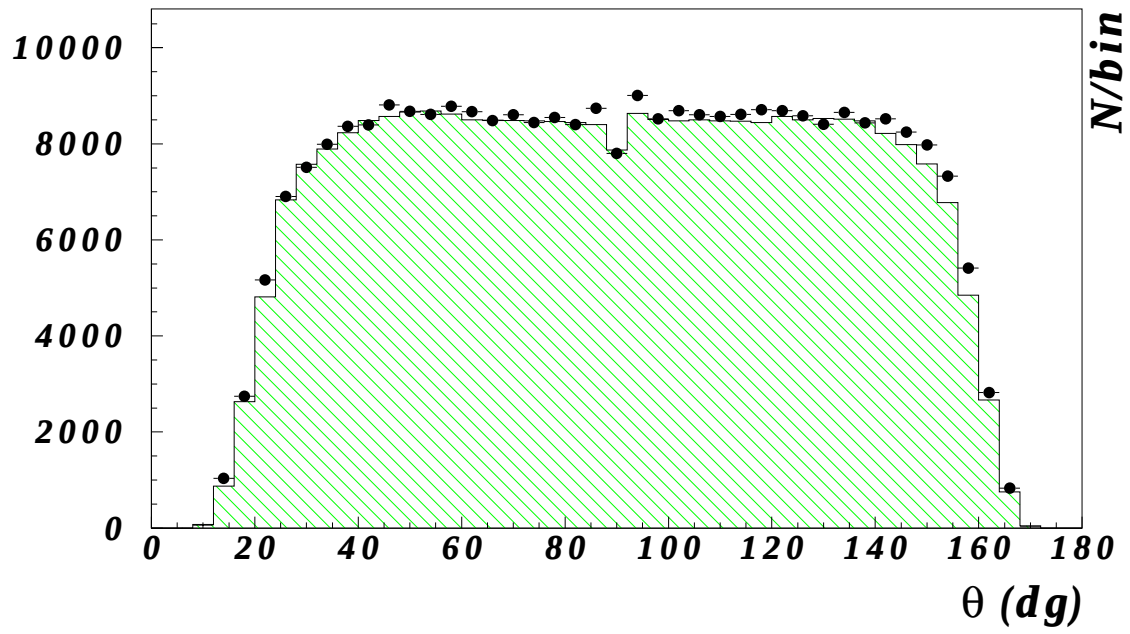


Figure 3.9 : *Distribution réelles (points) et simulées (histogramme) de l'angle polaire des traces chargées sélectionnées.*

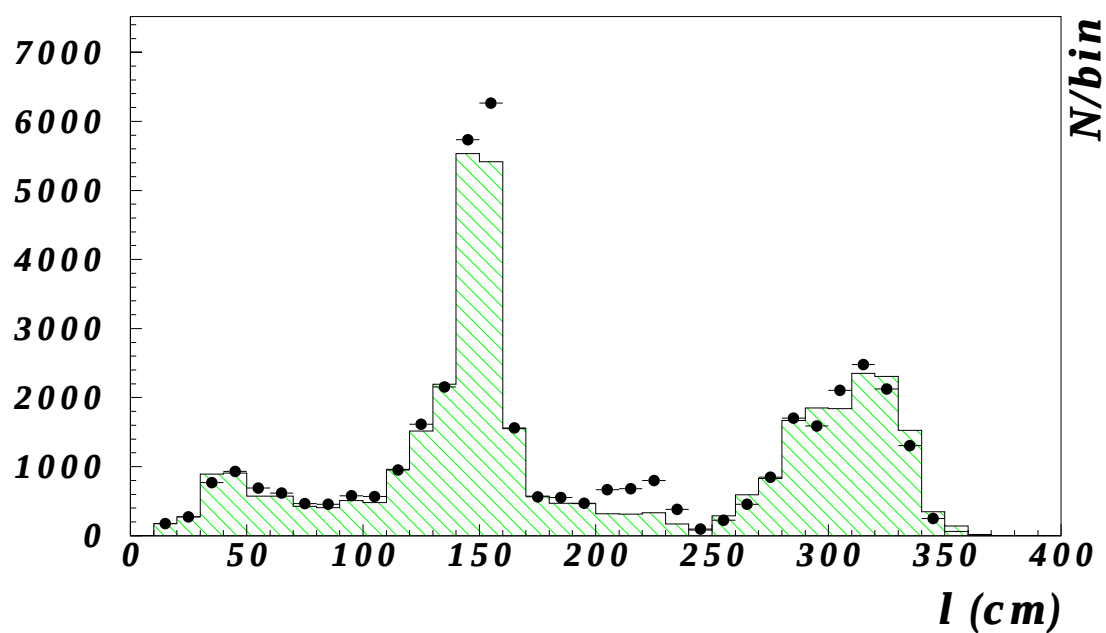
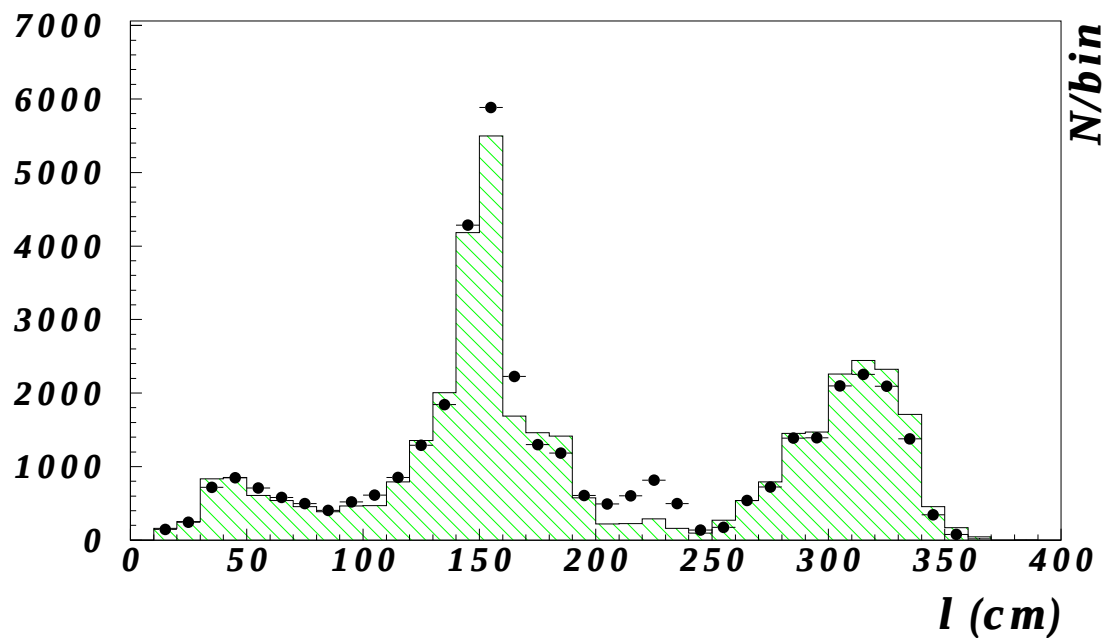


Figure 3.10 : Distribution réelles (points) et simulées (histogramme) de la longueur des traces sélectionnées ayant un angle polaire inférieur à 40° (figure du haut) et supérieur à 140° (figure du bas).

dans les distributions de l'angle polaire des traces chargées ne provient donc pas d'un processus de physique absent de la simulation mais plutôt d'un problème lié à la simulation de l'appareillage.

Il y a plusieurs problèmes envisageables pour expliquer cet excès de traces, les deux plus vraisemblables étant :

- un dédoublement de traces individuelles et
- la mauvaise simulation de la matière dans une certaine zone de l'appareillage.

Le dédoublement de traces se manifeste par la reconstruction de deux traces distinctes à partir des éléments de trace induits dans les détecteurs par une seule particule. Ce type de problème survient quand la position relative des différents détecteurs n'est pas suffisamment bien connue. Ceci n'arrive que dans les données réelles : dans la simulation, ces positions sont supposées parfaitement maîtrisées.

La mauvaise simulation de la matière dans une certaine zone de l'appareillage peut induire une sous-estimation du nombre de traces secondaires produites dans cette région.

Pour mieux comprendre l'origine de ce désaccord, on peut comparer le nombre de traces dans les données réelles et simulées faisant intervenir différentes combinaisons de détecteurs pour reconstruire les traces chargées. Cette comparaison peut se faire pour toutes les traces ou seulement pour certaines catégories. Dans les régions A et C, les combinaisons faisant intervenir à la fois FCA et FCB sont surestimées par la simulation. En revanche, les combinaisons ne faisant intervenir que FCA sont sous-estimées. Ceci suggère que les associations d'éléments de traces de FCA et FCB sont plus difficiles à effectuer dans les données que dans la simulation. Cela provient du fait que dans cette dernière, la position relative des différents détecteurs est parfaitement connue, alors que dans les données réelles des effets de désalignement peuvent survenir. De plus l'excès de traces ayant une longueur de $2.20 \pm 0.20\text{m}$ observé dans les régions A et C, ne semble pas provenir d'une combinaison de détecteurs particulière.

Une information supplémentaire sur l'origine de ce désaccord peut être apportée par la distribution de l'angle entre chacune des traces chargées sélectionnées et la trace chargée la plus proche : dans le cas de dédoublement de traces dans les données réelles (effet de désalignement), un excès de données réelles est attendu à très petit angle (de l'ordre du degré). Si l'effet provient d'interactions secondaires mal simulées, l'excès est attendu pour des valeurs typiques de l'angle entre deux traces d'une gerbe ($\sim 2^\circ$). La figure 3.11 montre la distribution de ces angles pour les traces chargées

des régions A et C. La séparation de la contribution des deux effets est toutefois délicate et une telle distribution ne permet pas de trancher définitivement; l'excès a certainement pour origine un mélange de ces deux effets.

La recherche de vertex secondaires d'interaction dans la région avant est difficile à mettre en œuvre. Il est donc difficile de reconnaître les traces primaires des secondaires dans cette région; et donc de mettre en évidence la catégorie de traces qu'il faudrait supprimer pour obtenir un meilleur accord entre données et simulation. Pour les analyses présentées dans cette thèse, les traces sélectionnées des régions A et C ne subissent aucun traitement particulier pour remédier à ce désaccord. Néanmoins, les biais potentiels induits par ce défaut de la simulation seront évalués et pris en compte au titre d'une incertitude systématique. Ce point sera détaillé dans la partie consacrée à leur évaluation dans le chapitre concernant la mesure des couplages à trois bosons de jauge.

Les traces neutres (gerbes hadroniques ou électromagnétiques non associées à des traces chargées) sont retenues si la mesure de leur énergie (E) est telle que:

- $E > 500 \text{ MeV}$
- $\frac{\Delta E}{E} < 1.0$

L'ensemble des différents désaccords observés sera globalement pris en compte dans l'estimation des incertitudes systématiques.

3.4 Présélection des événements

La grande majorité des événements de bruit de fond peut être éliminée par quelques coupures simples. Il s'agit en particulier des processus à deux leptons dans l'état final ou des collisions de deux photons.

Les variables utilisées pour éliminer ces bruits de fond sont la multiplicité chargée (N_{ch}), l'énergie chargée (E_{ch}), l'énergie radiale (E_{rad}) et l'énergie transverse (E_{trans}). L'énergie des traces chargées est calculée à l'aide de la mesure de l'impulsion, en supposant que la particule est un pion. Celle des neutres est directement estimée à l'aide des calorimètres.

La multiplicité chargée est définie comme le nombre de traces chargées sélectionnées dans l'événement; et l'énergie radiale comme la somme quadratique de l'énergie totale dans l'EMF côté A et de l'énergie totale dans l'EMF côté C. Les

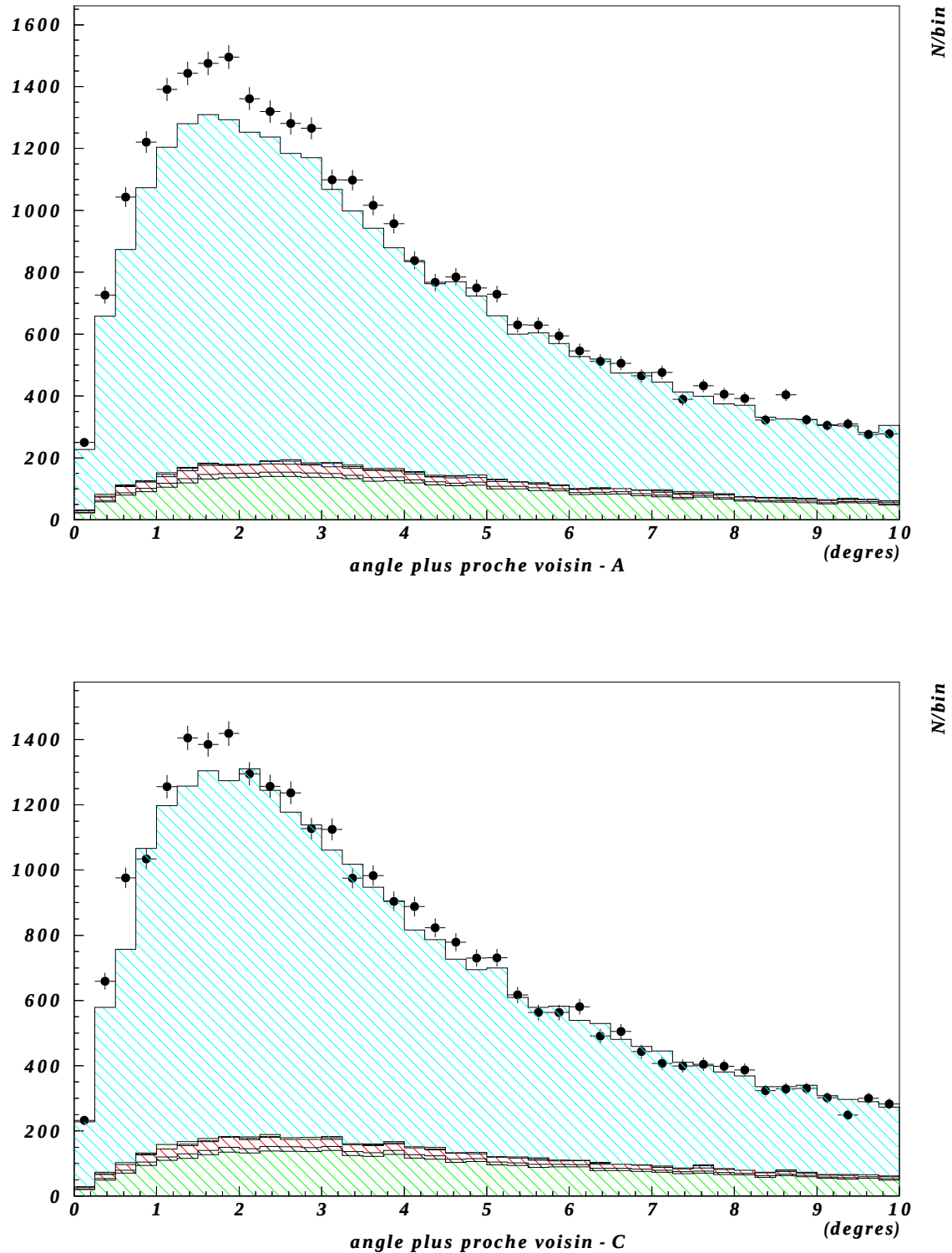


Figure 3.11 : Distributions réelles (points) et simulées (histogramme) de l'angle entre chaque trace sélectionnée et sa plus proche voisine pour les traces ayant un angle polaire inférieur à 40° (haut) ou supérieur à 140° (bas).

autres variables sont définies par:

$$\begin{aligned} E_{ch} &= \sum_{i=1}^{N_{ch}} E_i \\ E_{trans} &= \sum_i |E_i \times \sin \theta_i| \end{aligned}$$

La présélection appliquée à tous les lots d'événements impose les conditions suivantes:

$$\begin{aligned} N_{ch} &> 5 \\ E_{ch} &> 0.1\sqrt{s} \\ E_{rad} &< 0.45\sqrt{s} \\ E_{trans} &> 0.2\sqrt{s} \end{aligned}$$

Elles permettent d'éliminer pratiquement tous les événements de type Bhabha, $Z^0 \rightarrow l^+l^-$, et ceux provenant de collisions photon-photon. Après cette présélection, une procédure de sélection spécifique à chaque état final est appliquée.

3.5 Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$

Cet état final, dit *purement hadronique*, se caractérise par la présence de 4 quarks. Chacun d'entre eux se fragmente pour donner naissance à un ou plusieurs jets de hadrons. Cet état final engendre donc des événements caractérisés par une grande multiplicité, une énergie visible élevée et par au moins 4 jets de hadrons.

Le principal bruit de fond est composé des événements provenant de l'état final $q\bar{q}\gamma$, en particulier lorsque plusieurs gluons énergétiques sont rayonnés. Comme cela a déjà été décrit, ces événements se répartissent en deux catégories selon qu'un photon énergétique a été rayonné dans l'état initial ou non. Dans le premier cas, l'événement est aisément éliminé après reconstruction de l'énergie de collision effective. Dans le second cas, il est nécessaire de faire intervenir des critères topologiques.

Cette section est divisée en deux parties. La première expose comment les différentes observables utilisées pour sélectionner l'état final purement hadronique sont déterminées; dans la seconde, l'implémentation des critères de sélection est détaillée.

3.5.1 Reconstruction des observables

Impulsion des quarks

Il est d'abord nécessaire de retrouver les jets résultant de la fragmentation et de l'hadronisation des quarks. Pour cela, des regroupements de traces sont recherchés à l'aide de l'algorithme LUCLUS [23]. Celui-ci commence par calculer la "distance"

$$d_{ij}^2 = \frac{4|p_i|^2|p_j|^2 \sin^2(\theta_{ij}/2)}{(|p_i| + |p_j|)^2}$$

entre tous les couples de traces (i, j) de l'événement; $|p_i|$ est la valeur absolue de la quantité de mouvement de la trace i et θ_{ij} l'angle séparant les deux directions des traces i et j . Il recherche ensuite le couple de traces donnant la distance minimale, pour le remplacer par une seule trace dont la 4-impulsion est la somme de celles des deux traces combinées. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que la distance minimale entre deux jets soit supérieure à une valeur seuil (notée d_{join}). Dans ce cas, le nombre de jets reconstruits est différent d'un événement à l'autre et est caractéristique de la topologie de chaque événement. Aux énergies de LEP II, d_{join} vaut typiquement quelques GeV. Alternativement, la procédure peut aussi être arrêtée quand un certain nombre de jets est atteint. Dans ce cas, le nombre de jets est fixé pour tous les événements analysés. C'est la distance minimale restante qui est alors caractéristique de la topologie de chaque événement; cette distance sera notée $d_{join}(n-1, n)$ lorsque le nombre de jets sera fixé à n .

La recherche des impulsions des 4 quarks se fait en fixant le nombre de jets à 4. Lorsqu'un événement provenant du bruit de fond est reconstruit, ces quatre jets ont pour origine les deux quarks et des gluons énergiques rayonnés lors de la fragmentation.

L'énergie mesurée des jets est, en général, inférieure à celle du quark initial. L'absence de détection des neutrinos et les trous d'acceptance de l'appareillage sont à l'origine de la perte d'une partie de l'impulsion des jets. Cet effet est pris en compte à l'aide d'un ajustement cinématique contraint qui permet de reconstruire plus précisément les différentes observables. Le signal et le bruit de fond sont ainsi plus efficacement séparés. Il faut toutefois signaler que cet ajustement ne permet pas de corriger les éventuelles différences entre données et simulation. Il peut même y être sensible puisque les différents paramètres qu'il utilise (voir ci-dessous) doivent être déterminés à l'aide de la simulation.

L'idée directrice de l'ajustement est de s'aider de la conservation de la 4-impulsion totale pour retrouver les caractéristiques des 4 quarks à partir des 4-impulsions

mesurées des jets. Il s'agit donc d'ajouter une 4-impulsion à chacun des jets mesurés de façon à respecter ces lois de conservation.

En fait, cette correction est décomposée de la manière suivante: la 3-impulsion mesurée de chaque jet est corrigée par un facteur A_i (i est le numéro du jet) et la composante transversale de la correction est décomposée suivant deux directions $\hat{p}_i^{\perp 1}$ et $\hat{p}_i^{\perp 2}$ perpendiculaires entre elles et à la direction mesurée du jet. Si l'on note respectivement $\vec{P}_i$ et $\vec{p}_i$ les 3-impulsions calculée et mesurée du jet i , la correction s'écrit:

$$\vec{P}_i = A_i \vec{p}_i + b_i \hat{p}_i^{\perp 1} + c_i \hat{p}_i^{\perp 2}$$

les variables A_i , b_i et c_i sont à déterminer pour chaque événement. Pour chaque événement, il y a donc $3 \times 4 = 12$ variables à déterminer et les lois de conservation imposent 4 contraintes. Il faut donc avoir recours à un ajustement de ces 12 variables dans lequel les contraintes sont imposées par l'utilisation d'un multiplicateur de Lagrange. Si les vraies valeurs des corrections ont des distributions gaussiennes, le maximum de vraisemblance est un χ^2 . C'est le cas pour les distributions de b_i et c_i mais pas pour A_i . Pour pouvoir utiliser un χ^2 , il est nécessaire d'utiliser une variable transformée (a_i) définie par

$$A_i = e^{a_i}.$$

Le maximum de vraisemblance s'écrit:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^4 \left(\frac{a_i - \overline{a_i}}{\sigma a_i} \right)^2 + \left(\frac{b_i - \overline{b_i}}{\sigma b_i} \right)^2 + \left(\frac{c_i - \overline{c_i}}{\sigma c_i} \right)^2$$

où $\overline{a_i}$, $\overline{b_i}$ et $\overline{c_i}$ sont les valeurs attendues pour chacune des variables et σa_i , σb_i et σc_i les incertitudes associées. Ces paramètres sont déterminés à l'aide de la simulation des événements. La figure 3.12 illustre l'effet de cet ajustement cinématique sur la mesure de l'énergie des jets.

Énergie réduite

L'énergie de collision effective correspond à la masse invariante de l'événement sans les photons émis dans l'état initial. L'estimation de cet invariant nécessite donc de commencer par rechercher ces photons. Ensuite, plusieurs méthodes peuvent être appliquées pour estimer la masse invariante. Celle qui pourrait sembler la plus directe, à savoir calculer directement cette masse à partir des énergies et impulsions mesurées des traces, n'est pas suffisamment précise. Il faudra soit utiliser les informations cinématiques les mieux mesurées, soit avoir recours à un ajustement cinématique.

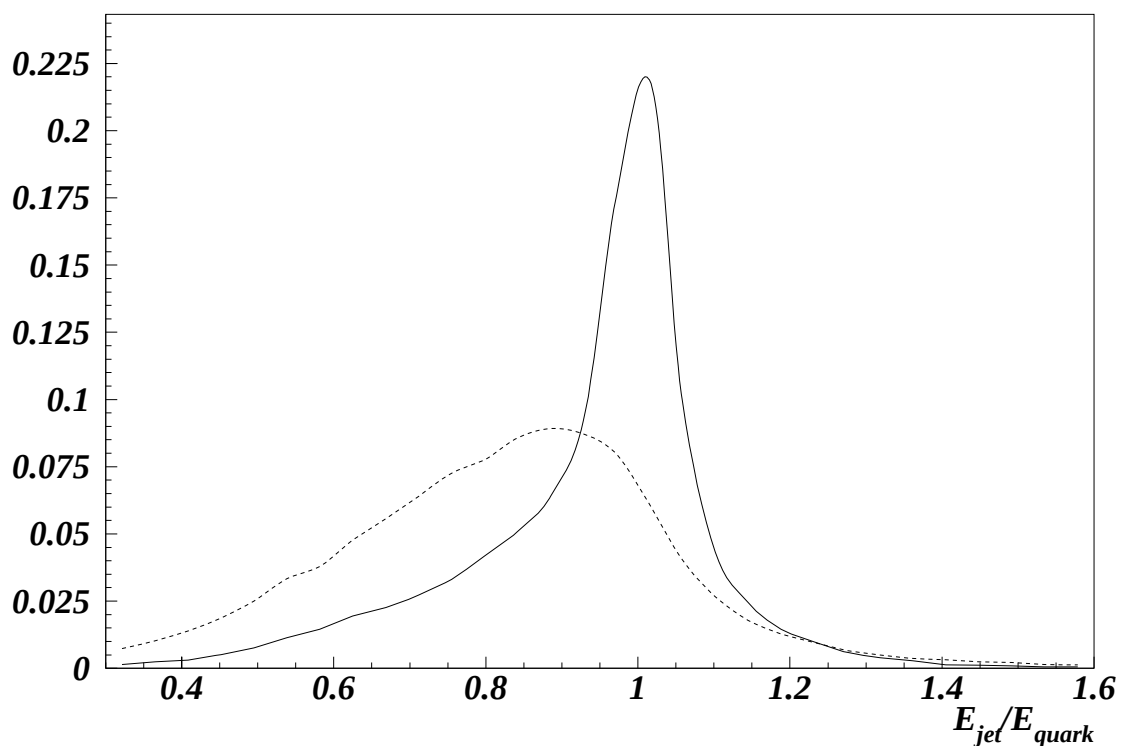


Figure 3.12 : *Effet de l'ajustement cinématique contraint sur la résolution de l'énergie d'un quark. La ligne pleine (resp. tiretée) représente la distribution après (resp. avant) l'ajustement cinématique contraint. L'axe des ordonnées est gradué en unités arbitraires.*

Les photons rayonnés dans l'état initial ayant une influence notable sur $\sqrt{s'}$ sont ceux dont l'énergie excède typiquement 10 GeV. Si le photon est très énergétique, le reste de l'événement est propulsé dans la direction opposée, ce qui se traduit, en général, par une isolation du photon par rapport au reste de l'événement. Ces photons sont recherchés parmi l'ensemble des gerbes électromagnétiques de l'événement. Les gerbes retenues sont celles qui ont une énergie supérieure à 10 GeV et qui répondent à un critère d'isolation. Ce dernier est exprimé par l'angle entre la gerbe et la trace chargée de plus de 1 GeV la plus proche. La coupure sur ce critère dépend de l'énergie de la gerbe (voir [24] pour plus de précisions).

Plusieurs méthodes sont utilisables pour estimer l'énergie réduite. La plus directe utilise la relation 3.7 qui relie $\sqrt{s'}$ à l'énergie du photon (E_γ). Cette méthode n'est cependant pas utilisée à priori, pour deux raisons: dans un grand nombre de cas, le photon (énergétique) est émis dans la direction du tube des faisceaux et n'est donc pas détecté, la relation 3.7 n'est alors pas utilisable; si, par contre, le photon est détecté, la résolution des calorimètres électromagnétiques est souvent insuffisante pour concurrencer deux autres méthodes possibles.

La première des deux autres méthodes fait intervenir une règle triangulaire et la seconde un ajustement cinématique. Dans les deux cas, les traces restantes après la recherche des photons sont regroupées en jets à l'aide d'un algorithme s'apparentant à LUCLUS, appelé DURHAM. La différence résidant dans la définition de la distance utilisée. Dans le cas de DURHAM, elle est notée y pour permettre de la distinguer de celle utilisée dans LUCLUS. Il n'y a pas, pour ce type d'analyse, de raison fondamentale qui incite à choisir un algorithme plutôt que l'autre: tous les deux sont bien adaptés et conduisent à des résultats très semblables.

Si la règle triangulaire est utilisée, le nombre de jets est fixé à deux. La direction des quarks et du rayonnement dans l'état initial, et en particulier les angles qui les séparent, sont reliés par:

$$E_\gamma = \left(\frac{\sin \alpha_{12}}{\sin \alpha_{12} + \sin \alpha_{1\gamma} + \sin \alpha_{2\gamma}} \right) \sqrt{s}$$

Dans ce cas, il est implicitement supposé que la radiation dans l'état initial est composée d'un photon énergétique unique. Ce qui est le plus souvent le cas. Les angles α_{ij} sont définis en figure 3.13. Cette relation permet de calculer l'énergie du photon rayonné (et donc l'énergie de collision effective en utilisant la relation 3.7) dans tous les cas:

- lorsqu'il est détecté, elle permet de donner une mesure de E_γ plus précise que les calorimètres;

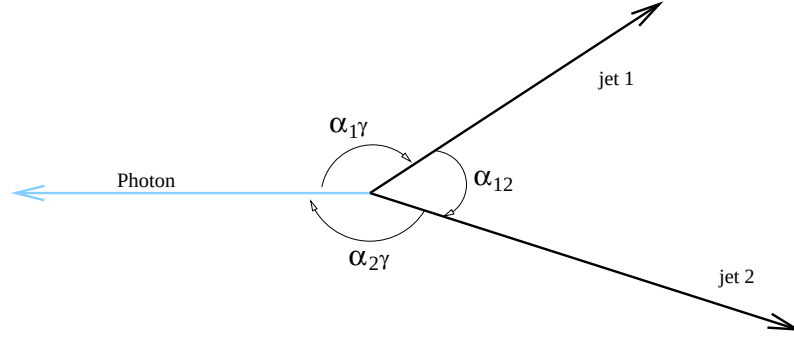


Figure 3.13 : Définition des angles utilisés dans l'estimation de E_γ par la règle triangulaire.

- lorsqu'il n'est pas détecté, on peut raisonnablement supposer, à cause de la distribution angulaire de ces photons, qu'il a été émis dans le tube des faisceaux. Le sens est déterminé par celui de l'impulsion manquante de l'événement.

Dans le cas d'un rayonnement double où les deux photons sont émis dans des directions différentes, cette relation n'est plus valable et sur-estime l'énergie réduite. Il peut aussi arriver que le photon ne soit pas détecté; en particulier, s'il est émis dans l'une des régions $35 < \theta < 40^\circ$ ou bien $140 < \theta < 145^\circ$ qui sépare l'EMF et la HPC. Dans ce cas aussi, cette méthode donne une mauvaise estimation de l'énergie réduite car comme le photon n'est pas détecté, il est supposé être émis dans le tube du faisceau, ce qui biaise la mesure des angles. Toutefois, ce cas est assez rare à cause de la distribution en angle polaire des photons rayonnés dans l'état initial.

La méthode triangulaire est bien adaptée à la mesure de l'énergie réduite des événements $q\bar{q}\gamma$ car elle suppose que la topologie observée provient d'un événement de ce type: un photon énergétique et deux quarks qui se fragmentent en deux jets dans l'état final. Pour d'autres types d'états finals, la reconstruction en deux jets est beaucoup moins justifiée. En particulier, la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ a un nombre naturel de jets égal à 4, et forcer la reconstruction en 2 jets ne donne pas une bonne détermination de la direction des $W^\pm$. Pour pouvoir mieux séparer le signal du bruit de fond, une méthode plus universelle d'estimation de l'énergie réduite s'avère mieux adaptée.

Après la recherche des photons énergétiques isolés, les jets sont reconstruits sans faire d'hypothèse sur leur nombre. Le choix de la valeur limite de la distance est effectué afin de reconstruire le nombre "naturel" de jets: les paires fermion-antifermion ont majoritairement 2 jets, parfois 3, plus rarement 4, tandis que les états finals à 4

quarks sont majoritairement reconstruits en 4 ou 5 jets. La valeur qui a été choisie est $y = 0.002$ avec l'algorithme DURHAM.

Chaque jet et chaque photon sont alors individuellement corrigés (de la même manière que dans la reconstruction des quatre quarks) en exigeant que les trois contraintes

$$\begin{aligned}\sum p_{xi} &= 0 \\ \sum p_{yi} &= 0 \\ |\sum p_{zi}| &= \sqrt{s} - \sum E_i\end{aligned}$$

soient vérifiées. Ces contraintes imposent la conservation de l'énergie-impulsion totale avec l'hypothèse qu'un (ou plusieurs) photons ont été perdus dans le tube des faisceaux. C'est cette méthode de reconstruction qui est la plus efficace pour différencier les événements $q\bar{q}\gamma$ avec un retour radiatif de la production de paires W^+W^- .

3.5.2 Critères de sélection

Les mêmes variables ont été utilisées à toutes les énergies de collision pour sélectionner l'état final hadronique provenant de la production de paires W^+W^- . En revanche, la valeur des coupures a été adaptée pour chaque énergie. La procédure de sélection va être décrite de façon générale, puis les valeurs des différentes coupures pour chaque énergie de collision seront résumées dans un tableau.

Les événements du bruit de fond $q\bar{q}\gamma$ dont le photon est très énergétique sont éliminés à l'aide de l'estimation de l'énergie réduite. La topologie en 4 jets est exigée en effectuant une coupure sur $d_{join}(3,4)$ qui élimine des événements du bruit de fond n'ayant pas un grand nombre naturel de jets. Le bruit de fond restant est composé d'événements provenant de paires de quarks ayant rayonné des gluons suffisamment énergiques pour engendrer des jets supplémentaires. Une grande partie de ces événements sont rejetés par des coupures sur une variable discriminante et sur le nombre de particules par jet (n_i), l'événement étant rejeté si la multiplicité en traces chargées d'au moins un des jets est inférieure à la valeur de la coupure appliquée.

La variable discriminante (D_0) est définie par :

$$D_0 = \frac{\theta_{min} E_{min}}{E_{max}(E_{max} - E_{min})}$$

où E_{max} (resp. E_{min}) est l'énergie du jet le plus (resp. le moins) énergétique de l'événement; et $\theta_{min} = \min(\theta_{ij})$ avec θ_{ij} l'angle entre le jet i et le jet j . Aux énergies

proches du seuil cinématique, une coupure sur cette variable a été utilisée pour la sélection des événements. A plus haute énergie, il s'est révélé plus efficace de faire varier la valeur de cette coupure en fonction de la valeur de $d_{join}(3,4)$; autrement dit de la distance séparant les 4 jets. Pour cela il est équivalent de construire une variable D en combinant les valeurs de D_0 et $d_{join}(3,4)$. Si cette combinaison est linéaire, la variable obtenue est un discriminant de Fischer. Un tel discriminant se construit facilement avec des variables aléatoires ayant des distributions à peu près gaussiennes pour le signal et le bruit de fond. C'est le cas pour la variable $d_{join}(3,4)$ mais pas pour D_0 . Afin d'optimiser la construction de ce discriminant, une transformation est appliquée à D_0 , définissant ainsi une variable équivalente D :

$$D = \frac{(D_0)^{0.1} - 1}{(D_0)^{0.1} + 1}$$

L'effet de cette transformation est essentiellement de changer l'intervalle de variation de la variable discriminante. La variable combinant linéairement D et $d_{join}(3,4)$ qui sépare le mieux le signal du bruit de fond est

$$D' = d_{join}(3,4) - 100 \times D$$

Pour affiner la sélection, la variable $d_{join}(2,3)$ et les second et quatrième moments de Fox-Wolfram ($H2$ et $H4$) peuvent être utilisées comme des variables supplémentaires sur lesquelles il est possible d'imposer des coupures. Le gain apporté par ces variables reste relativement modeste: elle permettent de réduire la section efficace attendue du bruit de fond (σ_b) de quelques dixièmes de pb .

Le tableau 3.1 résume les valeurs des coupures appliquées ainsi que les performances des sélections ainsi définies, et la figure 3.14 montre les distributions de quelques variables importantes pour cette sélection.

L'examen des distributions montrées sur la figure 3.14 indique que les données et la simulation sont en accord satisfaisant sauf pour la multiplicité du jet de plus basse multiplicité. Cette distribution présente deux composantes: l'une à faible valeur de la multiplicité et l'autre ayant une valeur moyenne de l'ordre de 10. La première composante provient essentiellement d'événements du bruit de fond: les jets provenant de gluons (rayonnés par les quarks de l'état final) ont souvent une multiplicité plus faible que ceux provenant des quarks eux-mêmes. La raison principale est que, en général, l'énergie du gluon rayonné reste plus faible que celle du quark. Le désaccord entre données et simulation est observé dans les deux composantes de la distribution: il semble y avoir un nombre de particules par jet plus élevé dans les données que dans la simulation. L'origine de cette différence peut-être double: soit l'algorithme modélisant la fragmentation sous-estime cette multiplicité; soit les

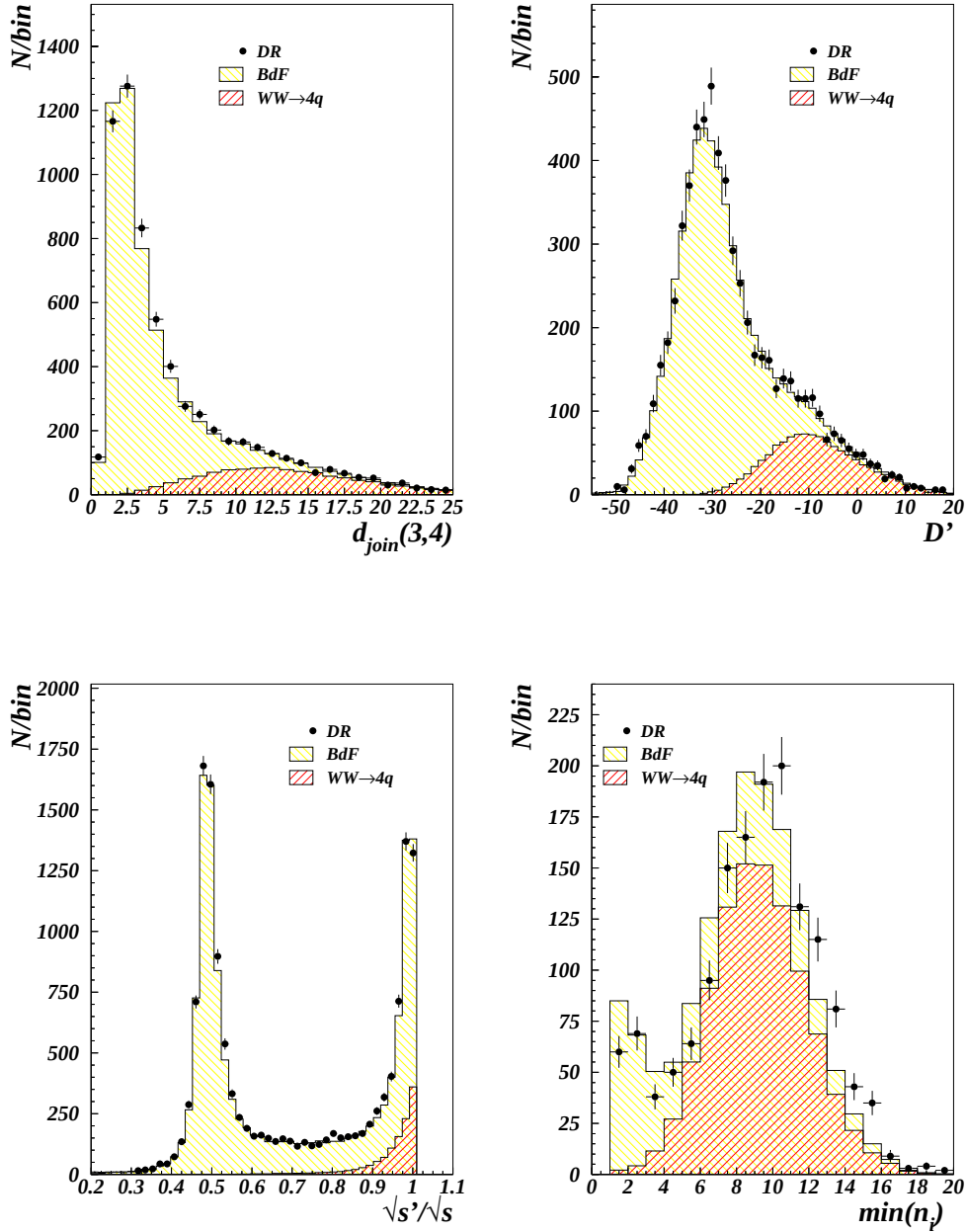


Figure 3.14 : Distributions des variables $d_{\text{join}}(3,4)$, D' , de l'énergie réduite (rapportée à l'énergie de collision) et de la multiplicité du jet de plus basse multiplicité ($\min(n_i)$). La surface sombre représente le signal simulé et la claire, le bruit de fond simulé. Les points représentent les données réelles. Pour la distribution de l'énergie réduite seule la présélection a été appliquée. Pour les autres distributions, la coupure sur l'énergie réduite a été appliquée préalablement; de plus, pour la distribution concernant la multiplicité du jet de plus basse multiplicité, toute la sélection a été appliquée à l'exception de la coupure sur cette variable.

Variable	161 GeV	172 GeV	183 GeV	189 GeV
$\sqrt{s'}$	> 115 GeV	> 100 GeV	> 120 GeV	> 125 GeV
$d_{join}(2, 3)$	-	-	> 11 GeV	-
$d_{join}(3, 4)$	> 6.5 GeV	> 6.0 GeV	> 5.5 GeV	> 5.5 GeV
n_i	> 3	> 3	> 3	> 3
D_0	> 0.013 GeV^{-1}	> 0.004 GeV^{-1}	-	-
D'	-	-	> -19.3	> -21.0
$H2$	-	-	< 0.6	< 0.55
$H4$	-	-	< 0.35	-
Efficacité	61.3%	82.7%	81.3%	85.2%
Pureté	30.8%	64.7%	79.3%	74.5%
σ_b	0.61 pb	2.14 pb	1.78 pb	2.21 pb

Tableau 3.1 : Valeurs des coupures appliquées à la sélection des événements entièrement hadroniques pour chacune des énergies de collision étudiées et performances des sélections ainsi définies exprimées en termes d'efficacité, de pureté et de bruit de fond résiduel (σ_b). La pureté est calculée avec la valeur de σ_{WW} prédite par le Modèle Standard.

efficacités de détection des traces dans certaines régions de l'appareillage sont mal décrites par la simulation. Ce dernier effet a déjà été vu sur la figure 3.9 dans les régions de faible angle polaire. L'effet de cette mauvaise description sur la mesure de la section efficace totale sera évalué dans le chapitre suivant.

L'examen du détail des procédures de sélection montrées dans la table 3.1 appelle un commentaire. C'est, comme prévu, à 161 GeV que la sélection est la moins performante. L'efficacité de sélection ainsi que la pureté sont petites comparées aux valeurs obtenues pour les autres énergies. Aux deux plus hautes énergies, les performances sont relativement proches. Cette variation des performances de la sélection en fonction de l'énergie de collision est due à la décroissance régulière de la section efficace du bruit de fond avec l'énergie et au comportement particulier de la section efficace totale du signal, comme cela a déjà été expliqué (voir 3.1). La coupure sur $d_{join}(2, 3)$ n'a été utilisée qu'à 183 GeV car pour les autres lots, soit elle n'apporte pas de gain dans les performances de la sélection, soit elle induit une incertitude systématique trop grande.

Le bruit de fond provient essentiellement d'états finals $q\bar{q}$, ZZ et $WW \rightarrow l\nu q\bar{q}$ qui interviennent, à 189 GeV, dans des proportions respectives de 73%, 17% et 10%.

3.6 Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow l\nu q\bar{q}$

L'état final semi-leptonique, dont la sélection est étudiée dans cette section, résulte de la décroissance de l'un des deux W de la paire W^+W^- en un lepton chargé et un neutrino et de l'autre W en une paire quark-antiquark. Il se caractérise par une multiplicité élevée (bien que plus petite que celle des événements hadroniques), par la présence d'un lepton chargé énergétique et isolé, et par une grande impulsion manquante due à la présence du neutrino (non détecté) dans l'état final.

La sélection de ces événements s'aborde en plusieurs étapes. Il s'agit d'abord de retrouver les caractéristiques des fermions de l'état final, à savoir du quark, de l'antiquark, du lepton chargé et du neutrino. Les quarks sont recherchés par l'intermédiaire des jets qu'ils produisent. Mais l'algorithme de recherche de jets doit être appliqué seulement aux hadrons qui proviennent des jets. Donc, avant d'appliquer cet algorithme il est nécessaire d'identifier le lepton chargé. Dans beaucoup d'événements du bruit de fond, un tel candidat peut être trouvé. Le but de cette procédure n'est pas d'exclure ces événements mais de retrouver avec la plus grande efficacité possible les leptons chargés dans les états finals semi-leptoniques. La sélection d'événements se fait par la suite, à l'aide de variables topologiques.

Chaque événement du lot analysé est donc d'abord soumis à une procédure recherchant un lepton chargé provenant de la décroissance de l'un des deux W de la paire W^+W^- . Les trois leptons chargés connus (électron, muon et tau) ont des signatures différentes dans l'appareillage. En fait, l'électron et le muon sont stables (dans l'appareillage) et engendrent, la plupart du temps, des traces uniques dans le détecteur. En revanche, le τ est instable et doit être recherché à travers ses produits de désintégration. La sélection des événements semi-leptoniques est donc divisée en deux procédures distinctes: l'une étant optimisée pour rechercher des états finals à un électron ou un muon; et l'autre pour les états finals à un τ . Un événement sera sélectionné comme candidat à un état final semi-leptonique s'il est sélectionné par l'une ou l'autre de ces procédures. La différence fondamentale qui les distingue réside dans l'algorithme de recherche du lepton chargé. A part cela, les variables utilisées pour la sélection sont, pour la plupart, identiques.

3.6.1 Les états finals $e\nu_e qq'$ et $\mu\nu_\mu qq'$

Recherche du lepton et reconstruction de l'événement

La procédure de recherche des leptons doit permettre de retrouver le lepton chargé parmi l'ensemble des particules qui composent chaque événement semi-leptonique. Si le lepton est mal identifié, l'événement a de grandes chances d'être rejeté ensuite. Il est donc très important de disposer d'une procédure de recherche performante. Les leptons provenant des processus étudiés sont isolés et de haute énergie, leur recherche sera donc grandement facilitée si ces deux caractéristiques sont prises en compte. Ceci justifie la mise au point de procédures de recherches plus directes que les méthodes usuelles de reconnaissance de leptons chargés.

Il s'agit d'abord de retenir, pour chaque événement, un ensemble de traces susceptibles d'être chacune un lepton chargé provenant de la décroissance leptonique du W . Par la suite, ces traces seront appelées "*candidates lepton*". Un électron se manifeste à l'intérieur de l'appareillage comme une trace chargée associée à un important dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Un muon interagit très peu avec la matière; en particulier, son passage dans les divers calorimètres engendre des dépôts d'énergie au minimum d'ionisation. Il n'est donc en général pas stoppé par les calorimètres et est détecté par les chambres à muons. Il se manifeste donc comme une trace chargée pouvant être associée à une activité dans ces dernières. Les traces chargées retenues comme candidates lepton sont donc

- celles qui peuvent être associées avec une activité dans les chambres à muons;
- celles qui ont une énergie électromagnétique associée de plus de 5 GeV.

Chaque événement contient donc un certain nombre de traces candidates lepton. Parmi celles-ci, une seule sera choisie comme étant l'éventuel lepton provenant de la désintégration d'un $W^\pm$. Il s'agit de choisir un lepton énergétique et isolé. Pour chaque trace i candidate lepton, une variable discriminante construite à l'aide de l'énergie (E_i) et de l'angle d'isolement (θ_{isol}) est considérée (ce dernier étant défini par l'angle entre la trace i et la trace chargée la plus proche). La variable discriminante est définie par

$$D_l = \theta_{isol,i} \times E_i$$

Le candidat lepton auquel est associé la plus grande valeur de D_l est retenu comme étant le lepton provenant de la désintégration d'un W .

Dans un ensemble d'événements provenant de la désintégration semi-leptonique d'une paire W^+W^- , les électrons et les muons sont, pour une énergie de collision

de 189 GeV, retrouvés avec une efficacité de 82% et 85% respectivement. Cette efficacité est définie comme la proportion de leptons correctement retrouvés dans tous les événements semi-leptoniques; elle a été calculée à l'aide des simulations. Les inefficacités sont essentiellement dûes aux trous d'acceptance de l'appareillage et aux inefficacités d'identification des leptons. Il faut ajouter à cela les cas où le lepton est très proche d'un jet, ce qui rend la procédure de sélection moins efficace par suite de la valeur faible de θ_{isol} .

Le système constitué de l'impulsion manquante et du lepton chargé sera appelé "système leptonique", et celui constitué par l'ensemble des autres traces "système hadronique". Pour estimer la direction des deux quarks, les traces constituant le système hadronique sont regroupées en deux jets à l'aide de l'algorithme LUCLUS. Les variables utilisées pour la sélection sont:

- la direction et la valeur absolue de l'impulsion manquante (θ_{miss} et P_{miss});
- la masse des systèmes hadronique et leptonique (m_h et m_l);
- l'énergie contenue dans un cône de 10° autour du lepton chargé (E_{10});
- et enfin, l'énergie du lepton chargé (E_l).

Critères de sélection

Les événements pour lesquels un muon a été retrouvé contiennent une proportion beaucoup moins élevée de bruit de fond que ceux pour lesquels c'est un électron qui a été trouvé. Il est donc judicieux d'appliquer des coupures différentes à chacun de ces lots, afin d'optimiser la sélection.

Les événements candidats à l'état final $\mu\nu_\mu qq'$ doivent avoir un muon bien identifié de plus de 15 GeV; une impulsion manquante telle que $P_{miss} > 20$ GeV et $15^\circ < \theta_{miss} < 165^\circ$; et aussi $d_{join}(2,3) > 4.0$ GeV, $m_l > 40$ GeV et $E_{10} < 15$ GeV.

Les candidats à l'état final $e\nu_e qq'$ doivent répondre aux mêmes critères, avec des valeurs des coupures un peu différentes. Comme indiqué dans le chapitre 2, les traces sont réparties en plusieurs catégories par l'algorithme d'identification des électrons. La valeur des coupures appliquées dépend de la catégorie à laquelle appartient l'électron candidat.

La procédure de sélection et les valeurs des coupures appliquées à 189 GeV sont indiquées en figure 3.15. La procédure appliquée à 183 GeV est identique, à quelques valeurs de coupures près.

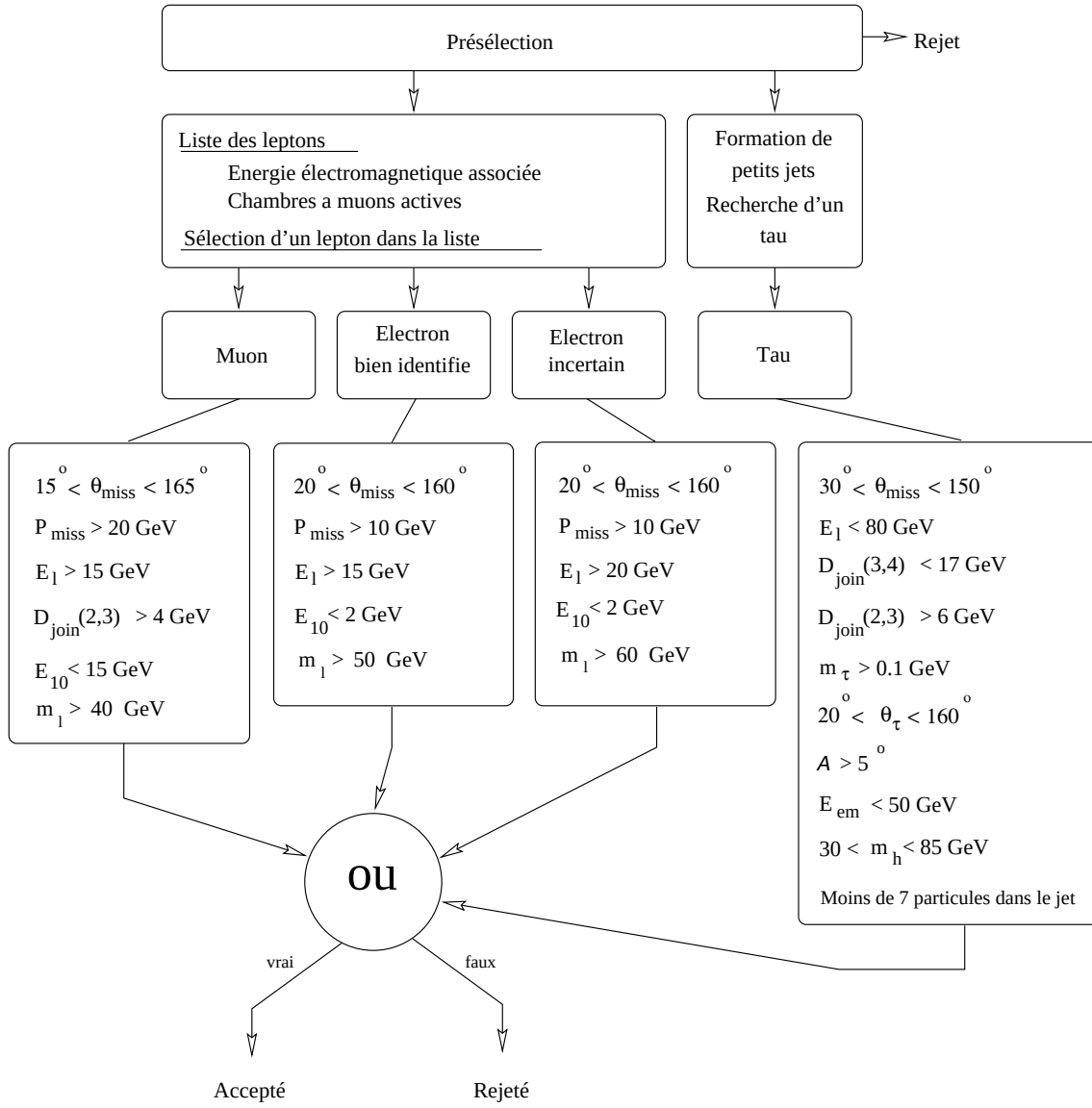


Figure 3.15 : La procédure de sélection des événements semi-leptoniques pour une énergie de collision de 189 GeV.

3.6.2 L'état final $\tau\nu_\tau qq'$

La distance de vol du τ dans le laboratoire est de l'ordre de 1 mm. Ce sont donc ses produits de désintégration qui sont détectés. On peut considérer qu'il y a deux grandes catégories de modes de désintégration pour cette particule, qui se distinguent par le nombre de particules chargées produites. Dans tous les cas un neutrino ν_τ est produit.

Lorsqu'il n'y a qu'une seule particule chargée dans les produits de désintégration, cette dernière est dite à “*1-prong*”; elle se produit dans environ 85% des cas. La particule chargée peut être un électron, un muon, un pion chargé ou un kaon. Dans le cas où c'est un lepton, le neutrino correspondant est aussi émis. La production d'un pion (ou d'un kaon) chargé peut être accompagnée de celle d'un (ou plusieurs) π^0 (ou K^0).

La désintégration à 3 particules chargées constitue la seconde catégorie (*3-prongs*); elle se produit dans environ 15% des cas. Les trois particules chargées sont des pions pour la grande majorité des désintégrations.

Il existe aussi des modes de désintégration plus rares, qui peuvent être négligés dans cette étude.

Le tau provenant de la désintégration d'un W se manifeste donc dans l'appareillage par un regroupement de traces, par un pion ou un kaon isolé, ou par un lepton isolé d'énergie, en moyenne, plus petite que pour les autres désintégrations semi-leptoniques.

Il faut noter que la procédure de sélection décrite dans la section précédente, optimisée pour les états finals contenant un lepton stable dans l'appareillage, sélectionne environ 15% des états finals $\tau\nu_\tau qq'$. Les événements ainsi sélectionnés sont ceux où le τ se désintègre en un lepton chargé d'énergie élevée et un neutrino de faible énergie.

La procédure décrite ici sera donc plus spécifique aux désintégrations hadroniques du τ et à celles faisant intervenir un lepton de faible énergie.

Le τ est recherché sous la forme d'un jet de particules de faible multiplicité (eventuellement égale à 1). Les traces de l'événement sont d'abord regroupées en jets par LUCLUS avec $d_{join} = 3.0$ GeV. Parmi ces jets, il faut ensuite retrouver celui qui provient de la désintégration du τ recherché. Pour cela la variable $D_i = E_i/M_i^2$ est calculée pour chaque jet, où E_i est l'énergie du jet i et M_i sa multiplicité. Le jet présentant la valeur maximale de D_i dans l'événement sera retenu comme candidat τ : ce sera donc le jet qui représente le meilleur compromis entre une faible multiplicité et une grande énergie. Ceci permet de retrouver correctement 80% des τ provenant

de la désintégration d'un $W^\pm$. Les autres jets sont alors rassemblés en deux jets et les mêmes variables que pour les deux autres états finals sont utilisées pour sélectionner ces événements, auxquelles s'ajoutent les suivantes:

- l'acoplanarité, $\mathcal{A}$, définie comme l'angle entre le τ et le plan défini par les directions des deux jets du système hadronique;
- l'énergie électromagnétique associée au τ , notée E_{em} ;
- la masse du jet candidat τ (m_τ).

L'acoplanarité est une variable intéressante à utiliser car, dans le cas d'un état final à 3 jets sans impulsion manquante (bruit de fond), sa valeur est proche de 0. Les valeurs des coupures appliquées à 189 GeV sont indiquées sur la figure 3.15. Comme pour les autres catégories d'états finals semi-leptoniques, la procédure utilisée à 183 GeV est identique à quelques valeurs de coupures près.

La figure 3.16 montre la distribution de deux des variables utilisées pour la sélection des événements semi-leptoniques. La première est celle de l'angle polaire de l'impulsion manquante. Cette variable permet d'éliminer une grande partie des états finals fermion-antifermion ayant une énergie de collision effective voisine de M_Z pour lesquels le photon a été émis dans le tube des faisceaux. La seconde distribution est celle de la variable E_{10} ; elle permet de rejeter les événements du bruit de fond dans lesquels la trace retenue comme lepton a été trouvée dans un jet. Les distributions des données et de la simulation de ces deux variables sont en bon accord. La distribution de l'énergie du lepton dans les événements retenus par la procédure de sélection des événements semi-leptoniques est montrée en figure 3.17. La simulation semble sous-estimer, en moyenne, l'énergie des leptons; la valeur du biais introduit par ce désaccord dans les valeurs des mesures de sections efficaces et des couplages sera estimé et pris en compte comme une incertitude systématique.

3.6.3 Performances de la sélection

Les efficacités à $\sqrt{s} = 189$ GeV valent 69.2%, 83.5% et 42.7% pour les événements de type $e\nu_e qq'$, $\mu\nu_\mu qq'$ et $\tau\nu_\tau qq'$ respectivement. Une efficacité de sélection combinée de 65.1% pour l'ensemble des événements semi-leptoniques est ainsi obtenue. Le bruit de fond résiduel attendu est de 0.75 pb, soit environ 100 événements dans les données collectées à cette énergie. Ce bruit de fond est essentiellement composé d'états finals $q\bar{q}(\gamma)$ (0.44pb), Zee (0.15pb) et ZZ (0.09pb).

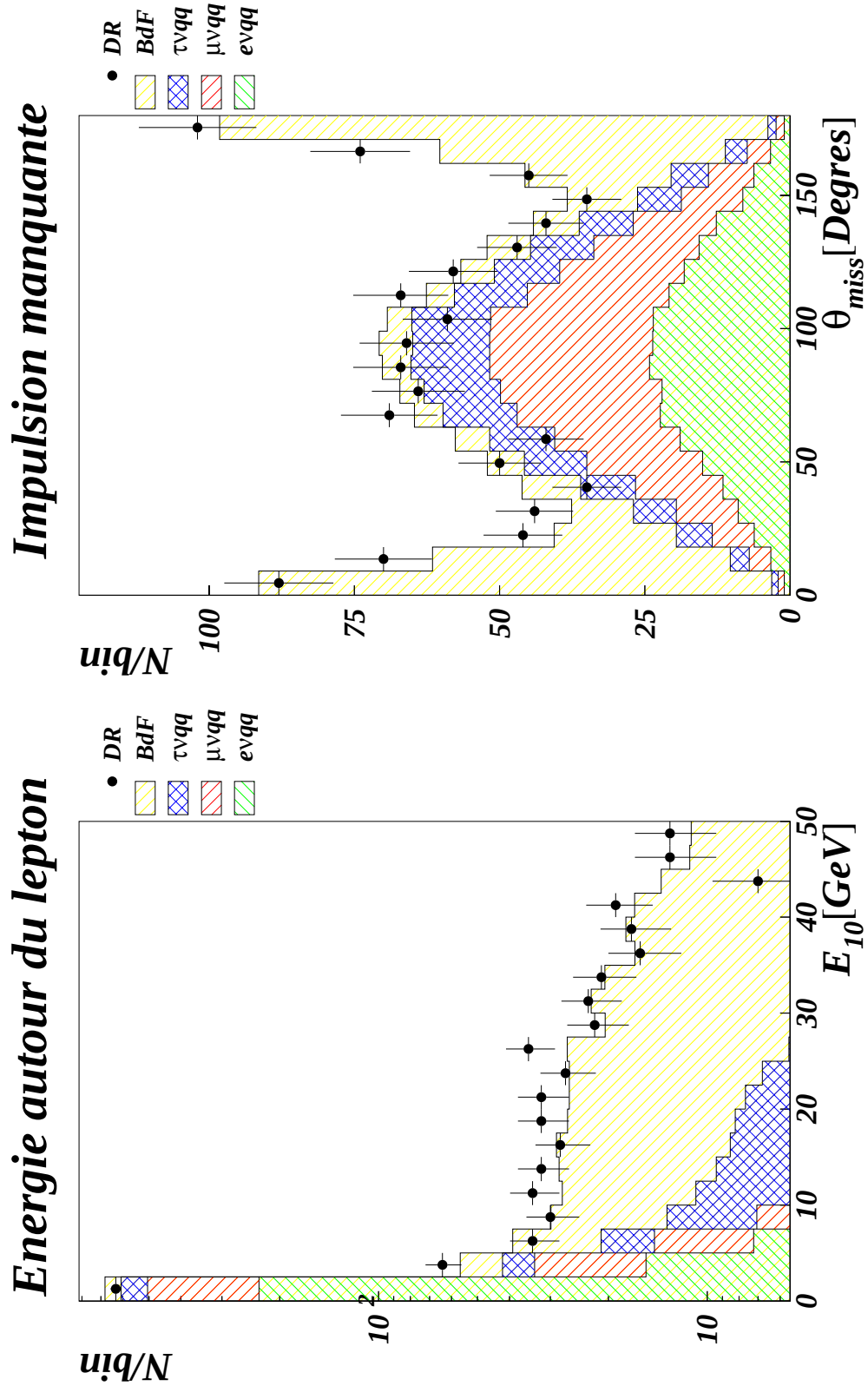


Figure 3.16 : Distributions réelles (points) et simulées (histogrammes) du critère d'isolation (E_{10}) du lepton reconstruit et de l'angle polaire de l'impulsion manquante à une énergie de collision de 189 GeV.

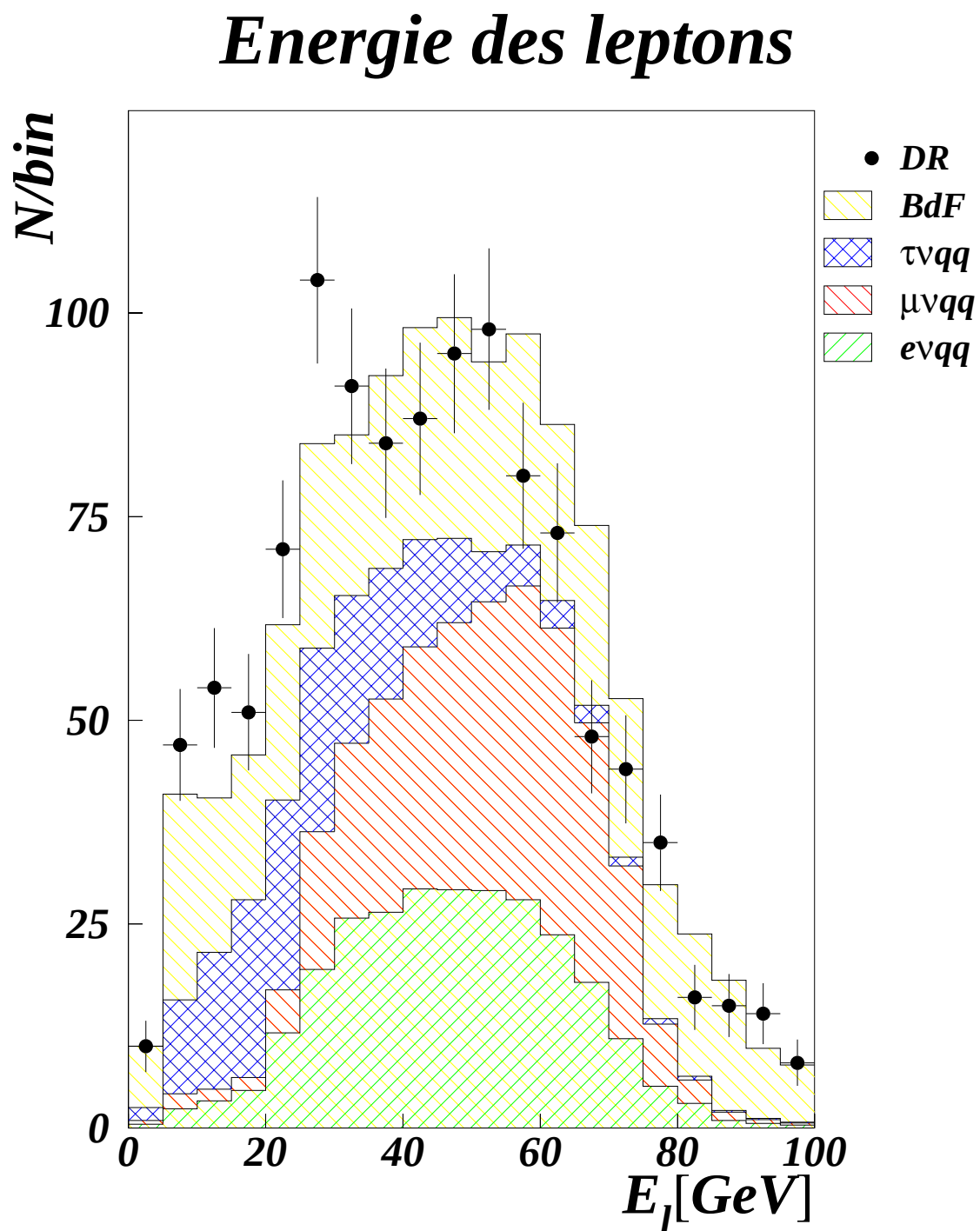


Figure 3.17 : Distributions réelles (points) et simulées (histogrammes) de l'énergie des leptons reconstruits et sélectionnés à 189 GeV.

3.7 Conclusion

Les procédures utilisées pour sélectionner les états finals hadronique et semi-leptonique des désintégrations de paires W^+W^- viennent d'être décrites. Elles ont été mises au point pour avoir un bon compromis entre efficacité et pureté. Ce dernier a été réalisé de façon à rendre le produit de ces deux caractéristiques le plus grand possible. Comme cela a été discuté au début de ce chapitre, c'est ce critère qui est déterminant pour la valeur de l'incertitude statistique. Les variables utilisées pour la sélection ne sont pas toujours parfaitement décrites par la simulation, et il faudra s'assurer que ce désaccord résiduel n'introduit pas d'incertitude systématique trop élevée.

Les deux chapitres suivants sont consacrés à la détermination des sections efficaces totales et différentielles de production de paires W^+W^- . Celles-ci seront utilisées pour tester le secteur de jauge de l'interaction électrofaible, comme cela a été décrit au chapitre 1.

Chapitre 4

Sections efficaces totales

La mesure de la section efficace totale de production de paires W^+W^- en fonction de l'énergie de collision constitue un test crucial de l'existence des couplages à trois bosons de jauge dans l'interaction électrofaible (voir le chapitre 1). Le chapitre précédent a montré comment les états finals hadroniques et semi-leptoniques pouvaient être efficacement sélectionnés. Il s'agit maintenant d'appliquer ces procédures de sélection aux lots de données collectés entre 1996 et 1998, de compter le nombre d'événements sélectionnés dans chacun de ces lots, et d'en déduire une valeur de la section efficace totale pour des énergies de collision de 161, 172, 183 et 189 GeV. Cette estimation est réalisée en utilisant la relation 3.1.

Au chapitre précédent il a déjà été question de l'incertitude statistique et de son optimisation par l'intermédiaire de la mise au point de procédures de sélection performantes. Cette incertitude est la propagation, dans la relation 3.1, de l'incertitude statistique qui résulte du caractère probabiliste des observations. Mais plusieurs paramètres interviennent dans cette relation; chacun d'eux est estimé à l'aide de simulations ou mesuré, et est donc connu avec une certaine précision qui doit être prise en compte dans l'estimation de l'incertitude totale sur la section efficace mesurée. Toutes les incertitudes n'ayant pas pour origine le caractère probabiliste des observations sont appelées *incertitudes systématiques*.

La relation 3.1, appliquée à la mesure de la section efficace totale de l'un des états finals (k) de la production de paires W^+W^- , s'écrit:

$$\sigma_{WW} \times Br_k = \frac{n - \mathcal{L}\sigma_b}{\epsilon_{WW,k}\mathcal{L}} \quad (4.1)$$

où n est le nombre d'événements sélectionnés par la procédure de sélection, $\epsilon_{WW,k}$ son efficacité de sélection, Br_k le rapport d'embranchement de la paire W^+W^- dans

l'état final k et $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée. L'incertitude systématique s'écrit :

$$\Delta\sigma_{WW}^{sys} = \frac{\Delta\sigma_b}{\epsilon_{WW}} \oplus \sigma_{WW} \frac{\Delta\epsilon_{WW}}{\epsilon_{WW}} \oplus \sigma_{WW} \frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} \quad (4.2)$$

où le signe Δ placé devant une variable désigne l'incertitude qui lui est associée. Les diverses contributions expriment des distributions gaussiennes (ou presque), le signe $\oplus$ représente donc une somme quadratique ($a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$). Si l'incertitude statistique est aussi gaussienne - ce qui est le cas car le nombre d'événements sélectionné est assez grand - l'incertitude totale sur la mesure est la somme quadratique de l'incertitude statistique et des incertitudes systématiques.

Ce chapitre est consacré à l'estimation des sections efficaces totales et des incertitudes qui leur sont associées. Les spécificités de l'état final hadronique sont discutées dans la première section et celles de l'état final semi-leptonique dans la seconde. Chacune de ces sections présente, dans une première partie, les diverses incertitudes systématiques associées aux mesures; la seconde partie de ces sections est consacrée aux résultats des mesures. La dernière section combine les résultats obtenus dans les deux états finals pour donner une estimation de la section efficace totale de la production de paires W^+W^- en fonction de l'énergie de collision.

4.1 Etat final entièrement hadronique

4.1.1 Incertitudes systématiques

Bruit de fond résiduel

Il y a plusieurs sources d'incertitudes sur la connaissance du bruit de fond résiduel. En premier lieu, il y a l'incertitude sur la section efficace théorique de chacun des processus, qui provient des approximations qui ont été faites pour les calculer (ordre du développement perturbatif) et des incertitudes sur les différentes constantes du Modèle Standard qui entrent en jeu dans ces calculs. D'autre part, il y a l'efficacité de sélection de chacun de ces processus, qui est estimée à l'aide d'un ensemble d'événements générés, passés au travers de la simulation complète du détecteur. La génération des événements fait appel à certaines approximations, en particulier pour ce qui concerne la fragmentation des quarks, faute de pouvoir utiliser des calculs théoriques suffisamment précis. La simulation de l'appareillage est très détaillée dans l'ensemble, mais il arrive que certains éléments le constituant soient moins bien simulés, comme par exemple la distribution de matière à certains endroits

de l'expérience. Tout cela entraîne une incertitude systématique sur l'efficacité de sélection de tous les processus considérés.

Il y a plusieurs processus qui contribuent au bruit de fond; comme cela a été mentionné au chapitre 3, celui qui est largement majoritaire provient de la production de paires $q\bar{q}$ avec une énergie de collision effective élevée. Les événements retenus par la procédure de sélection sont ceux qui possèdent 4 jets bien séparés ayant des énergies assez proches les unes des autres. Deux de ces jets sont initiés lors de la phase de fragmentation des partons de l'état final, lorsque les quarks rayonnent des gluons énergiques avec une grande impulsion transverse. Ces derniers se fragmentent et donnent lieu à la formation d'un jet. La description de la topologie des événements sélectionnés du bruit de fond est donc très dépendante du modèle de fragmentation. Ce dernier est un modèle phénoménologique dont les paramètres libres ont été ajustés sur l'ensemble des événements $q\bar{q}$ récoltés à LEP I. Or, les événements sélectionnés constituent une catégorie d'événements assez rares, puisqu'ils représentent environ 2% seulement de l'ensemble des événements $q\bar{q}(\gamma)$. Même si l'ajustement réalisé à LEP I s'est globalement traduit par un bon accord entre la simulation et les données réelles, rien ne garantit que ces événements soient simulés avec un réalisme suffisant. Il est donc absolument indispensable de s'assurer de la bonne description de cette catégorie d'événements par le modèle de fragmentation; et, le cas échéant, de déterminer les corrections éventuelles à appliquer à ses prédictions.

Il s'agit donc de mettre au point une procédure permettant de tester si la probabilité d'apparition des événements $q\bar{q}$ sélectionnés est correctement estimée par la simulation. L'idée directrice est d'estimer cette probabilité dans les données réelles et dans la simulation puis de les comparer. Evidemment, il n'est pas possible de faire cette estimation dans les données collectées à haute énergie puisqu'il est impossible de séparer le signal du bruit de fond résiduel. En revanche, il est possible de tester la simulation à une énergie plus basse, en-dessous du seuil de production de paires W^+W^- . En effet, dans cette gamme d'énergie, on peut appliquer une présélection des événements retenant très efficacement un échantillon très pur d'états finals $q\bar{q}$. Une sélection très proche de celle utilisée à haute énergie peut alors être appliquée à ces événements présélectionnés. La probabilité d'apparition des événements sélectionnés peut ainsi être calculée avec les données réelles et simulées.

L'efficacité de sélection (ou probabilité d'apparition des événements sélectionnés) dont il est question ici est donc la proportion du nombre d'événements sélectionnés parmi les événements présélectionnés. Cette efficacité sera déterminée avec les données réelles et simulées, ces 2 valeurs étant respectivement notées ϵ_{RD} et ϵ_{MC} . C'est le rapport (ρ) de ces deux nombres qui servira de critère de comparaison:

$$\rho = \frac{\epsilon_{MC}}{\epsilon_{RD}}$$

Le test proposé ici a donc pour objectif d'induire une comparaison entre données et simulation à haute énergie à partir d'une comparaison réalisée à plus basse énergie, c'est à dire à l'aide des données prises au pic du Z^0 durant la phase LEP 1. Afin de sélectionner à basse énergie une région de l'espace de phase comparable à celle sélectionnée à haute énergie, il est nécessaire d'adapter la valeur des coupures.

La coupure sur l'énergie réduite n'a plus de raison d'être: le retour radiatif est absent au pic car $\sqrt{s} \simeq M_Z$; elle n'est donc pas appliquée au lot de basse énergie.

La coupure sur la multiplicité des jets doit certainement être modifiée puisque la multiplicité totale moyenne dépend de l'énergie de collision. On peut se faire une idée de l'ordre de grandeur de la variation de la multiplicité moyenne des jets, sachant que la multiplicité totale moyenne (m) des événements varie essentiellement comme le logarithme de l'énergie de collision, i.e.:

$$\frac{m(M_Z)}{m(\sqrt{s})} \simeq \frac{\log(M_Z)}{\log(\sqrt{s})}. \quad (4.3)$$

Cette relation peut être utilisée pour donner une idée de la valeur de la coupure à basse énergie, si l'on suppose que sa valeur doit être modifiée dans les mêmes proportions que la variation de la multiplicité totale moyenne. C'est ce qui est montré sur la figure 4.1. Pour la gamme d'énergie étudiée, cette estimation approchée indique qu'il faudrait diminuer la coupure sur la multiplicité à une valeur comprise entre 2.5 et 2.7, c'est à dire non entière; la coupure sur la multiplicité du jet de plus basse multiplicité ne peut donc pas être définie simplement. Néanmoins, ce résultat indique que la valeur de la coupure à appliquer à 91 GeV ne doit pas être très différente de celle appliquée à haute énergie. Afin d'obtenir une estimation raisonnable de l'incertitude systématique, deux valeurs de cette coupure seront testées: la valeur utilisée à haute énergie (3) et celle qui lui est immédiatement inférieure (2).

La coupure sur $d_{join}(3,4)$ est choisie de sorte que le taux d'événements à 4 jets soit identique à celui obtenu à haute énergie.

La valeur de la coupure sur la variable discriminante (D') n'a pas de correspondance évidente d'une énergie de collision à l'autre. Aucune valeur particulière ne sera utilisée: le rapport ρ sera considéré comme une fonction de cette variable. La figure 4.2 montre sa variation pour deux valeurs de la coupure sur la multiplicité des jets. Lorsque cette dernière vaut 3, ρ varie entre 0.92 et 0.96; et lorsqu'elle vaut 2, la variation de ρ se situe entre 0.93 et 0.95. Dans les deux cas, cette variation est une fonction croissante de la valeur de la coupure sur la variable discriminante pour la première partie de l'intervalle ($-30 < D' < -15$) considéré; sur la deuxième partie, il est difficile de conclure à cause de l'incertitude statistique. Cela suggère:

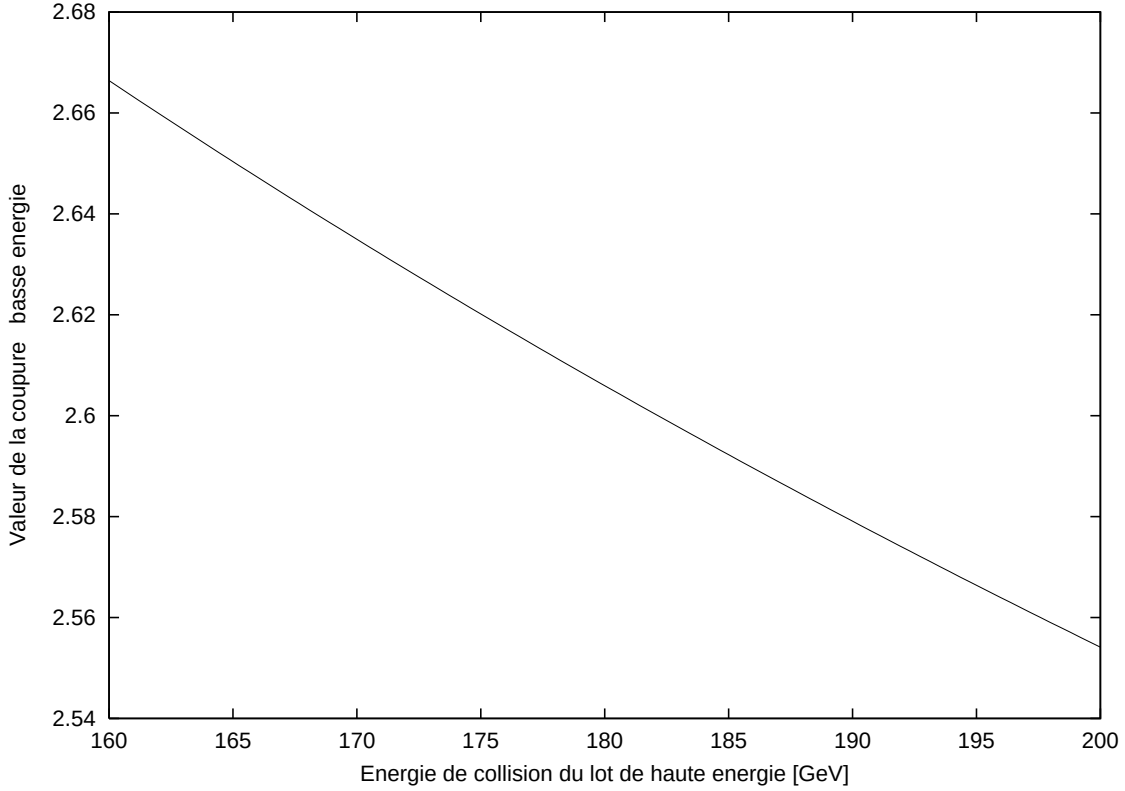


Figure 4.1 : Valeur de la coupure sur la multiplicité à basse énergie telle qu'elle peut être naïvement prédite à l'aide de la relation 4.3 si la coupure à haute énergie vaut 3.

- que la proportion des événements $q\bar{q}$ sélectionnés est sous-estimée d'environ 6% dans le Monte-Carlo;
- que la forme de la distribution de la variable discriminante est mal décrite par la simulation, la fluctuation induite sur ρ en fonction de la valeur de la coupure étant de l'ordre de 2%.

La section efficace totale du bruit de fond résiduel $q\bar{q}$ sera donc corrigée de +6% et l'incertitude systématique sur la valeur de cette correction sera fixée à $\pm 2\%$.

L'incertitude systématique totale sur le bruit de fond comporte donc trois contributions. La première provient de la section efficace théorique, elle est de l'ordre de 1%; la seconde a pour origine l'incertitude sur la correction appliquée à l'estimation de la section efficace du bruit de fond résiduel, elle est estimée à 2%; et la dernière contribution est celle provenant de la statistique du Monte-Carlo. Elle vaut 0.10 pb (resp. 0.06 pb) à 183 GeV (resp. 189 GeV).

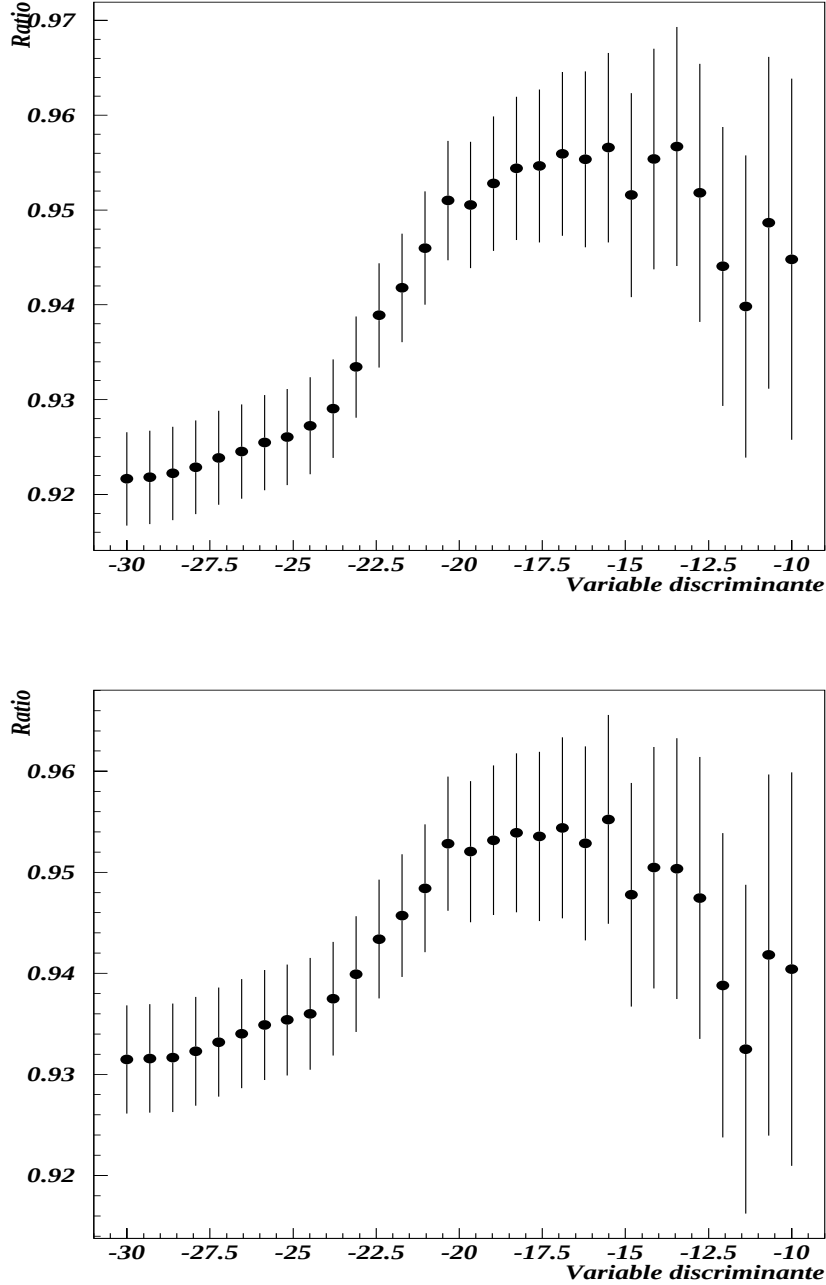


Figure 4.2 : Rapport entre les efficacités de sélection dans les données et dans la simulation calculé à une énergie de collision de 91 GeV, en fonction de la valeur de la coupure sur la variable discriminante. En haut la coupure sur la multiplicité des jets est égale à 2, tandis qu'elle vaut 3 en bas. Les barres d'erreur représentent l'incertitude statistique sur le rapport.

Efficacité de sélection

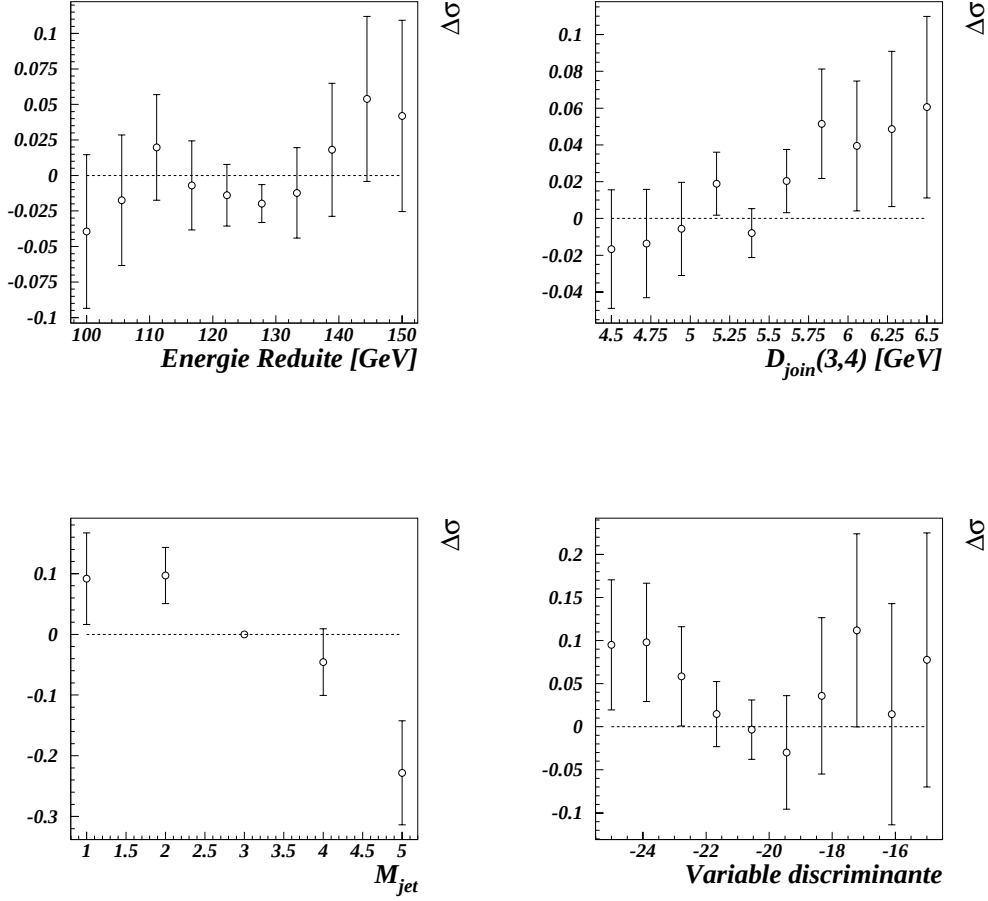


Figure 4.3 : Variation de la mesure de la section efficace de l'état final hadronique à 189 GeV, en fonction de la valeur des coupures sur l'énergie réduite, sur $d_{join}(3,4)$, sur la multiplicité du jet de plus basse multiplicité et sur la variable discriminante.

La simulation ne prédisant pas parfaitement la forme des distributions observées de certaines variables utilisées pour la sélection, des biais s'introduisent dans le calcul de l'efficacité de sélection. Il s'en suit que la section efficace mesurée varie avec la valeur des coupures. Pour déceler ce type de biais, chacune des valeurs de coupure est donc variée indépendamment. La valeur de la section efficace mesurée est comparée à la valeur obtenue pour la valeur nominale de la coupure. Tout écart non

compatible -cette notion sera clarifiée par la suite- avec l'incertitude statistique introduite par la variation de taille de l'échantillon est interprétée comme traduisant un effet systématique. Il faut remarquer que cette méthode ne permet pas de séparer les incertitudes provenant de la description du signal et de celle des bruits de fond. Les incertitudes ainsi déterminées seront supposées provenir entièrement du signal (deuxième terme de la relation 4.2).

La figure 4.3 montre 4 graphiques concernant les données prises à 189 GeV. Chacun d'entre eux représente la variation ($\Delta\sigma$) de la valeur mesurée de la section efficace ($\sigma_{WW}^{var.}$), en fonction de la valeur d'une coupure, par rapport à la valeur mesurée avec la valeur optimale de la coupure ($\sigma_{WW}^{opt.}$):

$$\Delta\sigma = \sigma_{WW}^{opt.} - \sigma_{WW}^{var.}$$

Les diverses coupures sont variées indépendamment: lorsqu'une coupure est variée, les autres sont gardées à leur valeurs optimales. Les barres d'erreur associées à chaque point représentent l'incertitude statistique sur $\Delta\sigma$ associée à la variation de taille du lot sélectionné. Soit n' le nombre d'événements sélectionnés après la variation de la coupure; l'incertitude statistique sur la différence est calculée à l'aide de la variance d'une loi binômiale, où les probabilités sont estimées à l'aide de rapports de nombre d'événements:

$$\begin{aligned} \Delta(n - n') &= \sqrt{n' \cdot \frac{n}{n'} \cdot \frac{(n' - n)}{n'}} && \text{si } n' > n \\ \Delta(n - n') &= \sqrt{n \cdot \frac{n'}{n} \cdot \frac{(n - n')}{n}} && \text{si } n > n' \end{aligned} \tag{4.4}$$

Si $n = n'$ cette approximation ne permet pas de calculer d'incertitude; dans ce cas, elle n'est pas représentée sur la figure. Le domaine de variation de la valeur de chacune des coupures est choisi de façon à être largement plus étendu que la résolution sur la variable étudiée.

La compatibilité statistique des variations observées de la section efficace mesurée se quantifie à l'aide du rapport $\Delta\sigma/\Delta_{stat}$, où Δ_{stat} est l'incertitude statistique sur la différence. La variation sera considérée comme statistiquement compatible si ce rapport est inférieur à 2 (Ce qui correspond à un niveau de confiance sur la compatibilité d'environ 4.5%). Toute variation $\Delta\sigma$ non compatible sera considérée comme provenant entièrement d'un effet systématique.

La figure 3.14 montre que la multiplicité du jet de plus basse multiplicité est, en moyenne, sous-estimée par la simulation. La distribution de cette variable se sépare nettement en deux régions: l'une à faible multiplicité comprenant essentiellement du

bruit de fond et l'autre, de multiplicité élevée, dans laquelle se concentre le signal. La coupure sur cette variable est appliquée pour séparer ces deux régions. Si valeur de cette coupure était variée dans un large intervalle, une incertitude systématique non pertinente serait prise en compte: celle qui résulterait de la description de la forme de la région à haute multiplicité. La seule qui soit pertinente ici, est la description du nombre d'événements dans cette région. Cette remarque est évidemment valable pour toutes les autres coupures, et il faudra en tenir compte lors de l'examen des variations obtenues.

La valeur de la section efficace totale mesurée en fonction de la variation des coupures sur l'énergie réduite, H_2 , D' et la multiplicité du jet de plus basse multiplicité est toujours compatible avec la valeur initiale. Aucune incertitude systématique ne sera donc retenue comme découlant de la description de ces variables par la simulation.

La valeur de $\Delta\sigma$ obtenue en variant la valeur de la coupure sur $d_{join}(3,4)$ est toujours positive et vaut en moyenne $\Delta\sigma \simeq 0.025$ pb; mais cette déviation systématique est toujours statistiquement compatible avec la valeur mesurée en utilisant la valeur optimale de la coupure.

La variation des valeurs des coupures ne montre donc pas d'effet systématique évident. Il en résulte que la seule incertitude sur l'efficacité de sélection provient de la statistique du Monte-Carlo. Cette incertitude vaut 0.16%, ce qui induit une incertitude de 0.02 pb sur la section efficace totale de production de paires W^+W^- dans le canal entièrement hadronique à 189 GeV.

Il faut noter que cette démarche permet de prendre en compte, en partie au moins, des effets tels que la reconnection de couleur ou les corrélations de Bose-Einstein [25]. Ces phénomènes ne sont pas correctement pris en compte dans la simulation; ils ont pour effet de modifier la multiplicité moyenne des événements ainsi que le spectre des particules dans les jets. Néanmoins, l'amplitude de ces effets est faible et ils n'affectent pas significativement la détermination de l'efficacité de sélection.

4.1.2 Résultats

Les tableaux 4.2 et 4.1 résument les mesures et les valeurs des incertitudes systématiques.

Comme cela est attendu (figure 3.3),

- la section efficace est très faible au seuil de production des paires W^+W^- et augmente avec l'énergie de collision;

$\sqrt{s}$	$\frac{\Delta\sigma_b}{\epsilon_{WW}}$	$\sigma_{WW} \frac{\Delta\epsilon_{WW}}{\epsilon_{WW}}$	$\sigma_{WW} \frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}$	$\Delta\sigma_{WW}^{syst}$
161 GeV	0.11 pb	0.05 pb	0.01 pb	0.13 pb
172 GeV	0.16 pb	0.08 pb	0.03 pb	0.18 pb
183 GeV	0.11 pb	0.07 pb	0.03 pb	0.13 pb
189 GeV	0.08 pb	0.02 pb	0.04 pb	0.09 pb

Tableau 4.1 : Résumé des valeurs des différentes composantes de l'incertitude systématique.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\mathcal{L}$ [pb ⁻¹]	ϵ	σ_b [pb]	n	$\sigma_{WW} \times Br$ [pb]
161	9.93	61.3%	0.61	15	$1.47 \pm 0.64 \pm 0.13$
172	9.98	82.7%	2.14	65	$5.30 \pm 0.98 \pm 0.18$
183	53.95	81.3%	1.78	440	$7.85 \pm 0.49 \pm 0.13$
189	152.5	85.2%	2.21	1341	$7.73 \pm 0.28 \pm 0.09$

Tableau 4.2 : Les section efficaces totales du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$ mesurées aux énergies délivrées par le LEP entre 1996 et 1998. Dans la dernière colonne, l'incertitude statistique précède l'incertitude systématique totale.

- cette augmentation est d'autant plus rapide que l'énergie de collision est proche du seuil de production.

La mesure la plus précise est celle qui provient des données collectées à 189 GeV: le nombre d'événements sélectionnés est le plus grand des 4 lots car la section efficace est grande et c'est à cette énergie que la plus grande luminosité intégrée a été délivrée. Il faut remarquer que même si la valeur centrale de la section efficace semble décroître entre 183 et 189 GeV, les incertitudes statistiques sont telles que les mesures sont aussi compatibles avec une augmentation de la section efficace. Ces résultats seront combinés dans la conclusion de ce chapitre à ceux obtenus à l'aide de l'état final semi-leptonique.

L'incertitude sur l'efficacité de sélection est variable selon les lots analysés; les valeurs de ces incertitudes reflètent les (dés)accords observés entre les données et

la simulation; elles incluent aussi l'incertitude statistique provenant de la taille du lot simulé. La valeur la plus petite de cette contribution est obtenue à 189 GeV. En revanche, à 183 GeV, cette contribution est relativement grande; elle provient de l'utilisation de la variable $d_{join}(2,3)$ qui semble moins bien simulée dans les événements sélectionnés à cette énergie. Aux énergies les plus basses, cette contribution est importante aussi; le programme de reconstruction des traces utilisé n'était pas dans sa version définitive et des désaccords entre données et simulation plus importants que pour les lots à plus haute énergie étaient présents.

La luminosité est, pour tous les lots analysés, mesurée avec une incertitude relative de 0.5%.

L'incertitude sur le bruit de fond a été estimée en tenant compte de la statistique du Monte-Carlo, l'incertitude sur le facteur correctif appliqué à la section efficace résiduelle du bruit de fond $q\bar{q}$ et l'incertitude sur la section efficace théorique. C'est dans tous les cas la contribution de l'incertitude sur le bruit de fond résiduel qui domine l'incertitude systématique totale. Elle pourrait être diminuée en augmentant le nombre d'événements Monte-Carlo générés pour simuler le bruit de fond. Mais cela n'est pas nécessaire car les incertitudes systématiques totales obtenues sont suffisamment petites comparées aux incertitudes statistiques.

Les valeurs des incertitudes systématiques aux différentes énergies varient entre 0.09 et 0.18 pb. C'est à 189 GeV que la contribution systématique est la plus faible; malgré cela, c'est à cette énergie que l'incertitude systématique apporte la plus grande contribution (relative) à l'incertitude totale, l'incertitude statistique étant la plus faible à cette énergie. L'incertitude systématique demeure néanmoins près de 3 fois plus petite que la composante statistique. Sa contribution à l'incertitude totale est donc de l'ordre de $\sqrt{1 + 3^{-2}} - 1 \simeq 0.05$, soit 5%. Dans tous les cas, l'incertitude totale est donc largement dominée par l'incertitude statistique.

4.2 Etat final semi-leptonique

La sélection des états finals semi-leptoniques présentée au chapitre précédent a été appliquée aux données prises à 183 et 189 GeV. Cette section est présentée comme la précédente: les incertitudes systématiques sont examinées d'abord, les résultats sont présentés ensuite.

4.2.1 Incertitudes systématiques

Bruit de fond résiduel

Le principal bruit de fond est encore la production de paires de quarks. Mais cette fois-ci, la topologie des événements sélectionnés est maîtrisée: elle ne fait pas intervenir le rayonnement de gluons énergiques devant être décrit par des calculs à des ordres élevés de QCD. Les seules incertitudes sur la valeur de la section efficace du bruit de fond résiduel viennent de la statistique du Monte-Carlo et de la connaissance de la section efficace théorique. La statistique du Monte-Carlo est l'incertitude dominante sur la section efficace résiduelle du bruit de fond. Sa valeur relative est de 8% à 183 GeV et de 5% à 189 GeV. Quant à l'incertitude théorique sur la valeur de la section efficace des processus de bruit de fond, elle est négligeable.

Efficacité de sélection

Comme pour la section efficace totale de l'état final hadronique, cette incertitude est estimée en faisant varier la valeur de chacune des coupures appliquées dans la sélection. Les figures 4.4 et 4.5 montrent les variations de la mesure ($\Delta\sigma$) en fonction de la valeur de quelques coupures caractéristiques. Toutes celles qui ne sont pas représentées dans ces figures présentent une bonne stabilité et ne donnent pas de contribution à l'incertitude systématique totale.

Les variables semblant pouvoir présenter un effet systématique sont E_{10} et E_l , comme le montre la figure 4.5. L'incertitude systématique retenue est 0.05 pb, qui représente l'ordre de grandeur de la variation de la section efficace mesurée lors de la variation de ces coupures.

4.2.2 Résultats

La table 4.3 récapitule les différentes contributions à l'incertitude systématique sur les mesures de la section efficace totale de l'état final semi-leptonique. Aux deux énergies étudiées, la contribution dominante à l'incertitude systématique provient du bruit de fond résiduel. Cette dernière a pour origine principale la statistique du Monte-Carlo. Il serait donc possible de diminuer cette incertitude en augmentant le nombre d'événements simulés du bruit de fond. Dans la mesure où l'incertitude systématique totale est très inférieure à l'incertitude statistique, cela n'est pas nécessaire.

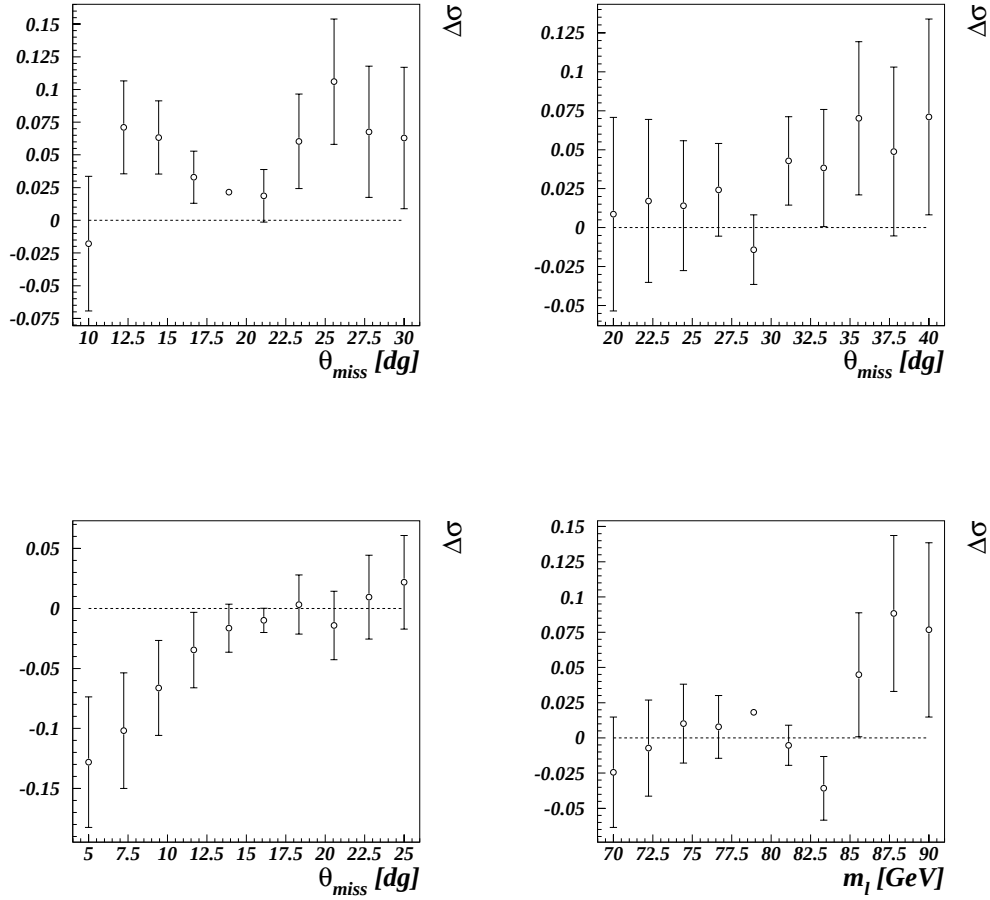


Figure 4.4 : Variation de la mesure de la section efficace de l'état final semi-leptonique à 189 GeV, en fonction de la valeur des différentes coupures appliquées sur l'angle polaire de l'impulsion manquante et sur la masse du système leptonique. Les trois coupures sur la direction de l'impulsion manquante, sont celles qui interviennent dans les différentes branches de la procédure de sélection des événements semi-leptoniques.

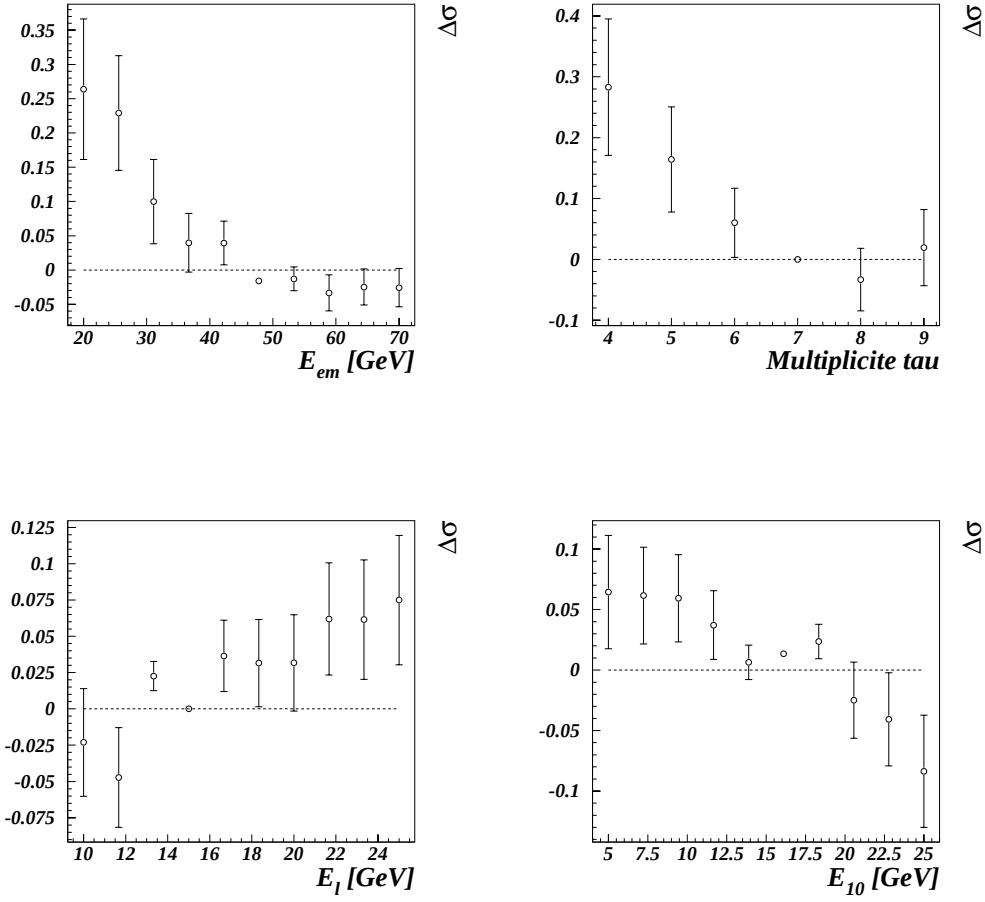


Figure 4.5 : Variation de la section efficace de l'état final semi-leptonique mesurée à 189 GeV, en fonction de la valeur des coupures sur l'énergie électromagnétique associée au lepton, la multiplicité du jet candidat τ , l'énergie du lepton et l'énergie contenue dans un cône de 10° autour du lepton.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\sigma_{WW} \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ [pb]	$\frac{\Delta\sigma_b}{\epsilon}$ [pb]	$\sigma_{WW} \frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}$ [pb]	$\Delta\sigma_{WW}^{syst}$ [pb]
183	0.05	0.08	0.03	0.10
189	0.05	0.06	0.03	0.08

Tableau 4.3 : Récapitulatif des différentes contributions à l'incertitude systématique sur les sections efficaces totales de l'état final semi-leptonique.

$\sqrt{s}$	ϵ_e	ϵ_μ	ϵ_τ	ϵ	σ_b	N	$\sigma_{WW} \times \text{Br}$
183	74.5	85.4	48.7	69.7	1.0	316	$6.97 \pm 0.47 \pm 0.10$ pb
189	69.2	83.5	42.7	65.1	0.75	803	$6.94 \pm 0.29 \pm 0.08$ pb

Tableau 4.4 : Les sections efficaces totales de l'état final semi-leptonique mesurées à 183 et 189 GeV. Les incertitudes indiquées dans la colonne de droite sont, dans l'ordre, l'incertitude statistique et l'incertitude systématique totale.

La table 4.4 rappelle les caractéristiques des sélections d'événements appliquées à 183 et 189 GeV, ainsi que le nombre d'événements sélectionnés dans les lots de données et la section efficace totale qui en est déduite. Il faut noter que 35 événements sont sélectionnés à la fois comme candidat semi-leptonique et comme candidat hadronique; ceci représente $1.5 \pm 0.25\%$ des événements sélectionnés. Ce nombre est compatible avec celui attendu, estimé à l'aide de la simulation ($1.36 \pm 0.04\%$). Les résultats obtenus aux deux énergies sont proches, et sont compatibles aussi bien avec une décroissance de la section efficace totale avec l'énergie qu'avec une augmentation.

4.3 Conclusion

Les mesures de sections efficaces totales dans les états finals hadronique et semi-leptonique peuvent être combinées pour donner une mesure de la section efficace totale de production de paires W^+W^- . Pour effectuer cette combinaison, il est nécessaire d'utiliser les rapports d'embranchement prédits par le Modèle Standard (voir le chapitre 2):

$$\text{Br}(W^+W^- \rightarrow l\nu_l q\bar{q}') = 43.6\%$$

	σ_{WW} (en pb)		
$\sqrt{s}$ (GeV)	Etat final hadronique	Etat final semi-leptonique	Combinaison
161	3.20 ± 1.42	-	3.20 ± 1.42
172	11.52 ± 2.17	-	11.52 ± 2.17
183	17.07 ± 1.10	15.99 ± 1.10	16.53 ± 0.78
189	16.80 ± 0.64	15.92 ± 0.67	16.39 ± 0.46

Tableau 4.5 : La section efficace totale de production de paires W^+W^- mesurée aux énergies de fonctionnement de LEP entre 1996 et 1998 à l'aide des états finals hadronique et semi-leptonique. L'incertitudes associée à chaque mesure combine l'incertitude statistique et les incertitudes systématiques.

$$Br(W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4) = 46.0\%$$

La tableau 4.5 montre les sections efficaces totales de production de paires W^+W^- ainsi obtenues.

Ces mesures vont permettre de tester l'existence des couplages à trois bosons de jauge, WWZ et $WW\gamma$. Comme cela a été discuté au chapitre 1, l'existence de ces couplages est cruciale pour la théorie électrofaible. Ce test sera réalisé au chapitre 6, consacré à l'interprétation de tous les résultats obtenus dans cette thèse.

Le chapitre suivant va décrire la mesure des sections efficaces différentielles et les méthodes d'extraction des paramètres du lagrangien effectif.

Chapitre 5

Extraction des couplages trilineaires

Le chapitre précédent décrit la mesure de la section efficace totale de production de paires W^+W^- en fonction de l'énergie de collision. Les résultats obtenus permettent de tester l'existence de couplages à trois bosons de jauge (WWZ et $WW\gamma$). La mesure la plus précise de l'intensité et de la forme de ces couplages consiste à comparer la mesure des sections efficaces *différentielles* aux prédictions théoriques réalisées à l'aide d'un lagrangien effectif; les paramètres de ce dernier permettant de quantifier toute déviation observée par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Le principe de cette approche a été présentée au chapitre 1; le lagrangien effectif utilisé comporte 6 paramètres: $(\Delta g_1^V, \Delta\kappa_V, \lambda_V)_{V=\gamma, Z}$. Lorsque l'invariance de jauge $SU(2) \times U(1)$ est imposée, seulement 3 de ces paramètres sont indépendants; par convention ce sont Δg_1^Z , $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ qui sont utilisés.

Dans cette thèse, trois méthodes différentes d'extraction des couplages ont été mises en œuvre. Les deux premières diffèrent par les variables utilisées pour effectuer l'ajustement. Elles font toutes deux intervenir une technique de repondération. La troisième est fondamentalement différente puisqu'elle utilise des expressions analytiques exprimant la section efficace différentiée par rapport à l'angle de production des W . Les deux premières méthodes ont été utilisées pour extraire la valeur des couplages en supposant l'invariance de jauge; la dernière a été utilisée pour les extraire sans cette hypothèse.

L'objectif de ce chapitre est de présenter en détails les méthodes utilisées et les résultats obtenus. Il débute par des considérations générales sur la structure des fonctions de vraisemblance attendues. Ensuite, les différentes méthodes employées

sont exposées; et enfin les résultats des ajustements effectués avec et sans l'hypothèse de l'invariance de jauge sont successivement présentés.

5.1 Structure et comportement de la fonction de vraisemblance

Les fonctions de vraisemblance utilisées pour la détermination des couplages ont une structure particulière. Celle-ci provient de la variation quadratique des éléments de matrice $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ en fonction des couplages et de la sensibilité de la section efficace totale à ces derniers. C'est ce qui va être discuté dans la première partie de cette section.

Il est aussi utile de discuter la sensibilité des sections efficaces différentielles aux couplages non-standards en fonction de l'énergie de collision: comme les diagrammes faisant intervenir ces couplages sont ceux de la voie s et que la contribution de ces derniers augmente avec l'énergie, la sensibilité la plus grande est attendue à l'énergie la plus élevée.

Préalablement, il est nécessaire d'exposer les notations qui seront utilisées par la suite.

5.1.1 Notations

La détermination des couplages s'appuie sur une fonction de vraisemblance (notée $L(\alpha_i)$), qui est reliée à la probabilité $p(\alpha_i)$ d'observer les distributions mesurées pour une certaine valeur des couplages par:

$$L(\alpha_i) = \log(p(\alpha_i))$$

De façon très générale, la probabilité utilisée s'écrit:

$$p(\alpha_i) = \prod_j p_j(\alpha_i) \quad (5.1)$$

où j est un indice qui représente soit une cellule de l'espace de phase (bin), soit un événement. Dans le cas d'un histogramme, la probabilité p_j peut être calculée à l'aide du nombre d'événements attendu (n_j) et observé (S_j) dans chaque bin: la probabilité (p_j) d'observer S_j événements quand n_j sont attendus est donné par la loi de Poisson. Dans le cas où l'indice j représente les événements sélectionnés, p_j est la probabilité d'observer l'événement j en fonction de la valeur des couplages.

5.1.2 Sections efficaces totales et différentielles

La figure 5.1 montre la variation de la section efficace totale de production de paires W^+W^- en présence de couplages non-standards. Comme cela a été indiqué au chapitre 1, la section efficace différentielle dépend quadratiquement des couplages; pour un couplage unique:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha) = c_0(\Omega) + c_1(\Omega)\alpha + c_2(\Omega)\alpha^2$$

La section efficace totale en dépend de la même manière puisqu'elle est l'intégrale de la section efficace différentielle sur l'espace de phase ($d\Omega$):

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha)d\Omega = s_i\alpha^i \quad (i = 0..2)$$

avec

$$s_i = \int c_i(\Omega)d\Omega$$

Ce comportement quadratique est parfaitement visible sur la figure. La parabole admet un minimum dans tous les cas, jamais un maximum. Cette dernière éventualité n'est pas envisageable, sans quoi, la section efficace prédite serait négative pour certaines valeurs des couplages! La valeur du couplage pour laquelle le minimum est atteint est notée α_{min} .

Le nombre d'événements sélectionnés fournit donc une information sur la valeur des couplages et il peut être utilisé pour les déterminer. On exprime pour cela le maximum de vraisemblance à l'aide d'une probabilité de Poisson:

$$L_\sigma(\alpha) = n \log \lambda(\alpha) - \lambda(\alpha) - \log(n!) \quad (5.2)$$

où, pour fixer les idées, un couplage unique α a été considéré; $\lambda(\alpha)$ est le nombre d'événements attendu en fonction de la valeur du couplage et n est le nombre d'événements sélectionnés. Les dérivées première et seconde de la fonction de vraisemblance ont pour expressions:

$$\frac{dL_\sigma}{d\alpha} = -\frac{d\lambda}{d\alpha} \left(1 - \frac{n}{\lambda(\alpha)}\right) \quad (5.3)$$

$$\frac{d^2L_\sigma}{d\alpha^2} = -\frac{d^2\lambda}{d\alpha^2} \left(1 - \frac{n}{\lambda(\alpha)}\right) - \left(\frac{d\lambda}{d\alpha}\right)^2 \frac{n}{\lambda^2(\alpha)} \quad (5.4)$$

La fonction de vraisemblance L_σ admet des extremums en $\alpha = a_i$ qui vérifient:

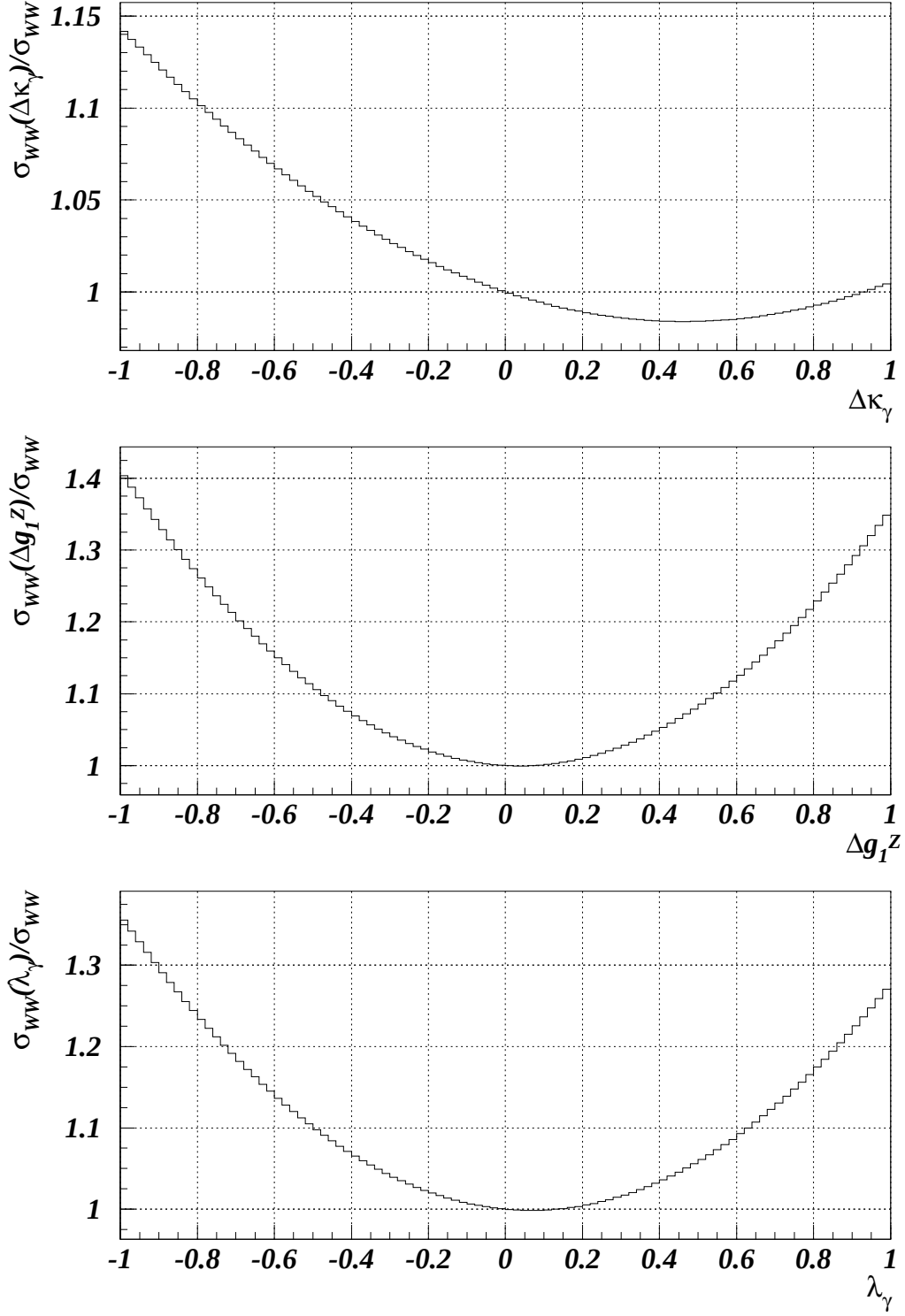


Figure 5.1 : Variation de la section efficace totale en fonction des couplages trilinéaires à 189 GeV, normalisée à la valeur prédite par le Modèle Standard.

Soit $\frac{d\lambda}{d\alpha}(\alpha = a_i) = 0$; dans le cas considéré ici, où la section efficace est une fonction quadratique des couplages, on a $a_i = \alpha_{min}$ et comme $d^2\lambda/d\alpha^2$ est positif, cet extremum est un maximum si et seulement si $n < \lambda(\alpha_{min})$.

Soit $\lambda(a_i) = n$; dans le cas étudié ici, $\lambda(\alpha)$ est une parabole et cette équation pour a_i admet donc deux solutions lorsque $n > \lambda(\alpha_{min})$ et aucune sinon. Quand ces solutions existent, les extremums obtenus sont des maxima de vraisemblances égales.

En résumé, deux cas de figure peuvent se présenter: soit le nombre d'événements sélectionnés dans les données est inférieur à $\lambda(\alpha_{min})$ et le minimum de L_σ est unique et est atteint en $\alpha = \alpha_{min}$; soit le nombre d'événements sélectionnés est supérieur à $\lambda(\alpha_{min})$ et L_σ possède deux maxima de vraisemblances égales, ces derniers sont de plus symétriques par rapport à α_{min} (à cause de la forme parabolique de $\lambda(\alpha)$).

Ce comportement est illustré sur la figure 5.2 où sont tracés $L_\sigma(\Delta\kappa_\gamma)$, $L_\sigma(\Delta g_1^Z)$ et $L_\sigma(\lambda_\gamma)$ pour différentes valeurs de n ; la fonction λ a été déterminée par intégration Monte-Carlo à l'aide du programme ERATO. A 189 GeV, pour chacun des trois couplages $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ_γ , elle vaut:

$$\lambda(\Delta\kappa_\gamma) = \lambda(0) \times (1 - 0.069 \Delta\kappa_\gamma + 0.075 \Delta\kappa_\gamma^2) \quad (5.5)$$

$$\lambda(\Delta g_1^Z) = \lambda(0) \times (1 - 0.028 \Delta g_1^Z + 0.384 \Delta g_1^{Z^2}) \quad (5.6)$$

$$\lambda(\lambda_\gamma) = \lambda(0) \times (1 - 0.043 \lambda_\gamma + 0.319 \lambda_\gamma^2) \quad (5.7)$$

Afin d'examiner la structure des fonctions de vraisemblance obtenues, il est judicieux de séparer les contributions de la section efficace totale (L_σ) et celle de la forme des distributions (L_f) à la fonction de vraisemblance totale. Le comportement de L_σ a été discuté ci-dessus. La densité de probabilité associée à L_f sera considérée comme gaussienne; ceci peut être justifié à l'aide du théorème de la limite centrale: cette densité résultant de la combinaison d'un grand nombre de densités élémentaires (voir équation 5.1), ce théorème affirme qu'alors la densité de probabilité correspondante tend rapidement vers une distribution gaussienne, même si les densités élémentaires ne le sont pas.

A titre d'illustration, la figure 5.3 compare pour chaque couplage, à $\sqrt{s} = 189$ GeV et pour $n = 750$, la variation de L_f et de la fonction de vraisemblance totale pour 3 valeurs différentes du couplage le plus probable dans L_f . Les fonctions de vraisemblance montrées sur cette figure sont calculées à priori: L_σ est calculé, comme dans la figure 5.2, à l'aide de la relation 5.2; L_f est supposée être la fonction de vraisemblance d'une distribution gaussienne de largeur fixée. Sur cette figure

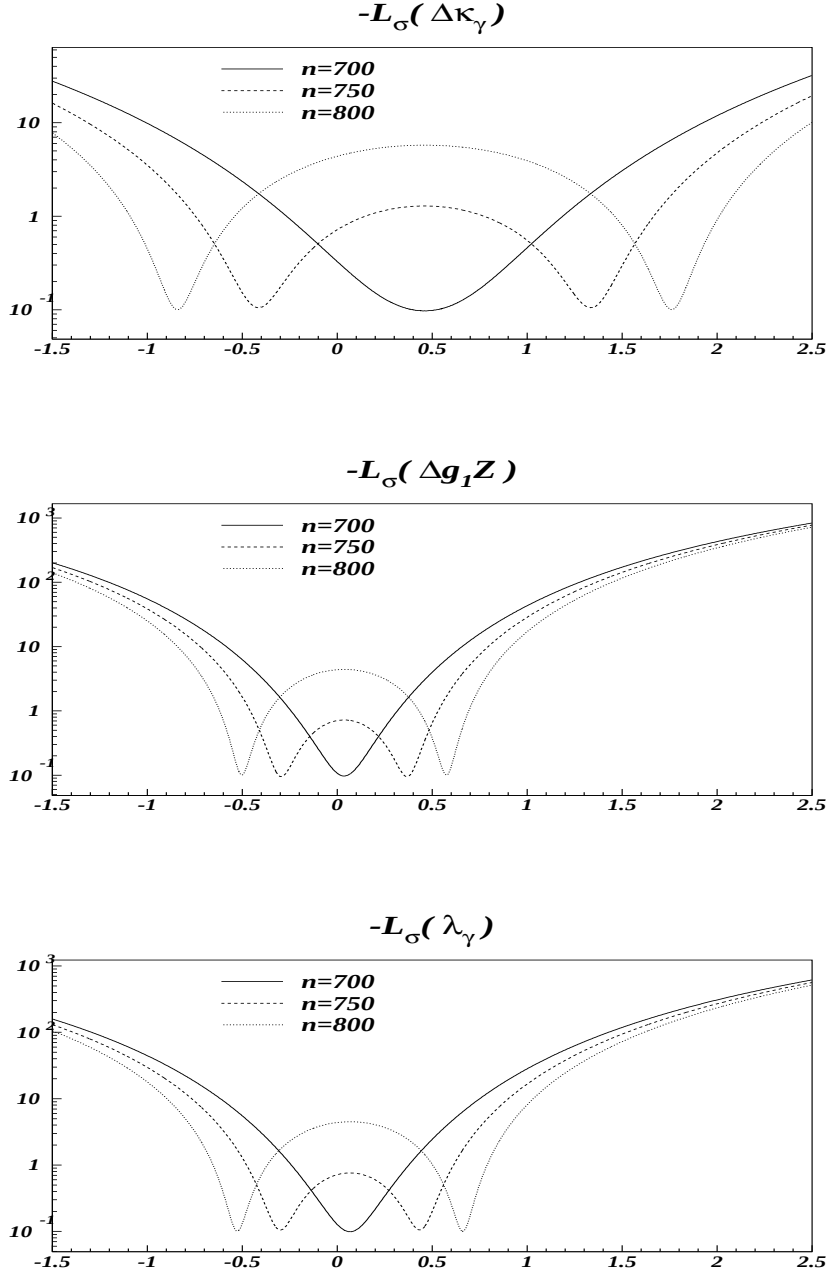


Figure 5.2 : Fonctions de vraisemblance $-L_\sigma$ obtenues à 189 GeV pour chacun des couplages considéré et pour 3 valeurs de n en utilisant uniquement la sélection d'événements semi-leptoniques. Le nombre d'événements attendus a été calculé pour une luminosité de 154 pb^{-1} et une efficacité de sélection de 65%, soit $\lambda(0) = 720$ événements.

on peut voir comment se comporte la fonction de vraisemblance totale en fonction de la position du maximum de L_f . On peut remarquer que la forme de la fonction de vraisemblance obtenue peut présenter un minimum secondaire. L'incertitude statistique ($\Delta\alpha^\pm$) est telle que:

$$L(\bar{\alpha} + \Delta\alpha^+) = L(\bar{\alpha} - \Delta\alpha^-) = L(\bar{\alpha}) - 1/2$$

où $\bar{\alpha}$ correspond au maximum absolu de la fonction de vraisemblance. La figure 5.3 montre que, parfois, l'incertitude statistique augmente lorsque L_σ est pris en compte. L'addition de ce terme n'induit donc pas systématiquement un gain en précision statistique de la mesure. Cette situation peut se produire lorsque le minimum de L_f est situé entre les deux minima de L_σ .

Cette figure illustre aussi que la position du maximum de vraisemblance ($\bar{\alpha}$) peut présenter une instabilité à une faible variation du maximum de L_f ($\bar{\alpha}_f$): dans certains intervalles de valeurs de $\bar{\alpha}_f$, $\bar{\alpha}$ varie rapidement à cause de la double structure de L_σ . Ce comportement est illustré en figure 5.4 qui montre la position du maximum de $L_f + L_\sigma$ en fonction de celle du maximum de L_f . Il est bien visible, en particulier lorsque le nombre d'événements observés est supérieur à $\lambda(\alpha_{min})$, que la variation peut être très rapide. Cet effet peut avoir une influence substantielle sur l'estimation de la plupart des incertitudes systématiques. Celle-ci consiste à faire varier certains paramètres auxquels l'ajustement est sensible, ce qui modifie (d'ordinaire faiblement) la position du maximum de L_f et peut donc avoir pour conséquence une grande variation de la position du maximum de vraisemblance total. La valeur de cette variation ne devra alors pas être interprétée comme l'approximation d'une incertitude systématique gaussienne; il faudrait plutôt considérer que l'incertitude systématique explorée est non-gaussienne. Pour faciliter l'interprétation des incertitudes, cette situation devra être évitée dans la mesure du possible.

Pour optimiser l'incertitude statistique, on pourrait être tenté de choisir la fonction de vraisemblance (L_f ou $L_f + L_\sigma$) qui donne l'incertitude la plus petite. Ceci serait dangereux car ce choix biaiserait l'analyse. En effet, la valeur de l'incertitude statistique est d'autant plus petite que la valeur de $\bar{\alpha}$ s'écarte de α_{min} . La corrélation entre les valeurs de l'incertitude et de la valeur centrale de l'ajustement sera illustrée par la suite (figure 5.7) à l'aide d'une simulation stochastique. Cette corrélation entre la valeur centrale et l'incertitude peut se comprendre en examinant la dérivée seconde de la fonction de vraisemblance pour $\alpha = \bar{\alpha}$:

$$\frac{d^2 L}{d\alpha^2}(\alpha = \bar{\alpha}) = \frac{1}{n} \left(\frac{d\lambda}{d\alpha}(\alpha = \bar{\alpha}) \right)^2$$

La dérivée $|d\lambda/d\alpha|$ est d'autant plus grande -et donc $\Delta\alpha$ d'autant plus petit- que la valeur de $\bar{\alpha}$ s'éloigne de α_{min} (la fonction $\lambda(\alpha)$ étant une parabole). Ce raisonnement

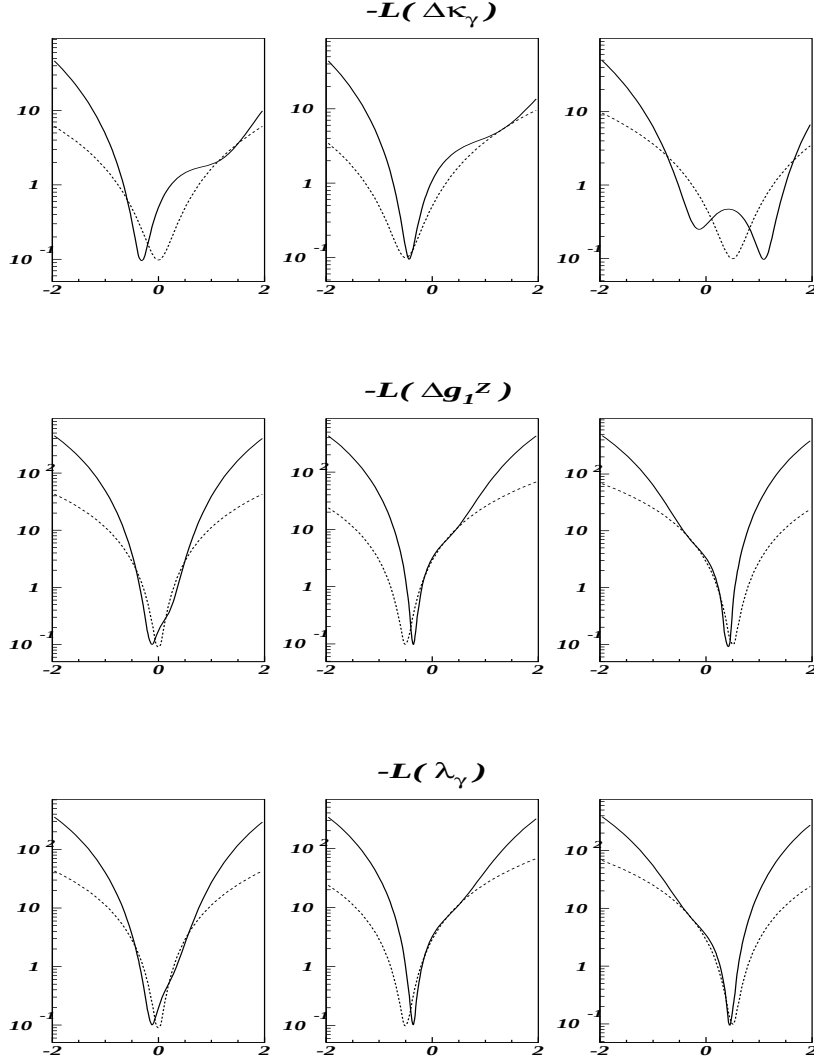


Figure 5.3 : Comparaison des fonctions de vraisemblance obtenues, pour chacun des couplages, en rajoutant L_σ à la fonction de vraisemblance obtenue uniquement avec la forme de la distribution (L_f). La densité de probabilité correspondant à cette dernière est une gaussienne de largeur 0.4 (resp. 0.15) pour $\Delta\kappa_\gamma$ (resp. les deux autres couplages); les valeurs utilisées pour ces largeurs sont typiquement celles observées. Les courbes en traits pleins représentent la fonction de vraisemblance totale et les traits tiretés représentent L_f . Pour chaque paramètre trois graphiques sont présentés; sur la figure de gauche (resp. du centre et de droite) le minimum de L_f vaut 0.0 (resp. -0.5 et 0.5). La valeur de n a été fixée à 750, ce qui correspond à une fluctuation statistique typique par rapport au nombre d'événements attendus.

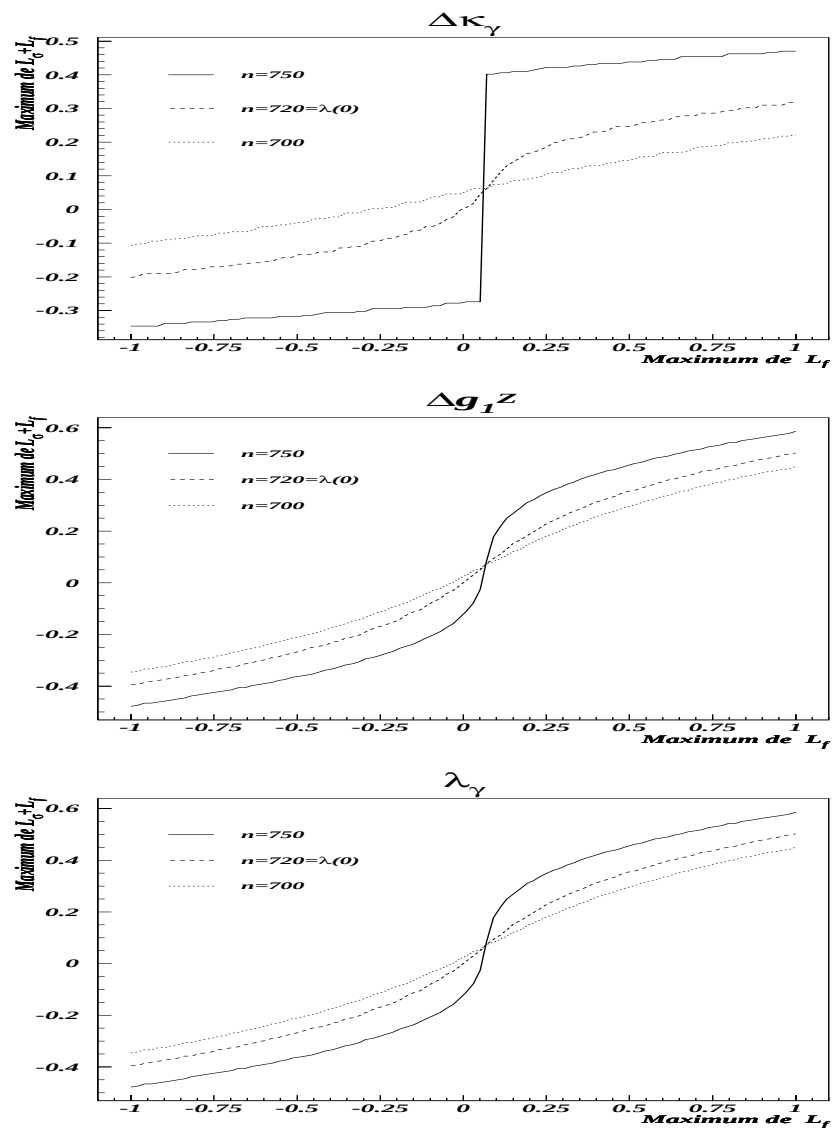


Figure 5.4 : Position du maximum de vraisemblance total en fonction de la position de celui de L_f pour les trois couplages et pour différentes valeurs de n .

peut être étendu à l'ajustement d'un histogramme: chaque terme de la fonction de vraisemblance correspond, dans ce cas, à un bin de l'histogramme; pour chacun de ces termes, le raisonnement précédent peut être appliqué.

D'une manière générale, pour ne pas introduire de biais dans l'estimation des couplages il est important de ne pas chercher à optimiser les performances de l'ajustement en faisant varier les caractéristiques de ce dernier (fonction de vraisemblance utilisée, paramètres des histogrammes, etc.) et en choisissant celles pour lesquelles le résultat donne l'incertitude statistique la plus petite.

Dans cette thèse, les ajustements ont tous été effectués à l'aide de maximums de vraisemblance qui tiennent compte du nombre d'événements: l'incertitude statistique attendue est, en moyenne, plus petite que si ce nombre n'est pas pris en compte (voir figure 5.3). Néanmoins, il faudra être prudent en interprétant les variations observées des valeurs centrales de l'ajustement lors de l'étude des incertitudes systématiques à cause de leur caractère potentiellement non gaussien.

5.1.3 Energie de collision

La sensibilité aux couplages trilinéaires des sections efficaces différentielles dépend de l'énergie de collision. Ceci influence notablement la précision statistique des mesures. Il est possible d'étudier cette influence à l'aide de simulations. Une étude menée en [26] quantifie cette sensibilité. La méthode adoptée est un ajustement de la section efficace différentielle dans un histogramme à 5 dimensions. Chacune de ces dimensions représentant un des angles décrivant la production et la décroissance des deux W . La fonction de vraisemblance est calculée à l'aide d'une probabilité de Poisson. Les incertitudes statistiques sont étudiées en fonction de la luminosité intégrée et de l'énergie de collision.

Il en ressort qu'à luminosité intégrée égale, l'incertitude statistique sur chacun des couplages est environ 1.5 fois plus faible à 190 GeV qu'à 172 GeV: lorsque l'énergie de collision augmente, la contribution de la voie s devient de plus en plus grande par rapport à celle de la voie t . Or, les couplages à trois bosons de jauge sont mis en jeu dans les deux diagrammes de la voie s .

Les données collectées en 1998 sont celles qui ont été produites à l'énergie la plus élevée et avec la plus grande luminosité intégrée. C'est donc l'analyse de ces données qui apporte la plus grande contribution à la précision statistique sur la mesure des couplages.

Dans cette thèse, les couplages ont été extraits des données collectées en 1998 en utilisant l'état final semi-leptonique. Les autres lots de données et les autres

états finals apportent un gain en précision statistique non négligeable; ils seront pris en compte au chapitre 6 dans la combinaison des résultats obtenus dans cette thèse à ceux extraits d'autres canaux de physique, d'autres données ou par d'autres expériences.

5.2 Méthodes adoptées

Les ajustements présentés dans cette thèse ont été réalisés à l'aide de trois méthodes: les deux premières utilisent une technique de repondération pour calculer la prédiction théorique en fonction de la valeur des couplages et la troisième utilise des expressions analytiques. Les deux premières méthodes ont été utilisées pour déterminer les couplages dans l'hypothèse où le lagrangien effectif est invariant de jauge $SU(2) \times U(1)$ et la troisième a été adoptée pour traiter le cas général où cette hypothèse n'est pas faite et où le nombre de paramètres ajustés est plus grand.

Dans toutes les méthodes exposées ici, un maximum de vraisemblance est recherché par comparaison d'histogrammes prédits par la théorie effective à l'histogramme mesuré. Les différents termes de la fonction de vraisemblance font intervenir la probabilité d'observer n_j événements dans la cellule j quand $\lambda_j(\vec{\alpha})$ sont attendus; le nombre total d'événements et la forme de la distribution sont ainsi pris en compte.

Les deux méthodes utilisant la technique de repondération diffèrent par les variables utilisées. En examinant les expressions des sections efficaces différentielles (voir chapitre 1), il semble que la seule variable dont la distribution soit susceptible d'être sensible à des couplages non-standards soit le cosinus de l'angle de diffusion des W ($\cos \theta_W$) dans le référentiel du centre-de-masse de la collision. Mais les 4-impulsions des fermions de l'état final sont aussi affectées par la valeur des couplages dans la mesure où les états d'hélicité des W sont modifiés; pour le voir, il faut revenir à l'expression de l'amplitude décrivant la production puis la désintégration de la paire W^+W^- (relation 1.26). Cette amplitude s'écrit, essentiellement, comme le produit de trois éléments de matrice: celui décrivant la production de la paire W^+W^- (noté $\mathcal{M}(\lambda, \bar{\lambda}, \theta; \alpha_i)$) dépend de la valeur des couplages et ceux décrivant la décroissance des W ($\mathcal{M}_{\pm}(\{\sigma_j, p_j\}_{j=1..4})$) n'en dépendent pas. La section efficace du processus différentiée par rapport à une seule variable cinématique (θ_1 , par exemple) de l'un des fermions s'écrit comme l'intégrale sur toutes les autres variables de la somme sur les états d'hélicité de $|\mathcal{M}|$, ce qui peut s'écrire sous la forme:

$$\frac{d\sigma_{WW}}{d\theta_1} = \sum_{\lambda} f(\lambda, \alpha_i) |\mathcal{M}_+(\lambda, \theta_1)|^2$$

la fonction f étant essentiellement l'intégrale de $|\mathcal{M} \times \mathcal{M}_-|^2$ sommée sur $\bar{\lambda}$. Comme les couplages influencent la composition en hélicité de l'état final (la fonction f dépend des couplages), la section efficace différentiée par rapport à θ_1 dépend aussi des couplages. Ceci est vrai pour toutes les variables cinématiques caractérisant l'état final; ces dernières sont au nombre de 8 si les masses des fermions sont négligées.

Pour obtenir une sensibilité maximale de l'ajustement aux couplages, il faudrait donc utiliser un histogramme à 8 dimensions. Ceci nécessiterait un très grand nombre d'événements simulés pour déterminer l'histogramme attendu. De plus, les 8 variables cinématiques ne peuvent pas toutes être mesurées avec une grande précision ou sans ambiguïté; il est, par exemple, très difficile de distinguer le jet initié par un quark de celui provenant d'un antiquark. On se restreindra donc aux deux variables les plus sensibles et les mieux mesurées que sont la direction du lepton chargé ($\cos \theta_l$)¹ et la direction du W^- ($\cos \theta_W$); cette dernière observable est accessible dans un événement semi-leptonique à l'aide du système hadronique et de la charge du lepton.

La première méthode utilise donc l'estimation de la section efficace différentiée par rapport à ces deux variables, qui semblent être les plus naturelles pour estimer les couplages. La seconde méthode utilise d'autres variables, dites optimales, qui sont essentiellement les coefficients de la forme quadratique de l'élément de matrice calculé pour chaque événement sélectionné. La dernière méthode fait intervenir moins d'information cinématique (uniquement l'angle de production des W); elle utilise des expressions analytiques relativement simples qui décrivent exactement, à l'ordre le plus bas, la contribution non-standard à la section efficace différentielle. Ces trois méthodes sont décrites en détails ci-dessous. La figure 5.5 illustre la sensibilité des variables $\cos \theta_W$ et $\cos \theta_l$ aux valeurs non-standard des couplages.

5.2.1 Méthode des angles de production

Cette méthode utilise la distribution des événements dans le plan $(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$ où θ_W est l'angle polaire de production du W^- et θ_l , l'angle entre la direction du lepton produit et celle de l'électron du faisceau si le lepton est chargé négativement, ou du positon dans le cas contraire.

Afin d'obtenir la meilleure résolution possible sur les variables cinématiques, un ajustement cinématique contraint peut-être appliqué à chaque événement; cet ajustement a déjà été décrit au chapitre 3 dans la section consacrée à la reconstruction des observables des événements hadroniques. Les valeurs attendues des corrections ap-

¹Il faut noter que cette variable est particulièrement sensible aux états d'hélicité du W car elle dépend fortement de l'angle de production du lepton dans le référentiel du W .

Sensibilité aux couplages

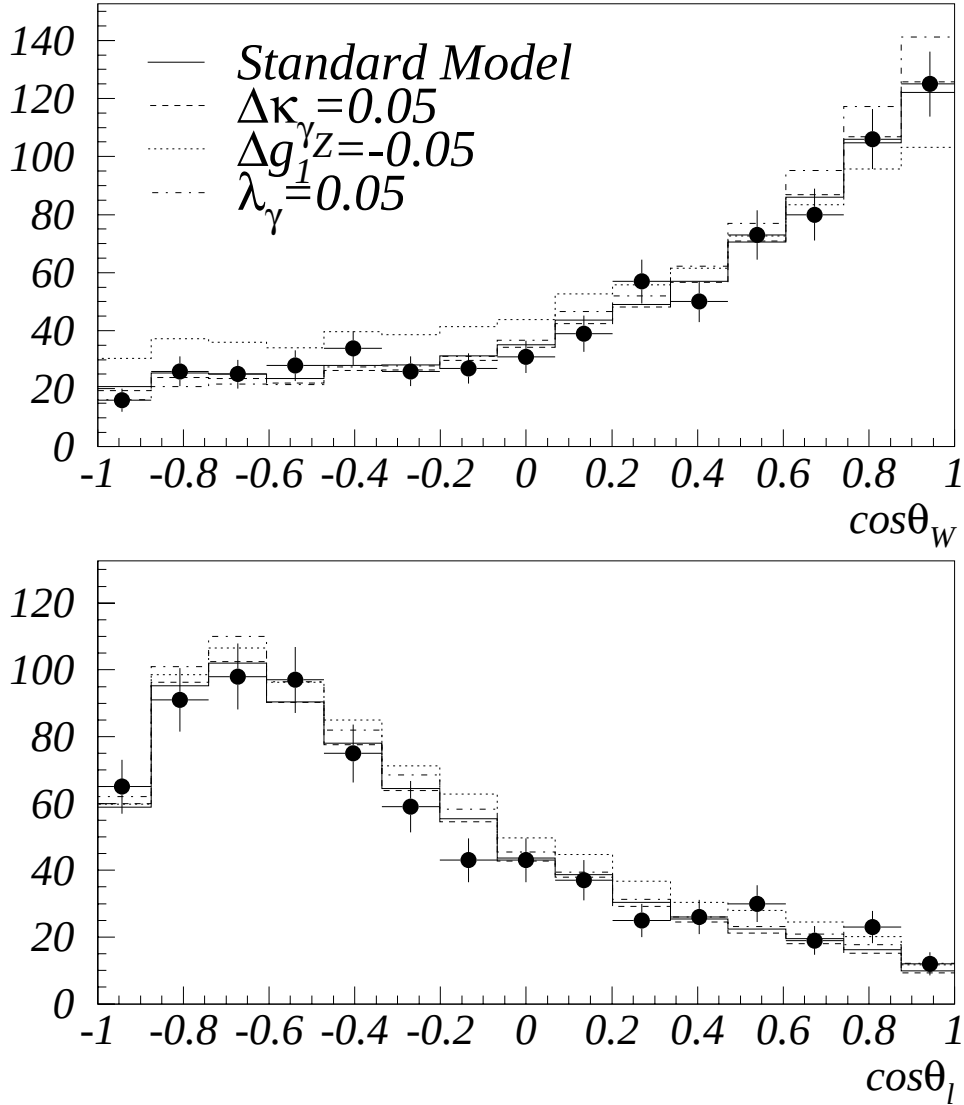


Figure 5.5 : Comparaison des distributions expérimentales de deux des variables utilisées pour déterminer les couplages à des prédictions de la théorie effective. Ces dernières sont représentées par les histogrammes. Les données collectées en 1998 sont représentées par des points; les barres d'incertitude verticales représentent l'incertitude statistique sur le nombre d'événements dans chacune des cellules de l'histogramme. Leur comparaison aux variations de la distribution attendue en fonction de la valeur des couplages permet de se faire une idée de la sensibilité de ces variables.

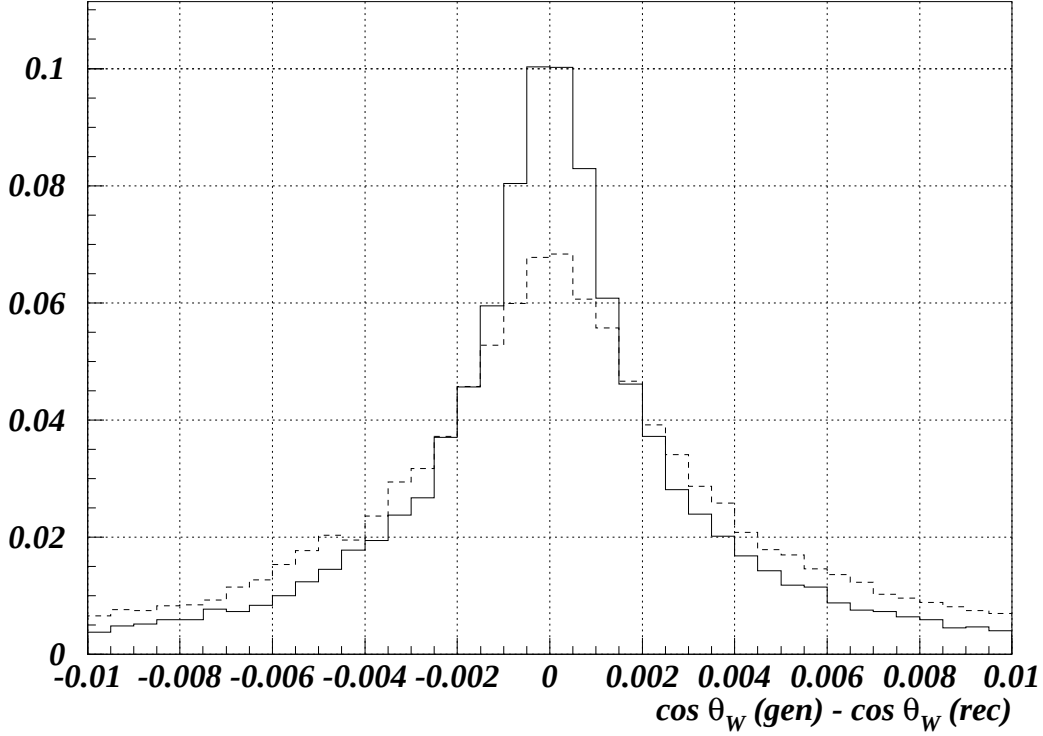


Figure 5.6 : *Comparaison des résolutions sur $\cos \theta_W$ obtenues avec (ligne continue) et sans (tirets) ajustement cinématique contraint. L'axe des ordonnées est gradué en unités arbitraires; les deux distributions sont normalisées pour que leurs intégrales soient égales.*

pliquées aux variables cinématiques du lepton chargé dépendent de son type: si c'est un électron ou un muon la valeur attendue de la correction est nulle et l'incertitude est donnée par l'algorithme de reconstruction des traces; si c'est un τ , il faut prendre en compte l'émission du ν_τ résultant de sa désintégration. L'amélioration de la résolution sur $\cos \theta_W$ apportée par l'ajustement cinématique contraint est illustrée sur la figure 5.6.

La distribution des événements est estimée à l'aide d'un histogramme à deux dimensions de 15×15 cellules. Cette granularité, déterminée a priori pour des raisons qui ont déjà été exposées, réalise un compromis entre une bonne sensibilité aux couplages et une incertitude systématique liée à la statistique de la simulation acceptable.

Pour calculer tout point de la fonction de vraisemblance, il est nécessaire de pouvoir estimer la distribution attendue pour un ensemble de valeurs arbitraires des couplages en tenant compte des effets de l'appareillage. Une méthode de repondération permet de calculer la distribution attendue en utilisant un seul lot d'événements simulés avec les couplages standards, passés au travers de la simulation complète du détecteur et du programme de reconstruction. La section efficace différentiée par rapport à un ensemble de variables cinématiques, Ω , s'écrit à l'aide de l'élément de matrice du processus (qui dépend de $\vec{\alpha}$):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{\alpha}) = |M(\vec{\alpha}, \Omega)|^2$$

Le nombre, $n_i(\vec{\alpha})$, d'événements attendus dans une cellule donnée (représentant l'intervalle $\Delta\Omega'$), s'écrit comme une intégrale sur les espaces de phase reconstruit (représenté par Ω') et généré:

$$n_i(\vec{\alpha}) = \mathcal{L} \times \int_{\Delta\Omega'} \int \epsilon(\Omega') O(\Omega', \Omega) |M(\vec{\alpha}, \Omega)|^2 d\Omega' d\Omega$$

où $\epsilon(\Omega')$ est l'efficacité de sélection d'un événement produit en Ω' , $O(\Omega', \Omega)$ est la densité de probabilité de reconstruire en Ω' un événement provenant de Ω . Cette intégrale peut encore s'écrire:

$$n_i(\vec{\alpha}) = \mathcal{L} \times \int_{\Delta\Omega'} \int \frac{|M(\vec{\alpha}, \Omega)|^2}{|M(\vec{0}, \Omega)|^2} [\epsilon(\Omega') O(\Omega', \Omega) |M(\vec{0}, \Omega)|^2] d\Omega' d\Omega$$

La partie entre crochets correspond à la distribution des événements reconstruits du lot généré avec des couplages standards. La loi des grands nombres dit que la valeur moyenne d'un ensemble de n réalisations d'une variable aléatoire tend vers l'espérance mathématique de cette variable quand n tend vers l'infini; elle permet donc d'affirmer que la somme

$$\tilde{n}_i(\vec{\alpha}) = \sum_{j \in \text{bin}_i} \frac{|M(\vec{\alpha}, \Omega_j)|^2}{|M(\vec{0}, \Omega_j)|^2} \quad (5.8)$$

peut-être utilisée pour estimer $n_i(\vec{\alpha})$ (méthode dite de *Monte-Carlo*).

Les éléments de matrice $M(\vec{\alpha}, \Omega_j)$ et $M(\vec{0}, \Omega_j)$ sont calculés à l'aide des routines de générateurs d'événements tels que ERATO ou EXCALIBUR. Pour optimiser le temps de calcul, le nombre d'appels à ces routines doit être aussi faible que possible. Pour ce faire, on peut mettre à profit l'existence de la forme quadratique qui permet d'exprimer l'élément de matrice de chaque événement en fonction des couplages. Elle est entièrement déterminée par 10 constantes (voir la relation 5.9). Il suffit donc de

connaître la valeur de l'élément de matrice pour 10 triplets de valeurs différents des couplages pour spécifier entièrement cette forme:

$$|M(\vec{\alpha}, \Omega)|^2 = c_{ab}(\Omega) \alpha_a \alpha_b \quad (a, b = 0..3) \quad (5.9)$$

avec $\alpha_0 = 1$. La relation (5.8) s'écrit alors:

$$\tilde{n}_i(\vec{\alpha}) = \left(\sum_{j \in \text{bin}_i} \frac{c_{ab}(\Omega_j)}{c_{00}(\Omega_j)} \right) \alpha_a \alpha_b = C_{ab,i} \alpha_a \alpha_b \quad (5.10)$$

Le nombre d'événements attendu dans la cellule i est donc:

$$N_i(\vec{\alpha}) = C_{ab,i} \alpha_a \alpha_b + B_i$$

où B_i représente la contribution du bruit de fond résiduel.

Un ajustement des paramètres est réalisé en utilisant un maximum de vraisemblance faisant intervenir la probabilité d'observer S_i événements dans la cellule i quand $N_i(\vec{\alpha})$ sont attendus (loi de Poisson):

$$-L(\vec{\alpha}) = \sum_{i=\text{bins}} N_i(\vec{\alpha}) - S_i \times \log N_i(\vec{\alpha}) \quad (5.11)$$

Cette méthode, si elle a l'avantage de faire appel à des variables robustes, présente, en revanche, l'inconvénient de ne pas utiliser toute l'information cinématique de chaque événement: sur les 8 variables cinématiques indépendantes qui décrivent chaque événement seulement 2 sont utilisées; elles sont néanmoins suffisamment sensibles et permettent d'ajuster les valeurs des couplages avec une précision satisfaisante [14]. On peut toutefois s'attendre à une diminution significative de l'incertitude statistique attendue en utilisant plus d'information cinématique; en particulier les angles azimutaux car ils dépendent des états d'hélicité des W . Cela étant, il n'est pratiquement pas possible d'augmenter le nombre de variables prises en compte dans l'ajustement, le nombre d'événements simulés à générer pour peupler chacune des cellules devenant trop important.

5.2.2 Méthode des Observables optimales

L'emploi d'observables optimales permet d'utiliser le maximum d'information cinématique dans l'ajustement et donc d'optimiser la précision statistique. Ces variables apparaissent naturellement en développant la fonction de vraisemblance (non-binnée) et en annulant sa dérivée. Pour un couplage unique la probabilité d'observer l'événement généré en Ω_i s'écrit:

$$p(\Omega_i) = \frac{c_0(\Omega_i) + c_1(\Omega_i)\alpha + c_2(\Omega_i)\alpha^2}{s_0 + s_1\alpha + s_2\alpha^2} \quad (5.12)$$

$$\frac{d \log L}{d\alpha} = \sum_i \frac{c_1(\Omega_i) + 2c_2(\Omega_i)\alpha}{c_0(\Omega_i) + c_1(\Omega_i)\alpha + c_2(\Omega_i)\alpha^2} - N \frac{s_1 + 2s_2\alpha}{s_0 + s_1\alpha + s_2\alpha^2} \quad (5.13)$$

$$= \sum_i \frac{\omega_1(\Omega_i) + 2\omega_2(\Omega_i)\alpha}{1 + \omega_1(\Omega_i)\alpha + \omega_2(\Omega_i)\alpha^2} - N \frac{s_1 + 2s_2\alpha}{s_0 + s_1\alpha + s_2\alpha^2} \quad (5.14)$$

avec

$$\omega_1 = \frac{c_1}{c_0} \quad \text{et} \quad \omega_2 = \frac{c_2}{c_0}$$

Il est possible de montrer [27, 28] que si les variables cinématiques de chaque événement sont connues avec une précision infinie, les deux variables ω_1 et ω_2 permettent de déterminer les couplages avec la plus grande précision statistique possible.

A chaque couplage correspondent donc deux observables optimales; si l'on veut ajuster deux paramètres en même temps, d'autres variables optimales apparaissent, qui tiennent compte des termes croisés de l'élément de matrice. Les ajustements présentés dans cette thèse réalisés à l'aide de cette méthode ont été mis en oeuvre indépendamment pour chacun des couplages, les autres étant fixés à la valeur prédite par le Modèle Standard. De plus, la distribution ajustée est à une seule dimension: l'observable ω_2 n'a pas été prise en compte. Ceci change peu les résultats des ajustements si les valeurs centrales sont proches de 0 (les termes quadratiques sont petits). Néanmoins, leur prise en compte peut apporter une réduction non négligeable de l'incertitude statistique, qui peut être de l'ordre de 15%. Comme les incertitudes systématiques n'ont pas de raison d'être très différentes, la prise en compte de cette observable peut s'avérer intéressante. Les résultats d'ajustements faisant intervenir les deux observables optimales ne sont pas détaillés dans cette thèse car l'étude des incertitudes systématiques était incomplète.

La technique de repondération a été utilisée pour estimer la distribution attendue en fonction des couplages (voir la section 5.2.1).

5.2.3 Méthode utilisant les expressions analytiques

Les deux méthodes précédentes diffèrent par les variables utilisées, mais l'ajustement est chaque fois réalisé à l'aide de la même technique (repondération). Il est possible de procéder différemment, en utilisant une paramétrisation de la section efficace différentielle non-standard en fonction des valeurs des couplages.

Une telle paramétrisation a été proposée en [29]; elle consiste à développer la contribution non-standard ($d\sigma_{anom}/dx$) à la section efficace différentiée par rapport

à $x = \cos \theta_W$ sur une base de 4 polynômes (p_i):

$$\begin{aligned} p_1(x) &= z - x \\ p_2(x) &= (z - x)(1 - x^2) \\ p_3(x) &= 1 - x^2 \\ p_4(x) &= 1 - \beta x \end{aligned} \tag{5.15}$$

où

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{s}} \quad \text{et} \quad z = \frac{1 + \beta^2}{2\beta} \tag{5.16}$$

La contribution non-standard à la section efficace différentielle s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{anom}}{dx}(\vec{\alpha}) &= \frac{d\sigma}{dx}(\vec{\alpha}) - \frac{d\sigma_{MS}}{dx} \\ &= \frac{g^4\beta}{64\pi s} \frac{1}{(z-x)} \sum_{i=1}^4 \sigma_i(s) p_i(x, s) \end{aligned} \tag{5.17}$$

où g est le couplage associé au groupe de jauge $SU(2)$ du Modèle Standard. Toute la dépendance en $\cos \theta_W$ est intégrée dans les p_i ; les couplages et les paramètres électrofaibles influencent uniquement les valeurs des σ_i , ces dernières étant aussi fonctions de l'énergie de collision.

Pour être comparées aux histogrammes mesurés, ces prédictions doivent être convoluées par la fonction de résolution expérimentale ($\epsilon(x, x')$):

$$n_i(\vec{\alpha}) = n_i(0) + B_i + \int_{\delta\Omega'_i} dx' \int_{\omega} \frac{d\sigma_{anom}}{dx} \epsilon(x, x') dx \tag{5.18}$$

La double intégration est estimée par une somme discrète en divisant l'espace de phase réel en un nombre fini de cellules ($\delta\Omega_j$):

$$n_i(\vec{\alpha}) = n_i(0) + B_i + \sum_j \epsilon_{ij} \left[\int_{\delta\Omega_j} dx \frac{d\sigma_{anom}}{dx}(x, \vec{\alpha}) \right] \tag{5.19}$$

où le facteur entre crochets s'estime à l'aide d'une intégration numérique; les facteurs ϵ_{ij} représentent la probabilité de mesurer un événement dans la cellule i quand il a réellement été produit dans la cellule j . Les termes $n_i(0)$ et B_i représentent la prédiction du Modèle Standard pour les nombres d'événements du signal et du bruit de fond attendus dans la cellule i ; ils sont estimés à l'aide d'événements générés par PYTHIA et passés au travers de la simulation de l'appareillage expérimental.

La fonction de vraisemblance est calculée, comme dans les méthodes précédentes, à l'aide d'une probabilité de Poisson pour chacune des cellules de l'histogramme.

5.3 Incertitudes statistiques et caractéristiques des histogrammes

Les incertitudes provenant de limitations statistiques ont une double origine: celle provenant du nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles et celle provenant du nombre d'événements simulés utilisés pour estimer les distributions attendues. Cette dernière est une incertitude systématique et peut, en principe, être aussi petite qu'on le souhaite tandis que la première - l'incertitude statistique proprement dite - dépend directement de la luminosité intégrée délivrée par l'accélérateur; cette incertitude est donnée par la fonction de vraisemblance.

Les valeurs de ces deux incertitudes dépendent aussi des caractéristiques des histogrammes utilisés pour estimer les distributions, en particulier du nombre et de la largeur des cellules qu'il définit dans l'espace de phase reconstruit. Un grand nombre de cellules permet d'estimer précisément les distributions et donne donc une grande sensibilité à l'ajustement; en contrepartie, l'incertitude systématique liée à la statistique de la simulation a tendance à devenir importante. Inversement, un petit nombre de cellules réduit la sensibilité statistique de l'ajustement au bénéfice d'une petite incertitude systématique liée à la statistique de la simulation.

A cause de la structure de la fonction de vraisemblance, un problème peut apparaître lorsque le nombre de cellules devient grand: la distribution associée à l'incertitude liée à la statistique de la simulation peut s'éloigner fortement d'une forme gaussienne, jusqu'à posséder une structure à deux pics; sa comparaison avec les autres incertitudes systématiques peut ainsi perdre son sens ou devenir particulièrement délicate. Ce problème est lié à l'instabilité potentielle de la valeur centrale de l'ajustement discutée en section 5.1.2.

Dans chacune des analyses présentées dans cette thèse, l'histogramme utilisé est constitué de cellules de même taille, et les histogrammes à deux dimensions comportent $n \times n$ cellules (n variant de 1 à 50 selon le cas) identiques. Il est délicat, à cause de la structure de la fonction de vraisemblance, de trouver un argument qui permette de déterminer, sans introduire de biais, le nombre de cellules à utiliser pour obtenir un résultat de la meilleure précision possible. L'approche adoptée dans cette thèse consiste à définir un intervalle "raisonnable" pour le nombre de cellules; "raisonnable" signifiant que les valeurs de n contenues dans cet intervalle ne doivent être ni trop grandes pour ne pas obtenir une incertitude statistique non gaussienne, ni trop petites pour que l'ajustement possède une sensibilité acceptable aux couplages. La stabilité du résultat de l'ajustement en fonction du nombre de cellules utilisé est vérifié sur tout l'intervalle considéré; le résultat retenu sera celui obtenu

avec un nombre de cellules choisi à priori. Ce choix, évidemment subjectif, garanti un résultat non biaisé, même si la précision statistique n'est pas optimisée.

Il est possible d'étudier les distributions associées à ces incertitudes en réalisant une *simulation stochastique*: pour étudier la distribution liée à l'incertitude statistique, on construit un grand nombre d'histogrammes fictifs pouvant provenir d'un processus avec des couplages standards; puis on effectue un ajustement pour chacun d'eux. Le contenu de chaque bin de chaque histogramme fictif est tiré au hasard selon une distribution de Poisson. A chaque histogramme fictif correspond donc, pour chaque couplage, une valeur centrale et une incertitude qui sont déterminées à partir de la variation de la fonction de vraisemblance; il est ainsi possible d'étudier les distributions de la valeur centrale de l'ajustement ainsi que diverses corrélations. En particulier, il est possible d'illustrer ainsi la corrélation entre la valeur centrale de l'ajustement et l'incertitude. La figure 5.7 montre la distribution de l'incertitude statistique en fonction de la valeur centrale. Ces deux quantités montrent une corrélation non triviale, et le choix de ne pas chercher à optimiser les caractéristiques des histogrammes en fonction de l'incertitude statistique obtenue est ainsi justifié.

Cette simulation stochastique permet d'effectuer une comparaison entre les incertitudes statistiques attendues avec les observables optimales et celles attendues avec les angles de production; cette comparaison montre que les angles de production ne contiennent pas toute l'information disponible dans chaque événement: les incertitudes attendues avec les observables optimales sont plus petites de 20% pour Δg_1^Z et de 15% pour λ_γ .

Une procédure similaire est utilisée pour estimer la distribution liée à l'incertitude systématique provenant de la statistique de la simulation: les valeurs des $C_{ab,i}$ sont estimées par intégration Monte-Carlo, en utilisant des événements générés puis passés au travers de la simulation de l'appareillage. Ces valeurs sont tirées au hasard selon une distribution gaussienne ayant pour moyenne la valeur estimée de $C_{ab,i}$ et pour variance l'incertitude statistique sur cette valeur. Pour chacun des tirages, l'ajustement est effectué sur le même lot d'événements. La variation de ces coefficients change la forme de la fonction de vraisemblance. Au fur et à mesure que l'incertitude sur les coefficients augmente (par suite de l'augmentation du nombre de bins), le changement de forme de cette fonction peut devenir tel qu'un maximum secondaire se transforme en maximum absolu. Dans ce cas, les distributions observées des valeurs centrales des ajustements de la simulation stochastique présentent deux pics. Le premier est situé autour de la valeur la plus probable et le second autour de la valeur du maximum secondaire de la fonction de vraisemblance. Cette situation doit être évitée sans quoi la valeur de l'incertitude systématique liée à la statistique de la simulation perd sa pertinence.

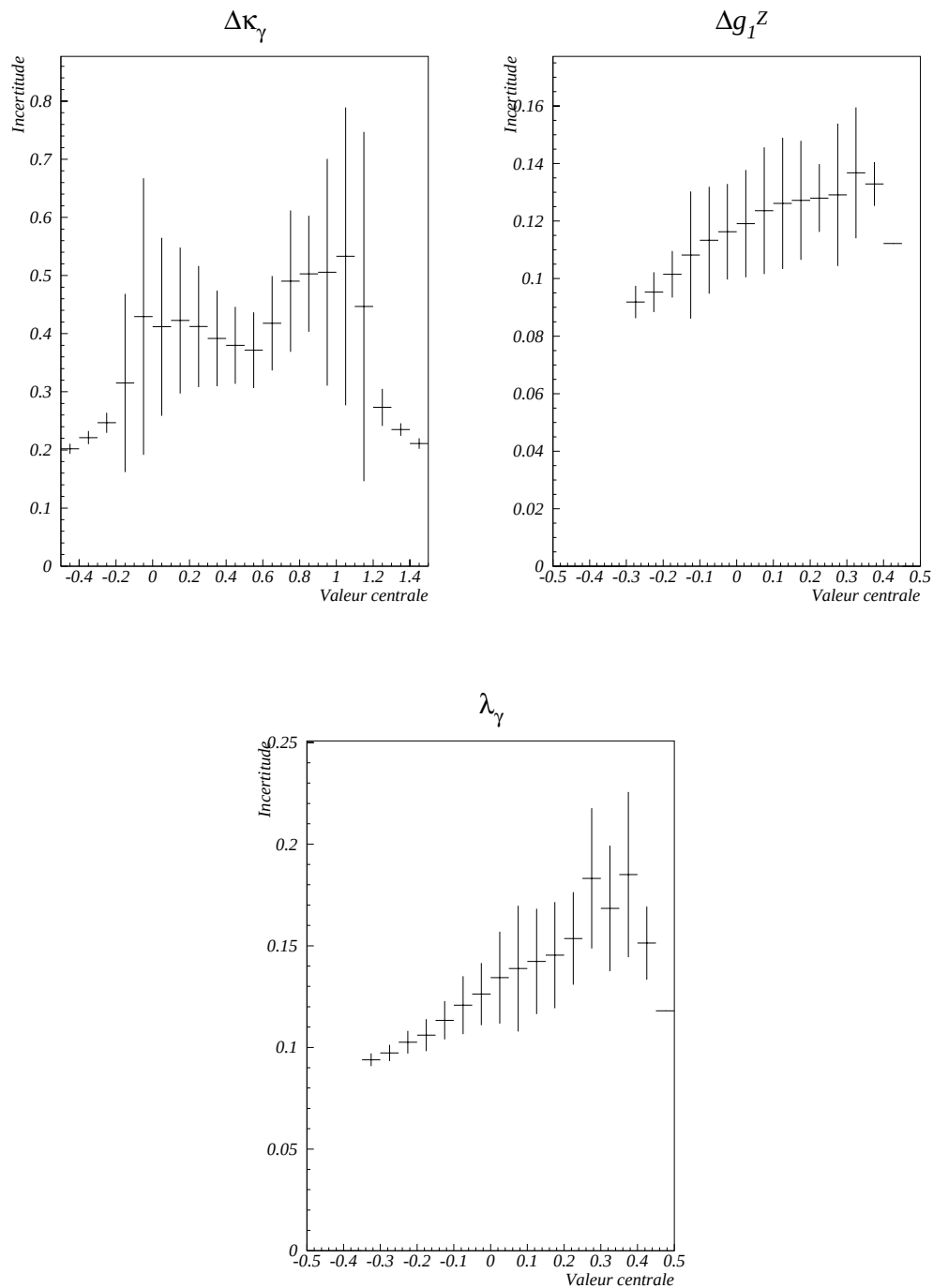


Figure 5.7 : Distributions obtenues par simulation stochastique montrant la corrélation entre la valeur centrale de l'ajustement et l'incertitude statistique.

La figure 5.8 montre les distributions de l'écart entre la valeur centrale de l'ajustement et les valeurs déterminées durant la simulation stochastique, la fonction gaussienne qui s'ajuste le mieux à ces distributions ainsi que le χ^2 de cet ajustement. Pour les trois variables, la valeur du χ^2 est un peu plus grande que le nombre de degrés de liberté; les probabilités correspondantes s'échelonnent entre 1% et 10%, ce qui traduit sans doute une déviation de la forme de la distribution obtenue par rapport à une distribution gaussienne. La comparaison de la forme des distributions aux gaussiennes qui leurs sont le plus proche montre que la déviation observée provient systématiquement de la région voisine du centre de la distribution; ceci est particulièrement visible sur la distribution associée à $\Delta\kappa_\gamma$. Néanmoins, les distributions observées sont presque gaussiennes, en particulier pour ce qui concerne les largeurs des distributions, et donc l'incertitude liée à la statistique de la simulation pourra, dans ce cas, être considérée comme gaussienne. Ce test a été effectué pour tous les résultats montrés dans cette thèse.

Cette simulation stochastique permet aussi de tester le calcul de l'incertitude statistique. L'écart e est défini par

$$e = \frac{\bar{\alpha} - \alpha_{fit}}{\sigma_{fit}}$$

où $\bar{\alpha}$ est la valeur simulée du couplage et α_{fit} et σ_{fit} les valeur centrale et incertitude statistique ajustées. La distribution des valeurs de e doit être centrée en 0 et de largeur 1; ces conditions imposent respectivement que l'estimation n'est pas biaisée et que les incertitudes statistiques sont correctement estimées. Ce test a été effectué pour toutes les méthodes d'ajustement utilisées dans cette thèse.

5.4 Extraction des couplages en supposant l'invariance de jauge

Cette section est consacrée à la présentation des résultats des ajustements réalisés en supposant que le lagrangien effectif respecte l'invariance de jauge associée au groupe $SU(2) \times U(1)$. Les trois paramètres choisis pour paramétrer le lagrangien sont $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ_γ . Le tableau 5.1 montre les résultats obtenus avec les événements sélectionnés à 189 GeV; ils ont été obtenus lorsqu'un seul paramètre est ajusté à la fois, les autres étant fixés à la valeur prédite par le Modèle Standard. Ces résultats sont montrés pour les deux méthodes d'extraction des couplages utilisées; dans le cas de la méthode des angles de production, deux résultats sont montrés: celui obtenu lorsque les événements subissent un ajustement cinématique contraint et celui obtenu

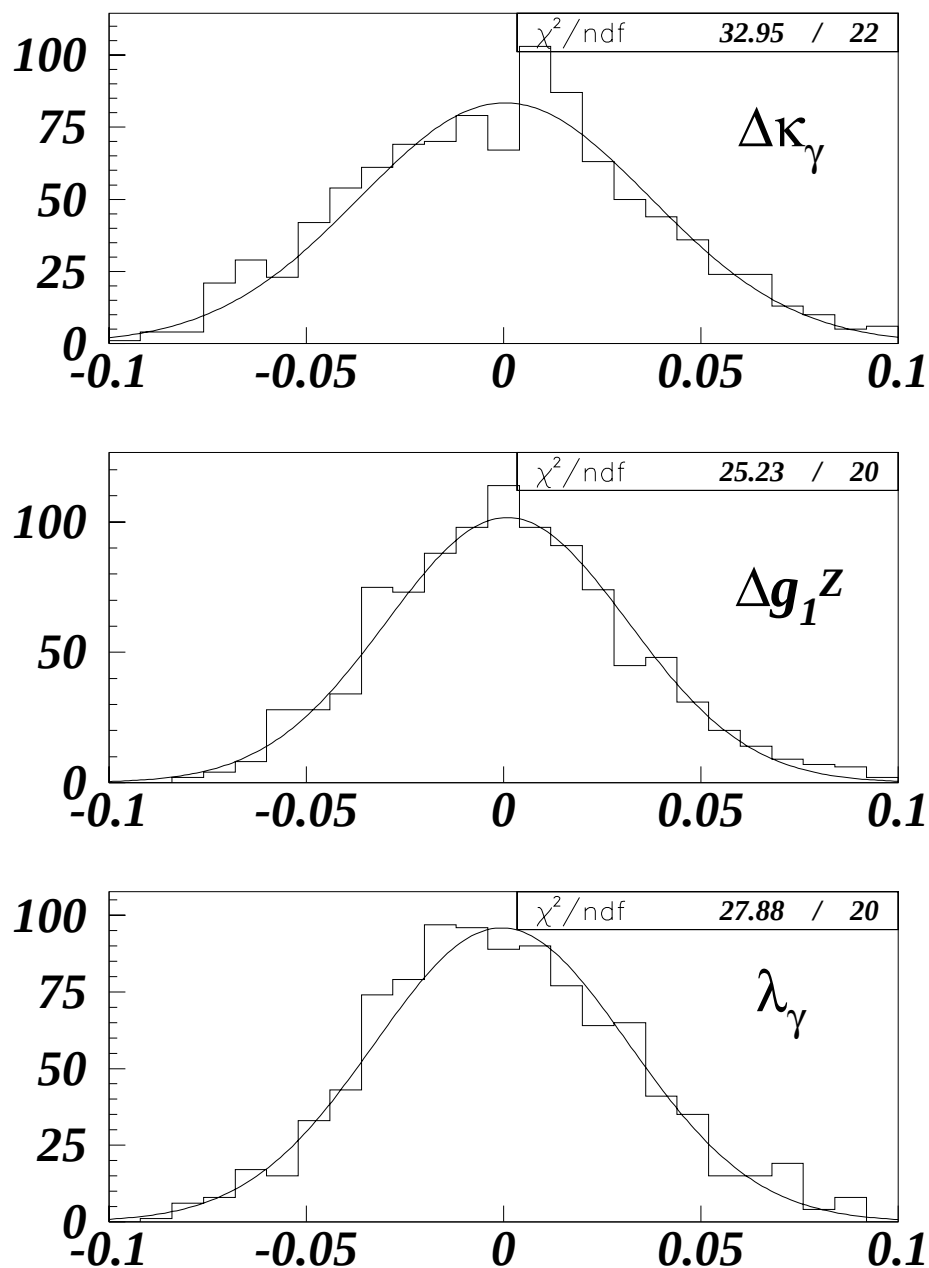


Figure 5.8 : Distributions des variations de la valeur centrale de l'ajustement lors de l'expérimentation stochastique qui détermine l'incertitude liée à la statistique de la simulation. La fonction gaussienne la plus proche de la distribution obtenue ainsi que le χ^2 associé sont aussi indiqués.

		PYTHIA	EXCALIBUR
$\Delta\kappa_\gamma$	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$ (Fit 4C)	$-0.07^{+0.34}_{-0.24}$	$-0.10^{+0.35}_{-0.24}$
	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$	$-0.25^{+0.26}_{-0.21}$	$-0.06^{+0.35}_{-0.25}$
	Observable optimale	$-0.02^{+0.34}_{-0.25}$	$+0.15^{+0.40}_{-0.30}$
Δg_1^Z	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$ (Fit 4C)	$-0.07^{+0.11}_{-0.10}$	$+0.00^{+0.13}_{-0.12}$
	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$	$-0.12^{+0.11}_{-0.10}$	$-0.08^{+0.11}_{-0.11}$
	Observable optimale	$-0.08^{+0.10}_{-0.10}$	$-0.06^{+0.10}_{-0.10}$
λ_γ	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$ (Fit 4C)	$-0.04^{+0.13}_{-0.12}$	$+0.02^{+0.14}_{-0.12}$
	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$	$-0.07^{+0.12}_{-0.11}$	$-0.04^{+0.14}_{-0.12}$
	Observable optimale	$+0.05^{+0.11}_{-0.11}$	$+0.04^{+0.11}_{-0.11}$

Tableau 5.1 : Résultats obtenus lors des ajustements à un seul paramètre pour chacun des trois couplages. Les résultats obtenus avec la méthode des angles de production (avec et sans ajustement cinématique contraint) et avec celle des observables optimales sont présentés. Pour chacune des méthodes, les résultats obtenus lorsque les distributions attendues sont estimées avec PYTHIA ou EXCALIBUR sont comparés. L'incertitude mentionnée est uniquement d'origine statistique.

sans cet ajustement. De plus, ce tableau compare les valeurs extraites lorsque les histogrammes attendus sont estimés à l'aide de deux générateurs d'événements différents (PYTHIA et EXCALIBUR). Ce tableau sera amplement commenté dans la suite de cette section. La figure 5.9 montre les courbes de vraisemblance obtenues lors des ajustements à un paramètre par la méthode des angles de production. On remarque que les courbes ne présentent qu'un seul minimum. Cela provient du fait que le nombre d'événements sélectionnés est inférieur au nombre minimal d'événements prédit par le lagrangien effectif. Il ne se pose donc pas de problème de stabilité de la valeur centrale des ajustements lors de l'estimation des incertitudes systématiques. Le reste de cette section est consacré à l'étude des incertitudes systématiques. Comme cela a été discuté au début du chapitre précédent, il est souhaitable que les valeurs de ces incertitudes soient inférieures à l'incertitude statistique. Pour chacune des contributions analysées ici, la comparaison sera faite avec la valeur de l'incertitude statistique obtenue dans l'ajustement (table 5.9).

Les sources d'incertitudes systématiques considérées sont la normalisation de la simulation (du signal et du bruit de fond résiduel), les valeurs des paramètres

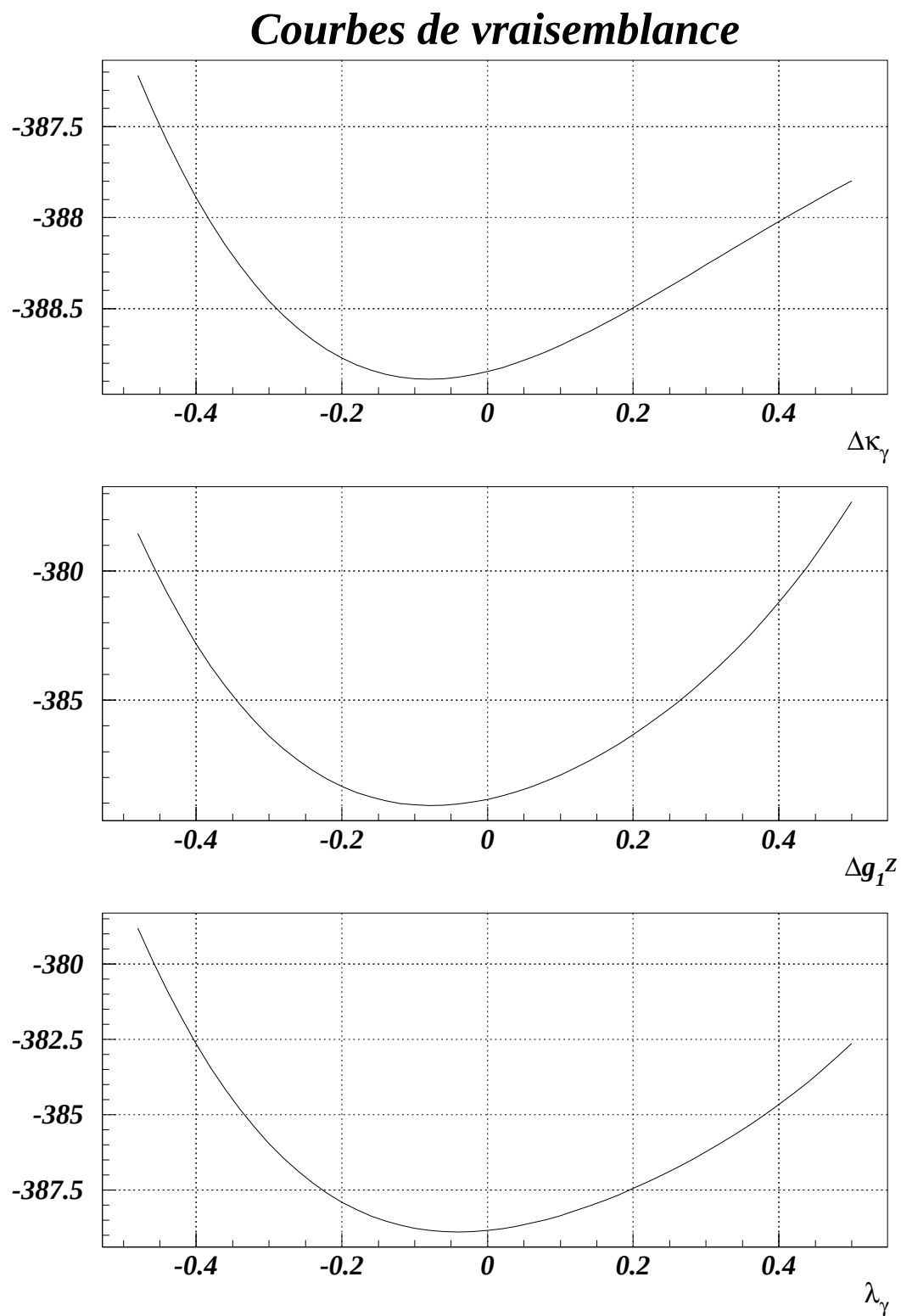


Figure 5.9 : Courbes de vraisemblance obtenues lors des ajustements à un paramètre avec la méthode des angles de production.

	$(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$			Observables optimales		
Luminosité	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$
$0.995 \times \mathcal{L}$	-0.023	-0.002	-0.001	-0.016	-0.002	0.000
$1.005 \times \mathcal{L}$	+0.022	+0.002	+0.001	+0.017	+0.002	0.000

Tableau 5.2 : Détermination des incertitudes systématiques liées à la mesure de la luminosité pour les deux méthodes présentées.

électrofaibles, l'interférence des diagrammes non-résonnants, l'énergie des faisceaux et la simulation du détecteur. Dans cette dernière catégorie sont implicitement prises en compte les incertitudes sur la reconstruction des traces, la modélisation de la fragmentation des quarks et aussi sur la résolution des angles de production des W . Cette étude est menée en parallèle pour les deux méthodes d'extraction des couplages trilinéaires.

5.4.1 Normalisation de la simulation

Cette catégorie d'incertitudes systématiques concerne les paramètres utilisés pour déterminer le nombre total d'événements attendus; les paramètres qui sont concernés sont la luminosité intégrée; l'efficacité de sélection du signal et du bruit de fond, et leurs sections efficaces théoriques.

Luminosité

La luminosité est connue avec une incertitude relative de $\pm 0.5\%$. Le tableau 5.2 illustre la sensibilité des ajustements à la précision sur la luminosité. Il montre les variations de la valeur centrale des ajustements de la distribution de $(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$ et de celle des observables optimales lorsqu'on modifie la luminosité intégrée de ± 1 écart-type.

Ces valeurs sont très inférieures aux incertitudes statistiques attendues. La luminosité est donc mesurée avec une précision suffisante pour que l'incertitude sur sa valeur ait des conséquences négligeables sur la valeur des couplages.

	$(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$			Observables optimales		
	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$
$0.98 \times N_{att}(W^+W^-)$	+0.066	+0.010	+0.009	+0.060	+0.006	+0.003
$1.02 \times N_{att}(W^+W^-)$	-0.066	-0.009	-0.008	-0.057	-0.005	-0.002

Tableau 5.3 : Détermination des incertitudes liées à la normalisation du signal.

Production de paires W^+W^-

Deux incertitudes se combinent ici: celle qui provient de l'incertitude sur la section efficace théorique de la production de paires W^+W^- et celle reflétant l'incertitude sur l'efficacité de sélection des événements semi-leptoniques. Cette dernière a été estimée au chapitre 4 comme étant de l'ordre de 0.7% (0.05 pb d'incertitude absolue par rapport aux ~ 7 pb de la section efficace totale de cet état final). L'incertitude d'origine théorique est de l'ordre de 1% sur la section efficace totale [30] à l'énergie de collision considérée. Afin de prendre en compte d'éventuelles inhomogénéités de cette incertitude dans l'espace de phase, l'étude sera réalisée avec une variation de la valeur théorique de la section efficace totale du signal de 2%. Cette valeur étant, selon [30], une limite supérieure.

Le tableau 5.3 montre les variations des valeurs centrales obtenues pour les deux ajustements. Cette incertitude est de 6 à 12 fois (selon le couplage considéré) plus faible que l'incertitude statistique attendue. De plus, les incertitudes statistiques données par les fonctions de vraisemblance obtenues après ces variations sont pratiquement identiques à celles obtenues avant.

Bruits de fond

L'incertitude sur l'efficacité de sélection du signal a été déterminée au chapitre 4 en faisant varier la valeur des coupures de la procédure de sélection. L'incertitude systématique sur la section efficace totale de l'état final semi-leptonique est de 0.05 pb. Cette manière de procéder ne permet pas de discerner les effets systématiques provenant du signal de ceux provenant du bruit de fond. Cela veut dire que cette incertitude peut aussi bien être considérée comme provenant du signal que du bruit de fond. Le cas où toute cette incertitude provient du signal a été envisagé ci-dessus. Il s'agit maintenant d'envisager la situation contraire, où toute

	$(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$			Observables optimales		
	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$
$N_{att}(\text{BDF}) \times 1.05$	+0.043	+0.006	+0.007	+0.030	+0.003	+0.003
$N_{att}(\text{BDF}) \times 0.95$	-0.043	-0.006	-0.007	-0.030	-0.003	-0.003

Tableau 5.4 : Détermination des incertitudes systématiques liées à la section efficace du bruit de fond.

cette incertitude est attribuée à la description du bruit de fond. La normalisation du bruit de fond dans le Monte-Carlo est donc variée de $\pm 5\%$ ($= \epsilon \times 0.05/\sigma_b$).

Le tableau 5.4 résume la variation de la valeur centrale obtenue pour les deux ajustements. Les incertitudes obtenues sont environ deux fois plus petites que celles obtenues lorsque l'on considère que les variations observées de la section efficace totale sont dues à la description du signal (voir tableau 5.3). Il est préférable de ne pas sommer ces deux dernières incertitudes, car une surestimation des effets systématiques en résulterait. Comme il n'est pas possible de discerner laquelle des deux hypothèses envisagée est la plus réaliste, ou dans quelle proportion chacune d'elle intervient, le pire des cas sera retenu; à savoir, celui où toute l'incertitude sur le nombre total d'événements provient de l'incertitude sur l'efficacité de sélection du signal.

5.4.2 Paramètres électrofaibles

Le paramètre électrofaible dont l'incertitude induit la plus grande incertitude systématique sur les couplages non-standards est la masse des $W^\pm$ (M_W). La valeur (mesurée directement) de ce paramètre est $M_W = 80.318 \pm 0.073$ GeV [31]. Pour propager l'incertitude sur ce paramètre à la mesure des couplages, la valeur de M_W est changée pour le lot simulé lors de la repondération. Le poids associé à chaque événement (voir la relation 5.8) est calculé en prenant en compte le changement souhaité, et vaut:

$$\frac{|M(\vec{\alpha}, M_W, \Omega_j)|^2}{|M(\vec{0}, M_W^0, \Omega_j)|^2}$$

où M_W^0 est la valeur de M_W utilisée lors de la génération du lot et M_W celle pour laquelle l'ajustement doit être effectué. Le tableau 5.5 montre les variations obtenues lorsque la valeur de M_W est variée de 73 MeV autour de la valeur centrale dans le calcul du poids associé à chaque événement. On peut observer que cette incertitude est complètement négligeable devant l'incertitude totale.

	$(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$			Observables optimales		
$M_W(GeV)$	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$
80.391	+0.001	-0.006	-0.006	+0.023	-0.000	+0.004
80.245	-0.002	+0.005	-0.005	-0.024	+0.001	-0.004

Tableau 5.5 : Détermination de l'incertitude systématique liée à la valeur de M_W .

5.4.3 Générateur d'événements

Les générateurs d'événements sont utilisés pour estimer les distributions attendues; pour la production de paires W^+W^- , plusieurs générateurs sont utilisables (voir chapitre 3) qui décrivent plus ou moins précisément les distributions d'événements attendues selon les approximations qui ont été faites pour les implémenter.

Il s'agit donc ici de comparer les résultats obtenus lorsque les distributions attendues sont construites à l'aide de générateurs différents. Deux générateurs ont été utilisés: PYTHIA et EXCALIBUR. La différence essentielle entre eux est que le premier génère des événements avec les éléments de matrice CC03 tandis que le second tient compte des diagrammes non-résonnants (voir le chapitre 1); d'autres différences existent, notamment dans le traitement du rayonnement de photons dans l'état initial. Pour effectuer la repondération de chacun de ces lots, il est nécessaire de calculer les éléments de matrice à l'aide des diagrammes utilisés pour les générer (CC03 pour PYTHIA et CC11/CC20 pour EXCALIBUR). Le tableau 5.1 compare ces différents résultats; pour compléter la comparaison, les résultats obtenus sans ajustement cinématique contraint sont aussi montrés.

Les variations observées de la valeur centrale de l'ajustement doivent être comparées à l'incertitude provenant de la statistique du Monte-Carlo car les deux lots simulés sont indépendants. Le lot d'événements simulé avec EXCALIBUR étant deux fois moins grand que celui simulé avec PYTHIA, la valeur de l'incertitude à laquelle il faut comparer les variations observées est donc $\delta = \sqrt{3} \times \delta_{MC}$, où δ_{MC} , l'incertitude systématique liée à la statistique de la simulation, est calculée pour le lot généré avec PYTHIA. Les valeurs de δ pour les trois variables et pour les deux méthodes sont présentées dans le tableau 5.6. Les variations observées ne peuvent pas être considérées comme statistiquement significatives (elles demeurent inférieures à deux écarts-types), même si elles semblent relativement grandes. L'effet systématique lié au choix du générateur d'événements est donc inférieur aux incertitudes statistiques montrées en 5.6. Or, ces dernières sont de l'ordre du tiers de l'incertitude statistique

	$(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$	Obs. Opt.
$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	0.10	0.10
$\delta(\Delta g_1^Z)$	0.04	0.04
$\delta(\lambda_\gamma)$	0.02	0.05

Tableau 5.6 : Valeurs des incertitudes statistiques sur la différence des valeurs centrales ajustées à l'aide d'EXCALIBUR et de PYTHIA, pour chacun des couplages et pour chacune des deux méthodes.

attendue. Par précaution, l'incertitude systématique liée au choix du générateur d'événements sera fixée à la moitié des valeurs indiquées dans le tableau 5.6.

D'autre part, les effets attendus provenant de la reconnection de couleur et des corrélations de Bose-Einstein n'affectent pas significativement les observables étudiées. Aucune incertitude systématique liée à ces phénomènes n'a été retenue.

5.4.4 Effet de l'ajustement cinématique contraint

Le tableau 5.1 montre les résultats obtenus avec la méthode des angles de production suivant qu'un ajustement cinématique contraint est appliqué ou non. Pour les observables optimales, il n'est pas possible de faire une telle comparaison car elles sont calculées à l'aide des éléments de matrice de la réaction de production de paires W^+W^- ; or, pour calculer ces derniers, l'ensemble des 4 quadrivecteurs mesurés pour chaque événement doit respecter les lois de conservation de la 4-impulsion.

Les résultats obtenus avec et sans ajustement cinématique contraint sont, en général, assez proches. Le couplage $\Delta\kappa_\gamma$ semble néanmoins présenter une instabilité. Celle-ci provient certainement de la structure de la fonction de vraisemblance discutée en section 5.1.2. D'autre part, les incertitudes statistiques obtenues dans les deux cas sont similaires, même si, parfois, l'un ou l'autre des deux ajustements semble plus précis.

Cette comparaison ne doit pas donner lieu à l'addition d'une incertitude systématique supplémentaire: elle ne met pas en lumière un biais évident.

5.4.5 La reconstruction des événements

Cette catégorie d'incertitudes systématiques concerne la simulation du détecteur. Celle-ci est très complète et détaillée mais il subsiste des imperfections qui engendrent des différences entre données et simulation n'ayant pas pour origine la physique des réactions étudiées. Ceci se traduit, en général, par une mauvaise estimation de l'efficacité de reconstruction des traces ou des résolutions sur certaines observables. Il peut en découler des biais dans la détermination des couplages. Ils peuvent être estimés en modifiant, dans des proportions bien comprises, les caractéristiques des événements simulés; par exemple en paramétrant une correction sur l'énergie mesurée des jets. La variation observée de la valeur centrale du paramètre mesuré donne alors une estimation de l'incertitude systématique afférente.

Les variables utilisées dans les ajustements sont les 4-impulsions des 2 jets et du lepton chargé reconstruits. Dans un premier temps, l'incertitude systématique liée à la reconstruction des jets est étudiée; il sera ensuite question de la reconstruction des leptons.

La mesure des jets nécessite de regrouper des traces à l'aide d'un critère de distance; les caractéristiques des jets reconstruits sont donc sensibles à la fois à la résolution sur les 4-impulsions des traces reconstruites et à l'efficacité de sélection des traces. Les jets hadroniques sont en général composés d'une dizaine de traces; les désaccords entre données réelles et simulées peuvent donc devenir conséquents et affecter toutes les composantes de la 4-impulsion. C'est dire l'importance de tester les biais qui peuvent être ainsi introduits dans la mesure des couplages. La méthode adoptée est la suivante: les 4-impulsions reconstruites des jets sont modifiées dans les événements simulés. Cette modification change la forme de la distribution des variables ajustées (les angles de production ou les observables optimales) et donc aussi la valeur la plus vraisemblable des couplages. La modification la plus simple que l'on puisse imaginer est de multiplier chacune des composantes de la 4-impulsion par un facteur constant. Les distributions de ces composantes subissent ainsi une dilatation; ce sont donc essentiellement des effets de résolution qui sont examinés.

Les valeurs de ces facteurs doivent être choisies de façon à modifier substantiellement les distributions mais tout en veillant à ce qu'elles restent proches des distributions des données réelles. Cette distance peut se quantifier à l'aide de la fonction $\chi_i^2(d_i)$, où d_i est le facteur constant considéré et l'indice i étiquette la variable modifiée. Cette fonction est définie comme le χ^2 calculé à l'aide de l'histogramme de la simulation modifié par le facteur d_i et de l'histogramme des données réelles. Plusieurs combinaisons ($\vec{b}$) de valeurs des facteurs correctifs ont été testées; toutes sont telles que $\chi_i^2(b_i) < |\chi_i^2(\vec{0})| + 1$. Les valeurs maximales des variations observées de la valeur centrale des ajustements de chaque couplage à l'aide des angles de production sont

	$\delta(\Delta\kappa_\gamma)$	$\delta(\Delta g_1^Z)$	$\delta(\lambda_\gamma)$
Jets	0.07	0.02	0.01
Leptons	0.09	0.03	0.02
TOTAL	0.11	0.04	0.02

Tableau 5.7 : *Détermination des incertitudes systématiques liées à la reconstruction des événements.*

présentées en première ligne du tableau 5.7. Ces valeurs seront retenues comme celles de l'incertitude systématique liée aux effets de détecteur dans la reconstruction des jets.

La résolution sur la direction du lepton est mieux décrite par la simulation que celle sur les jets: pour ces derniers, des effets liés à la description de l'efficacité de reconstruction des traces entrent en jeu, et l'addition de désaccords sur plusieurs traces composant chaque jet rend la description de celui-ci plus sensible aux désaccords entre données réelles et simulées. Pour les leptons, la seule composante modifiée est la valeur absolue de l'impulsion et l'énergie; pour les raisons évoquées ci-dessus, les effets de la mauvaise description de la direction des leptons doivent être petits devant les effets de la description de la direction des jets.

La méthode employée est identique à celle utilisée avec les jets, à la différence que la normalisation de la 4-impulsion est la seule caractéristique modifiée ici. La fonction $\chi^2(d)$ pour l'énergie et l'impulsion des leptons admet un minimum en $d = 0.96$. Ceci indiquerait que l'énergie moyenne des leptons est surestimée de 4% par la simulation. Les variations observées lorsque l'énergie et la valeur absolue de l'impulsion sont multipliées par 0.96 sont présentées en ligne 2 du tableau 5.7.

Les incertitudes systématiques totales, estimées en effectuant la somme quadratique des deux variations observées sont montrées en dernière ligne du tableau 5.7.

5.4.6 Energie du Faisceau

Il y a essentiellement deux sources de différences entre l'énergie de collision réelle et celle utilisée pour la simulation. La première est l'incertitude sur la mesure de l'énergie moyenne de collision des faisceaux, qui s'élève à ± 50 MeV; la seconde source est la différence entre cette mesure et la valeur utilisée pour simuler les événements. Pour que l'analyse des données puisse avoir lieu aussi rapidement que possible après

leur acquisition, il est nécessaire de générer les lots simulés avant la prise de données; c'est à dire avant que l'énergie de collision à laquelle fonctionne l'accélérateur soit connue précisément. C'est pourquoi les événements produits dans la simulation ont été générés avec une énergie de collision de 189.0 GeV alors que la mesure de l'énergie de collision moyenne des données réelles analysées donne 188.7 GeV, soit 300 MeV de moins que la simulation. La simulation est coûteuse en temps de calcul et, comme cette différence n'est pas gênante pour les analyses, elle n'a pas été refaite après la prise de donnée. L'incertitude systématique liée à l'énergie de collision est estimée en réduisant de 350 MeV l'énergie de collision de la simulation.

La méthode utilisée pour estimer le biais éventuel qui en découlerait fait intervenir une repondération de la simulation en considérant que les éléments de matrice sont des fonctions de l'énergie de collision. Cette méthode présente l'avantage de ne faire intervenir qu'un seul lot d'événements simulés: la précision du test effectué n'est pas limitée par la statistique de la simulation. Le poids associé à chaque événement est calculé à l'aide des éléments de matrice CC03:

$$w = \frac{|\mathcal{M}(r * \vec{P}_i)|^2}{|\mathcal{M}(\vec{P}_i)|^2}$$

où les $\vec{P}_i$ sont les quadri-vecteurs des 4 fermions de l'état final, et r a pour expression:

$$r = \frac{E'_c - E_{ISR}}{E_c - E_{ISR}}$$

où E_c est l'énergie de collision initiale du lot simulé, E'_c la nouvelle énergie de collision et E_{ISR} l'énergie rayonnée dans l'état initial. Cette approche suppose que le rayonnement dans l'état initial ne dépend pas de l'énergie de collision. Ceci est vrai dans la mesure où les variations d'énergie de collision considérées ici sont relativement faibles.

Les variations observées des valeurs centrales des couplages, déterminés à l'aide des angles de production, quand la valeur de l'énergie de collision est diminuée de 350 MeV dans la simulation sont:

$$\begin{aligned}\delta(\Delta\kappa_\gamma) &= +0.01 \\ \delta(\Delta g_1^Z) &= +0.003 \\ \delta(\lambda_\gamma) &= +0.007\end{aligned}$$

Pour les observables optimales, des variations très voisines sont observées.

Ces valeurs sont petites par rapport aux autres effets systématiques examinés; les approximations afférentes à l'énergie des faisceaux n'ont donc pas de conséquence sensible sur la détermination des couplages à trois bosons de jauge.

5.4.7 Stabilité et nombre de cellules

Le choix du nombre de cellules utilisées dans les histogrammes a été effectué à priori pour éviter d'introduire des biais non maîtrisés. Il est néanmoins important de vérifier qu'un autre choix n'aurait pas induit un résultat radicalement différent.

La variation de la valeur centrale et de l'incertitude en fonction de n (le nombre de division sur chacune des dimensions de l'histogramme) pour la méthode des angles de production, est montrée en figure 5.10. Les trois valeurs centrales ainsi que les incertitudes montrent une grande stabilité pour des valeurs de n typiquement inférieures à 50; au delà de ce nombre, la statistique de la simulation est insuffisante et le comportement de l'ajustement est mal maîtrisé; cela se traduit par une dépendance de la valeur centrale en fonction de n . Le même type de comportement est observé pour les observables optimales.

5.4.8 Résumé

Les valeurs des incertitudes systématiques examinées sont résumées en table 5.8. Les résultats des ajustements à 1 paramètre des données récoltées à $\sqrt{s} \simeq 189$ GeV ainsi que l'ensemble des incertitudes sont résumés en table 5.9.

La comparaison des incertitudes systématiques totales associées à des couplages différents n'a pas de sens. En revanche, il est possible de comparer les contributions des diverses incertitudes systématiques à l'incertitude totale. Pour les couplages $\Delta\kappa_\gamma$ et Δg_1^Z , c'est l'incertitude liée aux effets de la reconstruction des événements qui domine l'incertitude totale; le couplage λ_γ semble ne pas être aussi sensible à cet effet systématique. $\Delta\kappa_\gamma$ présente aussi une grande sensibilité aux effets de normalisation. Les effets systématiques liés à la connaissance des valeurs de M_W et de l'énergie de collision sont, dans tous les cas, négligeables. Pour les trois couplages, les incertitudes systématiques totales sont environ égales à la moitié des incertitudes statistiques obtenues, ce qui représente environ 10% de l'incertitude totale sur chacun des couplages. Les incertitudes systématiques associées aux deux méthodes utilisées sont très voisines.

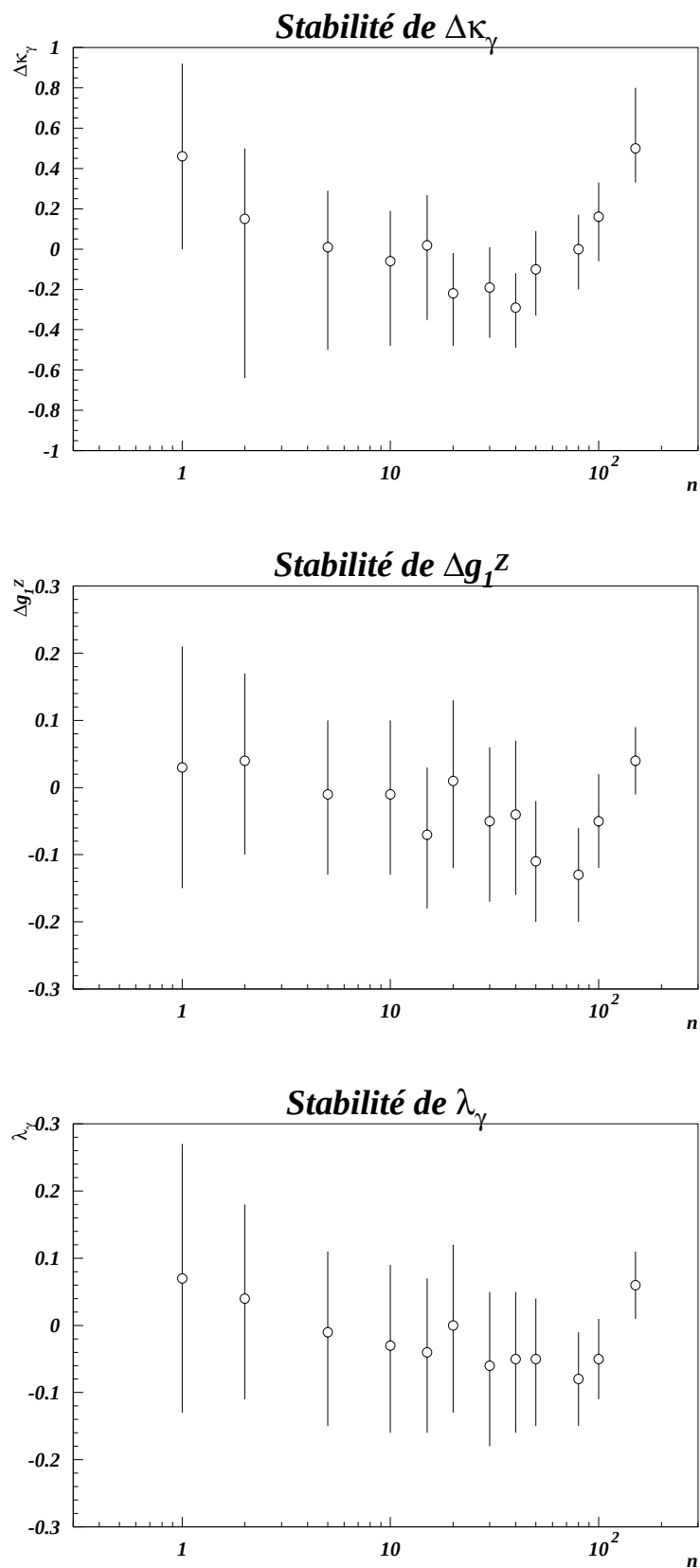


Figure 5.10 : Résultat de l'ajustement des paramètres en fonction du nombre (n) de divisions régulières de chacun des deux axes de la distribution des angles de production.

	$\Delta\kappa_\gamma$		Δg_1^Z		λ_γ	
Source	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$	Obs. Opt.	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$	Obs. Opt.	$(\cos\theta_W, \cos\theta_l)$	Obs. Opt.
Luminosité	0.02	0.02	0.002	0.002	0.003	-
σ_{WW}/σ_{bdf}	0.07	0.06	0.01	0.006	0.01	0.003
M_W	0.002	0.001	0.005	0.004	0.005	0.004
Générateur	0.05	0.05	0.02	0.02	0.02	0.02
Reconstruction	0.11	0.11	0.04	0.04	0.02	0.01
Stat MC	0.06	0.05	0.02	0.02	0.01	0.03
$\sqrt{s}$	0.01	0.01	0.003	0.003	0.007	0.007
TOTAL	0.15	0.15	0.05	0.05	0.04	0.04

Tableau 5.8 : Résumé des incertitudes systématiques.

	$(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$	Observables Optimales
$\Delta\kappa_\gamma$	$-0.07^{+0.34}_{-0.24} \pm 0.15$	$-0.02^{+0.34}_{-0.25} \pm 0.15$
Δg_1^Z	$-0.07^{+0.11}_{-0.10} \pm 0.05$	$-0.08^{+0.10}_{-0.10} \pm 0.05$
λ_γ	$-0.04^{+0.13}_{-0.12} \pm 0.04$	$+0.05^{+0.11}_{-0.11} \pm 0.04$

Tableau 5.9 : Valeurs les plus vraisemblables des paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ_γ obtenues avec les données à 189 GeV. Les incertitudes statistiques et systématiques sont aussi indiquées.

5.5 Ajustements sans invariance de jauge

Lorsque l'invariance de jauge n'est pas stipulée (y compris l'invariance de jauge électromagnétique), le lagrangien dépend de 6 paramètres indépendants. La méthode utilisée pour extraire la valeur des couplages est celle qui fait appel à la paramétrisation de la section efficace différentielle non-standard.

5.5.1 Résultats

Les résultats des ajustements à un paramètre (en fixant tous les autres à la valeur prédite par le Modèle Standard) sont:

$$\begin{aligned}
\Delta\kappa_\gamma &= -0.07^{+0.44}_{-0.35} \\
\Delta\kappa_Z &= -0.19^{+0.33}_{-0.26} \\
\Delta g_1^\gamma &= -0.11^{+0.53}_{-0.43} \\
\Delta g_1^Z &= -0.25^{+0.39}_{-0.32} \\
\lambda_\gamma &= -0.12^{+0.45}_{-0.34} \\
\lambda_Z &= -0.19^{+0.30}_{-0.23}
\end{aligned}$$

5.5.2 Incertitudes systématiques

Les sources d'incertitudes systématiques sont identiques à celles étudiées dans la section précédente. Elles sont, pour la plupart, étudiées de la même manière. Dans ce cas, la méthode utilisée ne sera pas détaillée. Dans certains cas, la méthode est différente, et sera alors décrite en détails.

	Δg_1^γ	$\Delta \kappa_\gamma$	$\Delta \kappa_Z$	λ_γ	λ_Z	Δg_1^Z
$\mathcal{L}$	0.03	0.03	0.02	0.02	0.01	0.02
Signal/BdF	0.11	0.10	0.06	0.09	0.05	0.06
M_W	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
$\sqrt{s}$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Reconstruction	0.05	0.04	0.03	0.04	0.03	0.03
TOTAL	0.12	0.11	0.07	0.10	0.06	0.07

Tableau 5.10 : Incertitudes systématiques associées à chacun des couplages déterminés sans présupposer l'invariance de jauge.

Les incertitudes sur la normalisation de la simulation sont évaluées en faisant varier les valeurs de la luminosité, du nombre d'événements attendus du bruit de fond ou du signal dans les mêmes proportions que dans la section précédente. Les incertitudes ayant pour origine le nombre d'événements attendus du signal et du bruit de fond sont corrélées; par sécurité, c'est la plus grande des deux qui est retenue. Les valeurs des incertitudes retenues ayant pour origine la luminosité et le nombre d'événements attendus du signal ou du bruit de fond sont montrées sur les deux premières lignes du tableau 5.10.

Les incertitude sur M_W et $\sqrt{s}$ sont évaluées en changeant ces paramètres dans les expressions analytiques de la contribution non-standard à la section efficace différentielle. Ces incertitudes sont très petites devant les autres incertitudes systématiques; elles sont inférieures à 0.005.

L'incertitude systématique sur l'ensemble des effets qui influencent la reconstruction des événements est estimée en faisant varier la matrice d'efficacité (ϵ_{ij}). Si l'ajustement est fait avec une matrice diagonale du type:

$$[\epsilon_{ij}] = \epsilon \cdot \begin{bmatrix} 1 & (0) \\ & \ddots \\ (0) & 1 \end{bmatrix}$$

où ϵ est l'efficacité de sélection des événements de l'état final semi-leptonique, les variations observées de la valeur centrale de l'ajustement varient entre 0.10 et 0.05 selon le couplage considéré. Ces variations ne reflètent pas la valeur de l'incertitude

systématique mais elles donnent une idée de la variation maximale envisageable. Les incertitudes systématiques seront considérées deux fois plus petites que ces variations; leurs valeurs sont montrées dans le tableau 5.10

Dans cet ajustement, la statistique de la simulation ne pose pas de problème: l'histogramme n'a qu'une seule dimension et le nombre de cellules utilisé vaut 20 (soit environ 11 fois moins de cellules que dans l'histogramme utilisé dans la méthode dite des angles de production); de plus, le calcul de la contribution non-standard à la distribution est basée sur des expressions analytiques exactes.

Les résultats des ajustements à un paramètre sont corrélés car la forme de la section efficace non-standard est paramétrée à l'aide de 4 fonctions de base alors que 6 paramètres sont ajustés. S'aidant d'une simulation stochastique, il est possible de tracer la distribution de la valeur de l'ajustement d'un paramètre en fonction de celle d'un autre. Ces 21 distributions sont montrées en annexe. Elles mettent en évidence une très forte corrélation entre les valeurs des ajustements à un seul paramètre.

5.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les méthodes utilisées pour extraire les valeurs expérimentales des couplages trilineaires. Les ajustements ont été réalisés pour deux hypothèses distinctes faisant intervenir ou non l'invariance de jauge du lagrangien effectif.

Dans le cas de l'invariance de jauge, les trois paramètres indépendants ont été extraits à l'aide de deux méthodes différentes: l'une faisant intervenir les angles de production des W et du lepton chargé, l'autre utilisant des observables dites "optimales". Ces dernières permettent, en principe, d'atteindre la même précision statistique qu'un maximum de vraisemblance non-binné. Les incertitudes statistiques obtenues avec cette dernière méthode sont, selon le couplage considéré, de 5% à 15% plus petites que celles obtenues avec la méthode des angles de production. Dans les deux cas, les incertitudes systématiques sont à peu près égales. Elles sont environ deux fois inférieures aux incertitudes statistiques.

Lorsque l'invariance de jauge n'est pas stipulée, l'ajustement a été effectué à l'aide d'une méthode faisant intervenir une paramétrisation de la section efficace différentielle non-standard. Les résultats obtenus sont, statistiquement, moins précis à cause d'une sensibilité moins importante de la section efficace aux couplages; de plus, la section efficace est, dans ce cas, différenciée seulement par rapport à $\cos \theta_W$. La prise en compte de la désintégration des W dans ce type d'expression permettrait

l'utilisation d'autres variables cinématiques. Ceci donnerait certainement lieu à une augmentation substantielle de la précision statistique de la mesure. Néanmoins, cet ajustement est déjà intéressant dans sa forme actuelle car il permet de tester la validité de l'hypothèse de l'invariance de jauge pour la théorie effective.

Les résultats obtenus dans ce chapitre vont être, dans le chapitre suivant, comparés et combinés à ceux obtenus dans d'autres canaux ou par d'autres expériences. Ils seront utilisés pour tester les prédictions du Modèle Standard et contraindre des théories plus générales.

Chapitre 6

Interprétation des résultats

6.1 Introduction

Les sections efficaces de production de paires W^+W^- déterminées à 161, 172, 183 et 189 GeV dans les états finals semi-leptonique et hadronique (voir chapitre 4), ainsi que les couplages extraits des états finals semi-leptoniques observés à 189 GeV (voir chapitre 5) sont confrontés à diverses prédictions théoriques dans ce chapitre.

La démarche consiste, dans un premier temps, à comparer les valeurs observées aux prédictions du Modèle Standard pour en tester la validité. En cas de compatibilité, la précision des mesures sera exploitée dans le but d'établir des limites sur les déviations potentielles provenant d'une théorie plus générale que le Modèle Standard dont les mesures expérimentales pourraient s'accomoder. Finalement, les prédictions de théories générales spécifiques seront confrontées aux mesures et, le cas échéant, on tentera de contraindre les valeurs des paramètres libres qui les régissent.

Parallèlement à cette démarche, les mesures faisant l'objet de ce travail de thèse seront confrontées à d'autres mesures expérimentales. Il s'agira, d'une part, d'autres échantillons de données de DELPHI, qui diffèrent de ceux analysés dans cette thèse par l'état final considéré ou par l'énergie de collision et, d'autre part, des données collectées par d'autres expériences, au LEP et au Tevatron. Dans la mesure où les résultats seront compatibles, il sera systématiquement tenté de combiner les divers résultats de manière à pouvoir interpréter les valeurs moyennes les plus précises possibles des paramètres étudiés. Ainsi, toutes les confrontations à des prédictions théoriques seront-elles réalisées, d'une part, à l'aide des valeurs des paramètres résultant du travail de thèse et, d'autre part, avec les valeurs moyennes (sensiblement plus précises) de tous les résultats existants.

L'ensemble de cette étude est articulée de la manière suivante: Ce sont d'abord les sections efficaces totales qui sont confrontées aux prédictions du Modèle Standard et aux autres mesures réalisées au LEP. Vient ensuite une étude analogue sur les couplages trilinéaires. C'est dans la troisième partie du chapitre que l'ensemble des résultats est confronté aux prédictions des théories dépassant le cadre du Modèle Standard. Le chapitre se termine par un résumé statuant sur la compatibilité des mesures avec toutes les prédictions et ébauchant la précision ultime que l'on pourra atteindre d'ici la fin des analyses au LEP, puis dans la décennie suivante.

6.2 Section efficace totale

6.2.1 Interprétation des mesures de DELPHI

Les valeurs des sections efficaces totales de production de paires W^+W^- mesurées aux différentes énergies de collision (voir tableau 4.5) sont confrontées aux prédictions du Modèle Standard sur la figure 6.1. Le calcul de ces dernières fait intervenir les valeurs expérimentales de certains paramètres fondamentaux (e.g. M_W , α_s , α_{em}) et s'appuie sur des expressions théoriques incomplètes par suite de l'absence de termes d'ordre supérieur de la série perturbative, qui n'ont pas encore été calculés. L'incertitude associée à ces sources d'imprécision (estimée à $\pm 2\%$) se traduit par une bande grisée sur la figure 6.1.

Les mesures sont en bon accord avec le Modèle Standard. La comparaison avec la figure 1.2 (chapitre 1) montre que la présence des couplages à trois bosons de jauge est absolument indispensable pour que le Modèle Standard soit en accord avec les observations. Ceci valide donc la théorie électrofaible comme une théorie de jauge non-abélienne; l'hypothèse de la symétrie locale est ainsi expérimentalement confirmée, de même que l'importance du principe de jauge dans la nature.

Dans la mesure où les théories plus générales que le Modèle Standard ont tendance à induire des effets qui s'amplifient au fur et à mesure que l'énergie de collision augmente, il est utile d'imposer une limite sur ces effets à partir de la différence entre la valeur de la section efficace mesurée à 189 GeV (qui est aussi la plus précise des quatre mesures) et celle prédite par le Modèle Standard. Ces effets peuvent se traduire par un diagramme d'interférence entre les amplitudes de transition standards et celles liées à une physique nouvelle; la modification de la section efficace qui en résulterait pourrait donc être négative ou positive.

La limite supérieure sur une déviation positive vaut 0.82 pb avec un niveau de confiance de 95 %, alors que la limite sur une déviation négative s'élève à 1.04 pb.

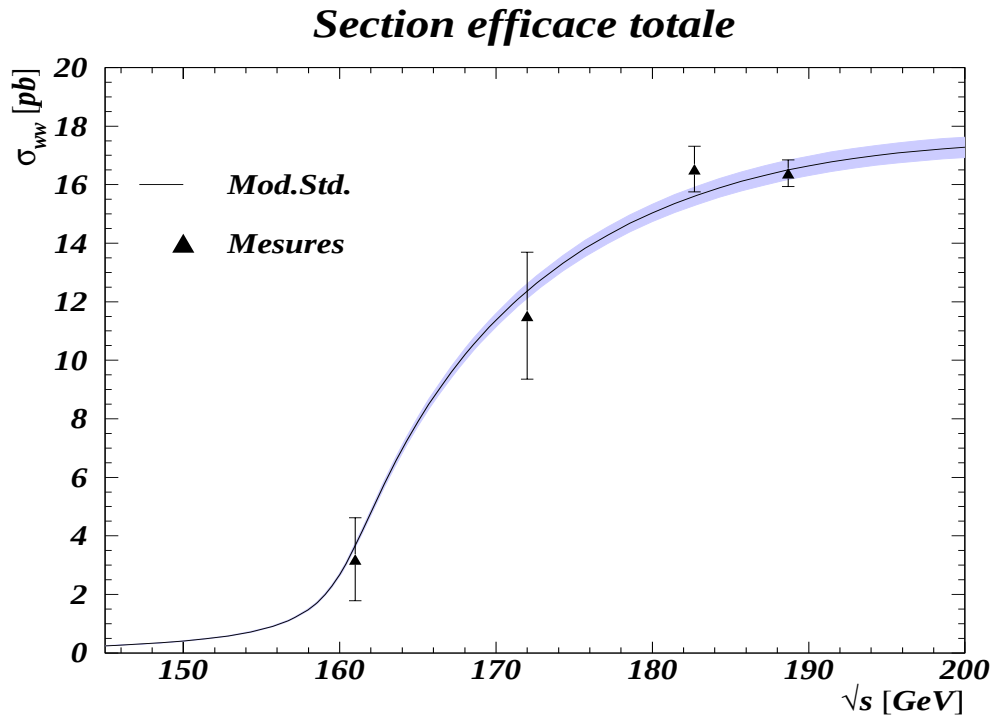


Figure 6.1 : Comparaison de la section efficace totale de production de paires W^+W^- prédite par GENTLE avec celle mesurée, en fonction de l'énergie de collision. Les barres d'incertitude représentent l'incertitude totale (statistique et systématique).

énergie de collision	différence DELPHI - ALO
161 GeV	-0.04 ± 1.06
172 GeV	0.0 ± 1.7
183 GeV	$+0.72 \pm 0.88$
189 GeV	$+0.24 \pm 0.52$

Tableau 6.1 : *Différence entre les valeurs de la section efficace totale de production de paires W^+W^- obtenues dans cette thèse et les valeurs moyennes des trois autres expériences au LEP.*

6.2.2 Comparaison et combinaison avec les résultats des autres expériences

Les trois autres expériences installées auprès du LEP (ALEPH, OPAL, L3) ont réalisé des mesures similaires à celles faisant l'objet de cette thèse. L'ensemble des valeurs des sections efficaces de production de paires W^+W^- observées à chaque énergie de collision est représenté sur la figure 6.2¹.

On observe que les mesures sont en accord satisfaisant entre elles. La comparaison des valeurs correspondant à chaque état final, qui n'est pas montré ici, mène à la même conclusion. Les écarts entre les valeurs résultant du travail de thèse et les moyennes des trois autres expériences du LEP sont indiquées dans le tableau 6.1.

Les mesures étant compatibles entre elles, on peut les combiner et comparer les valeurs moyennes du LEP aux prédictions du Modèle Standard. La figure 6.3 montre cette comparaison aux quatre énergies de collision.

L'accord entre les mesures et les prédictions du Modèle Standard est assez bon, aucune indication claire d'un écart ne se faisant jour à aucune des énergies de collision. Les limites (à 95 % de niveau de confiance) sur la déviation induite par une théorie nouvelle à 189 GeV s'élèvent à 0.35 pb dans le cas d'une déviation positive et à 0.95 pb si cette dernière était négative .

¹Les sections efficaces déterminées à 161 et 172 GeV dans le cadre la thèse ne provenant que des états finals purement hadroniques, ils ont été combinés avec les résultats de DELPHI obtenus à partir des états finals semi-leptoniques et purement leptoniques [32], [33].

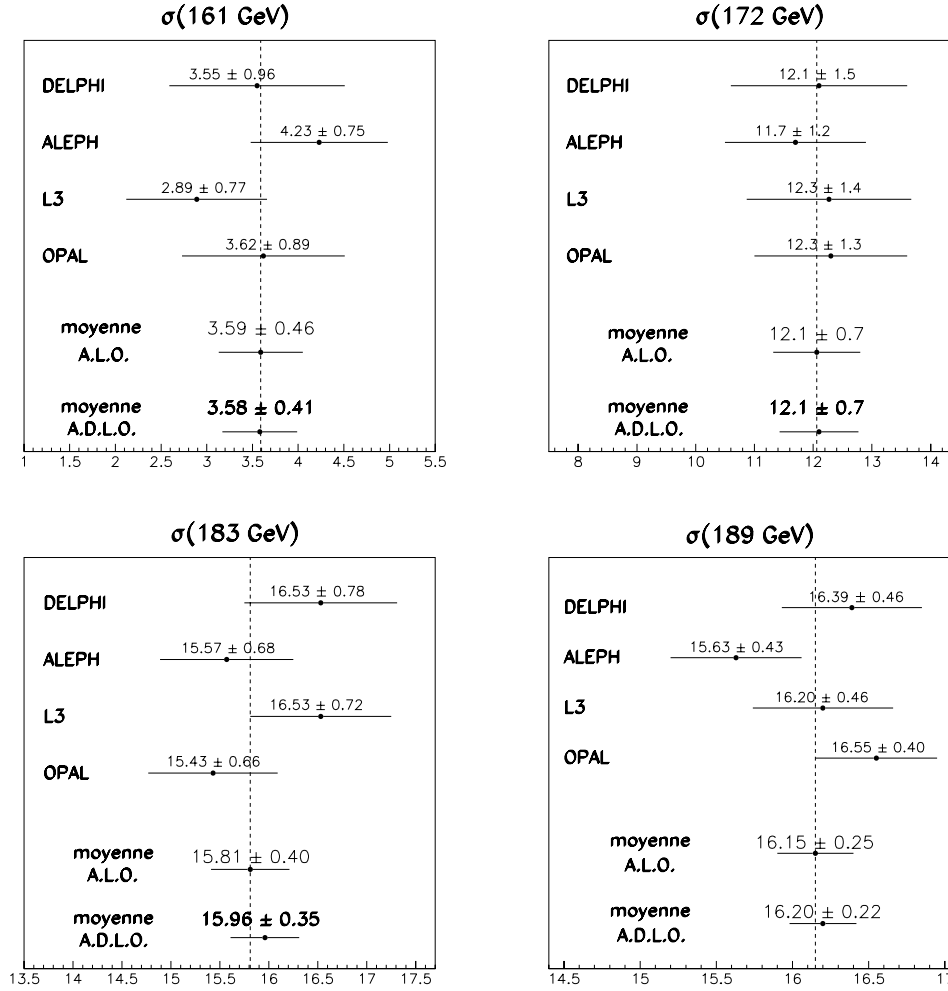


Figure 6.2 : Valeurs de la section efficace totale de production de paires W^+W^- obtenues par les expériences du LEP pour une énergie de collision de 161, 172, 183 et 189 GeV. Les moyennes des trois autres expériences sont représentées avec le sigle A.L.O., et les moyennes du LEP avec le sigle A.D.L.O.. La barre affectant chaque mesure représente l'incertitude totale (i.e. statistique et systématique).

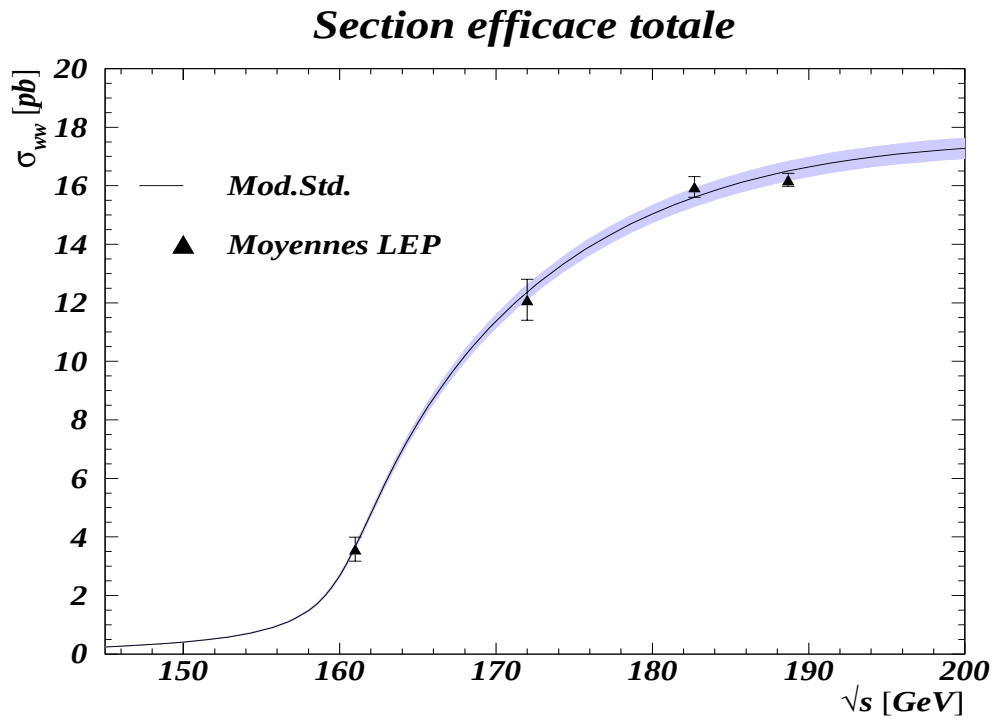


Figure 6.3 : Comparaison de la section efficace totale de production de paires W^+W^- prédite par GENTLE avec les valeurs moyennes des 4 expériences du LEP, en fonction de l'énergie de collision. Les barres d'incertitude représentent l'incertitude totale (statistique et systématique).

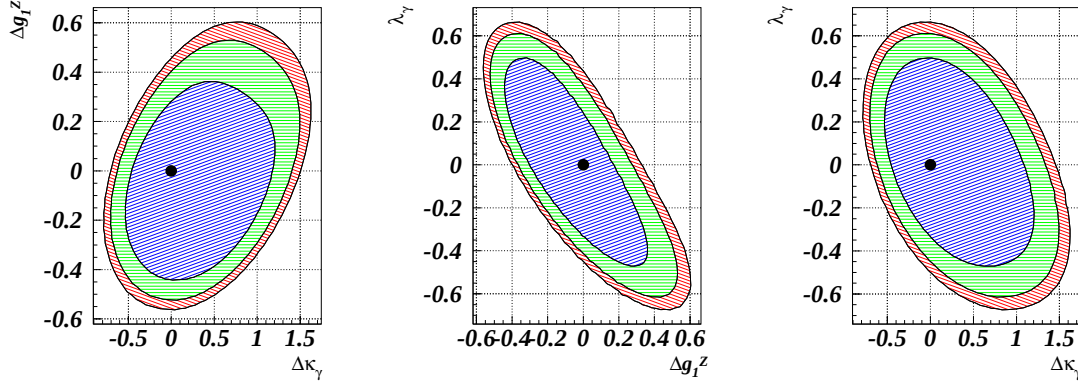


Figure 6.4 : Contours à 99, 95 et 68 % de niveau de confiance sur les valeurs combinées des paramètres $(\Delta g_1^Z, \Delta\kappa_\gamma)$, $(\lambda_\gamma, \Delta g_1^Z)$ et $(\lambda_\gamma, \Delta\kappa_\gamma)$ extraites des données collectées à 189 GeV (états finals semi-leptoniques). Les points représentent les prédictions du Modèle Standard.

6.3 Couplages de jauge

L'existence des couplages trilineaires, tels qu'ils sont prédits par la théorie électrofaible, étant confirmée par l'expérience au travers des mesures de la section efficace totale, on peut compléter le test du secteur de jauge du Modèle Standard en confrontant les valeurs expérimentales des trois couplages Δg_1^Z , $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ aux valeurs quasi-nulles prédites par la théorie.

6.3.1 Comparaison des couplages mesurés à 189 GeV aux prédictions du Modèle Standard:

Les valeurs expérimentales de Δg_1^Z , $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ indiquées dans le tableau 5.9 (chapitre 5) sont toutes bien compatibles avec les valeurs prédites par le Modèle Standard, qui sont de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} . Partant, on peut déterminer un intervalle de valeurs pour chaque paramètre, en dehors duquel il est improbable que se trouve sa valeur *réelle*. Le tableau 6.2 contient les limites des intervalles en dehors desquels cette probabilité vaut 10 %, 5 % ou 1 %.

90 % de niveau de confiance	95 % de niveau de confiance	99 % de niveau de confiance
$-0.23 \leq \Delta g_1^Z \leq +0.12$	$-0.26 \leq \Delta g_1^Z \leq +0.15$	$-0.31 \leq \Delta g_1^Z \leq +0.23$
$-0.37 \leq \Delta \kappa_\gamma \leq +0.78$	$-0.44 \leq \Delta \kappa_\gamma \leq +0.97$	$-0.55 \leq \Delta \kappa_\gamma \leq +1.23$
$-0.21 \leq \lambda_\gamma \leq +0.18$	$-0.24 \leq \lambda_\gamma \leq +0.22$	$-0.30 \leq \lambda_\gamma \leq +0.31$

Tableau 6.2 : Intervalles de confiance (à 90 %, 95 % et 99 % de probabilité) des valeurs de Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ extraites des états finals semi-leptoniques collectées à 189 GeV.

état final	WW semi-lept.	WW hadronique	WW, $W e \nu$, $\nu \nu \gamma$	moyenne
$\sqrt{s}$ [GeV]	189	189	161 - 183	161 - 189
Δg_1^Z	$-0.07^{+.11}_{-.10} \pm .04$	$-0.09^{+.14}_{-.12} \pm .06$	$-0.04^{+.14}_{-.12}$	$-0.07^{+.08}_{-.07}$
$\Delta \kappa_\gamma$	$+0.02^{+.37}_{-.25} \pm .13$	$+0.12^{+.54}_{-.31} \pm .20$	$+0.19^{+.32}_{-.34}$	$+0.11^{+.22}_{-.19}$
λ_γ	$-0.04^{+.12}_{-.11} \pm .04$	$+0.01^{+.17}_{-.15} \pm .04$	$-0.15^{+.19}_{-.15}$	$-0.05^{+.09}_{-.08}$

Tableau 6.3 : Valeurs de Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ extraites des données collectées avec le détecteur DELPHI de 1996 à 1998. La colonne de résultats la plus à gauche correspondant au travail de thèse exposé dans ce mémoire. Les deux colonnes suivantes contiennent les résultats provenant d'autres analyses. La moyenne de ces résultats est reportée dans la colonne la plus à droite. La valeur moyenne est calculée en supposant que les incertitudes sont gaussiennes: la valeur moyenne des incertitudes positive et négative a été utilisée pour pondérer chaque valeur centrale.

Pour confronter les valeurs expérimentales des paramètres Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ extraites des états finals semi-leptoniques collectés à 189 GeV aux prédictions du Modèle Standard avec une sensibilité accrue, des ajustements à deux paramètres libres ont été réalisés: l'un où Δg_1^Z et $\Delta \kappa_\gamma$ sont libres de varier, λ_γ étant fixé à sa valeur standard (~ 0), l'autre où $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ sont libres de varier (Δg_1^Z étant fixé à sa valeur standard quasi-nulle). Les résultats de ces ajustements, réalisés à l'aide de la méthode des angles de production, sont représentés en figure 6.4. On observe que les prédictions du Modèle Standard sont toutes à l'intérieur des contours de 68 % de niveau de confiance; l'accord est donc excellent.

6.3.2 Comparaison aux autres résultats de DELPHI

D'autres états finals sont sensibles à la valeur des couplages de jauge (voir chapitre 1). Les valeurs des paramètres Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ en ont également été extraits. Il s'agit en particulier de l'état final purement hadronique provenant de la désintégration des paires W^+W^- , les couplages de jauge étant déterminés à l'aide d'un ajustement à la distribution de l'angle polaire des W [34]. Les résultats obtenus à partir des données collectées à 189 GeV sont présentés dans le tableau 6.3, où figurent également les résultats provenant des données collectées en 1996 et 1997 à 161, 172 et 183 GeV [35]. Ceux-ci incluent l'analyse des processus $e^+e^- \rightarrow W e \nu$ et $e^+e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$.

L'accord entre les différents résultats est bon. Les résultats obtenus à 189 GeV sont les plus précis, d'une part parce que le bras de levier en énergie ($\sqrt{s} - 2M_W$) y est le plus grand, et d'autre part parce que la luminosité intégrée est la plus élevée. Toutefois, la précision des mesures réalisées à 161, 172 et 183 GeV est loin d'être insignifiante, en particulier pour ce qui concerne $\Delta \kappa_\gamma$. Ce paramètre joue, en effet, un rôle important dans les processus qui ne sont pas doublement résonnants (i.e. états finals $W e \nu$ et $\nu \bar{\nu} \gamma$), ce qui se traduit par des sections efficaces déjà appréciables à des énergies de collision inférieures au seuil cinématique de la production de paires W^+W^- .

Les valeurs moyennes des couplages extraits des divers lots de données seront confrontées aux résultats des autres expériences au LEP dans la section qui suit. Celles-ci ont été évaluées en supposant que les mesures individuelles les composant s'approchent suffisamment du type gaussien. Les corrélations entre certaines incertitudes systématiques, toujours faibles, ont été négligées.

6.3.3 Comparaison aux résultats des autres expériences

Résultats des expériences au LEP

Les trois autres collaborations au LEP (ALEPH, L3 et OPAL) ont réalisé des analyses similaires des données collectées de 1996 à 1998 [36], [37], [38]. Leurs résultats sont confrontés à ceux de DELPHI (extraits du tableau 6.3) sur la figure 6.5.

On observe que l'accord entre les quatre expériences est excellent. Les écarts entre les mesures de DELPHI et les moyennes des trois autres expériences s'élèvent à:

$$\Delta g_1^Z(D) - \Delta g_1^Z(ALO) = -0.06_{-0.08}^{+0.09}$$

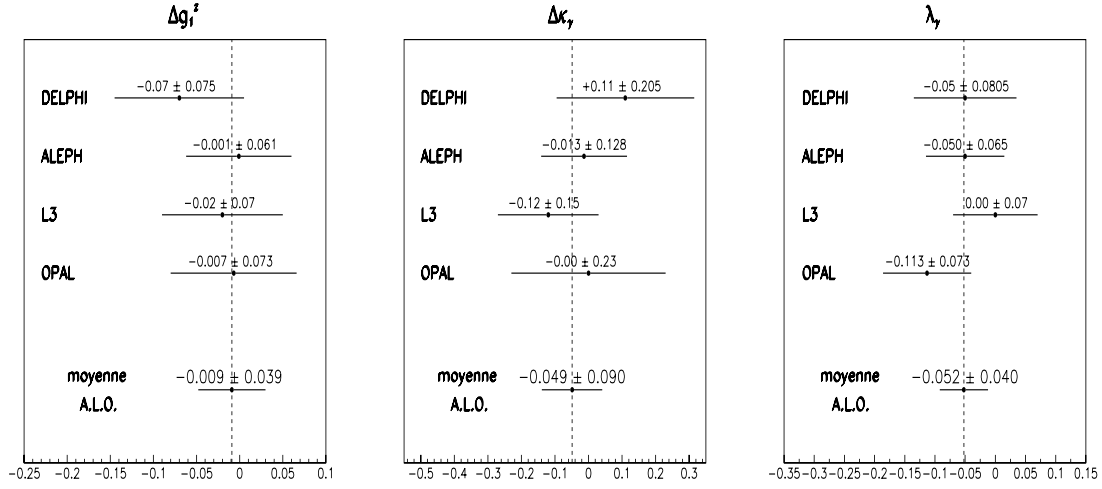


Figure 6.5 : Comparaison des résultats des 4 expériences au LEP. La moyenne annotée A.L.O. est celle des mesures des expériences ALEPH, L3 et OPAL.

$$\begin{aligned}\Delta \kappa_\gamma(D) - \Delta \kappa_\gamma(ALO) &= +0.16_{-0.21}^{+0.24} \\ \lambda_\gamma(D) - \lambda_\gamma(ALO) &= +0.00_{-0.09}^{+0.10}\end{aligned}$$

La qualité de l'accord permet de combiner les quatre mesures de manière à obtenir les valeurs moyennes du LEP suivantes:

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= -0.02_{-0.03}^{+0.04} \\ \Delta \kappa_\gamma &= -0.02_{-0.07}^{+0.09} \\ \lambda_\gamma &= -0.05_{-0.03}^{+0.04}\end{aligned}$$

Ces résultats sont en excellent accord avec les prédictions du Modèle Standard ($\Delta g_1^Z \sim \Delta \kappa_\gamma \sim \lambda_\gamma \sim 0$).

Résultats des expériences au Tevatron

Les collisions $p\bar{p}$ (au CERN) sont à l'origine de la première preuve directe de l'existence des bosons $W^\pm$. La section efficace de production des bosons $W^\pm$ étant partic-

ulièrement élevée dans ces collisions, un vaste programme d'étude des processus impliquant les bosons W a été mené à bien, parmi lesquels plusieurs réactions faisant intervenir les couplages de jauge trilineaires qui font l'objet de ce mémoire. Ces réactions s'apparentent à celles produites au LEP, l'interaction se passant cette fois-ci entre un quark du proton et un antiquark de l'antiproton dans la majorité des cas.

L'expérience D0 installée auprès du collisionneur Tevatron du Fermilab (qui fournit des collisions $p\bar{p}$ à une énergie de collision de 1.8 TeV) a permis d'analyser les états finals provenant de la production de paires W^+W^- et WZ/γ pour en extraire les valeurs des couplages de jauge [39]². Les états finals étudiés sont constitués soit d'un lepton chargé (électron ou muon), d'un neutrino et de deux jets hadroniques, soit de trois leptons chargés et d'un neutrino. Les couplages anormaux affectent en particulier la section efficace totale de production et le moment transverse des W . Si la sensibilité à λ_γ est comparable à celle des données de chaque expérience au LEP collectées jusqu'en 1998, la sensibilité à $\Delta\kappa_\gamma$ est moindre. Celle à Δg_1^Z est encore plus faible, c'est pourquoi la mesure de cette variable au Tevatron n'est pas mentionnée dans la suite.

Contrairement aux interactions e^+e^- au LEP, les interactions $q\bar{q}$ sous-jacentes aux collisions $p\bar{p}$ ne se déroulent pas à une énergie fixe, voisine de l'énergie de collision. Puisque la fraction d'impulsion du proton et de l'antiproton emportée par les quarks et les antiquarks qui les constituent est distribuée entre 0 et 1, l'énergie mise en jeu dans chaque interaction varie d'une collision à l'autre et peut prendre n'importe quelle valeur inférieure ou égale à l'énergie délivrée par le collisionneur. On ne peut alors plus supposer que les opérateurs de dimension supérieure à 6 dans le lagrangien de l'interaction ne puissent pas intervenir de manière significative dans les mesures expérimentales. Certaines interactions se déroulent, en effet, à une énergie dépassant le TeV, un domaine où les opérateurs de dimension 8 pourraient se manifester. On pallie cette difficulté en assimilant les couplages à des facteurs de forme (e.g. $\lambda(\hat{s})$), qui dépendent de l'énergie à laquelle se déroule le processus où ils interviennent. Ce facteur de forme est donc nécessaire à cause de la grande dispersion des énergies de collision effectives d'un événement à l'autre: il permet de rendre compte de la présence éventuelle d'opérateurs de dimension plus grande que 6 dans le lagrangien effectif (voir chapitre 1), et a pour expression:

$$\lambda(\hat{s}) = \frac{\lambda}{(1 + \hat{s}/\Lambda^2)^2}$$

²CDF, l'autre expérience du Tevatron étudiant la production de bosons $W^\pm$, n'a pas encore produit de résultats [40] d'une précision compétitive.

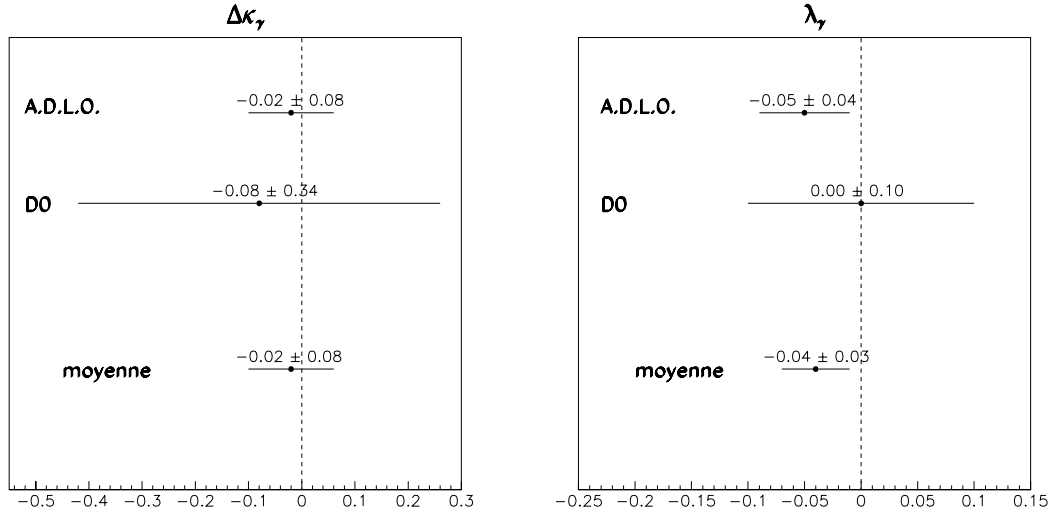


Figure 6.6 : Comparaison des résultats du LEP, du Tevatron et de leur moyenne aux prédictions du Modèle Standard.

où $\hat{s}$ représente la masse invariante de l'état final analysé (i.e. $W\gamma$, WW , WZ) et λ est le couplage ajusté. Λ est un facteur d'échelle qui exprime l'énergie à laquelle les opérateurs de dimension supérieure à 6 interviendraient. Les déterminations de $\lambda(\hat{s})$ sont ordinairement réalisées en attribuant à Λ la valeur hypothétique de 1 ou 2 TeV.

Les résultats des ajustements sont les suivants:

$$\begin{aligned}\Delta\kappa_\gamma &= -0.08 \pm .34 \\ \lambda_\gamma &= 0.00 \pm .10\end{aligned}$$

Ces valeurs s'accordent très bien avec les résultats du LEP, ainsi que le montre la figure 6.6. Leur moyenne représente la mesure la plus précise des trois couplages que l'on puisse confronter aux prédictions du Modèle Standard. On observe que l'accord est très bon.

6.4 Confrontation des mesures aux prédictions de théories plus générales que le Modèle Standard

Il est unanimement admis que le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime de la physique des particules. Il est donc judicieux de confronter les mesures expérimentales aux prédictions de théories plus générales, introduites au chapitre 1. Il sera particulièrement intéressant de voir dans quelle mesure les résultats expérimentaux peuvent s'accomoder des prédictions - ou contraindre les paramètres libres - des théories supersymétriques, de celles qui introduisent des groupes de jauge additionnels, de celles qui reposent sur la notion de Technicouleur, et enfin de celles qui autorisent une brisure de la symétrie entre la gravitation et les autres forces à une échelle d'énergie voisine de 1 TeV.

L'ampleur des effets prédits par les théories nouvelles est très variable, car elles dépendent souvent de paramètres libres spécifiques. Mais les effets prédits ne se limitent presque jamais aux seuls couplages trilineaires. Ainsi, certaines variations des couplages peuvent elles être associées à l'existence de particules nouvelles, et sont-elles d'autant plus importantes que ces particules sont légères. Mais la dynamique sous-jacente à ces variations induit d'autres effets (souvent virtuels) qui modifient également les valeurs attendues des observables mesurées dans d'autres processus, notamment à LEP I, où la précision des mesures surpasse d'un ordre de grandeur la précision atteinte à LEP II. Dans ce cas, le gain en énergie offert par LEP II n'apporte pas forcément des moyens d'investigation supérieurs à ceux offerts par les données de LEP I. Les prédictions de théories nouvelles modifiant les valeurs des couplages trilineaires ne seront donc à considérer que dans la mesure où les autres manifestations de ces mêmes prédictions n'auraient pas conduit à une mise en évidence dans d'autres processus que la production de paires W^+W^- . En d'autres termes, les théories nouvelles testées ne sont considérées que dans le domaine où la valeur de leurs paramètres libres n'est pas contrainte par d'autres observations.

6.4.1 Supersymétrie

La production de paires W^+W^- est susceptible d'être modifiée par les corrections virtuelles provenant de particules supersymétriques. Ces corrections affectent notamment les vertex γW^+W^- et $Z^0 W^+W^-$. Il en découle un changement de la section efficace totale et une modification éventuelle des distributions angulaires des W et de leurs produits de désintégration.

Des manifestations de la supersymétrie sont recherchées dans de nombreux processus étudiés par de multiples expériences depuis plusieurs années. Cette recherche, infructueuse, s'est soldée par des contraintes relativement fortes sur les paramètres libres de la plus simple (et la plus prédictive) des théories supersymétriques: le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM). Les corrections aux vertex $\gamma W^+ W^-$ et $Z^0 W^+ W^-$ provenant de ce modèle ont été estimées [41]. Différentes sous-classes du modèle ont été considérées, suivant qu'elles font intervenir ou non l'unification avec la gravité. La relation $\Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_Z$ ne tient plus tacitement dans ce contexte, mais les valeurs théoriques trouvées pour ces deux couplages sont du même ordre de grandeur et ne dépassent guère quelques 10^{-2} , même lorsque l'on joue sur les paramètres libres du MSSM de manière à maximiser $\Delta\kappa_\gamma$ et $\Delta\kappa_Z$, ce qui consiste notamment à supposer que les masses des sfermions ou des gauginos sont proches de la limite d'exclusion expérimentale.

Ces prédictions sont donc en accord avec les mesures, quelles que soient les valeurs attribuées aux paramètres libres du MSSM compatibles avec les résultats des mesures électrofaibles obtenues par ailleurs. Par conséquent, les valeurs des couplages trilinéaires observées à LEP II n'apportent que peu de contraintes additionnelles sur les paramètres libres du MSSM.

6.4.2 Boson de jauge additionnel

Les bosons de jauge additionnels, associés à de nouveaux groupes de jauge, sont susceptibles de modifier substantiellement les couplages trilinéaires [42]. C'est le cas en particulier pour un boson neutre (Z') associé à un nouveau groupe de jauge unitaire $U(1)'$. L'effet qu'il produit sur les couplages de jauge est maximal lorsque sa masse n'est pas beaucoup plus élevée que l'énergie de collision (i.e. typiquement 200 - 300 GeV). À noter qu'une masse inférieure à $\sqrt{s}$ n'est pas totalement exclue par les autres mesures réalisées à LEP II (notamment les analyses des états finaux fermion-antifermion, qui sont particulièrement sensibles) dès lors que l'intensité des couplages du Z' aux paires fermion-antifermion est beaucoup plus faible que ceux du Z^0 et que l'angle de mélange entre les deux bosons est petit.

Les effets escomptés sur Δg_1^Z , par exemple, sont de l'ordre de 0.1 ou plus. On réalise ainsi que les mesures provenant de LEP II contraignent tacitement les théories s'appuyant sur les groupes de jauge additionnels.

6.4.3 Technicouleur

La Technicouleur [43] est l'une des classes de théories les moins prédictives auxquelles on puisse confronter les mesures, étant donné qu'il s'agit de théories non-perturbatives aux énergies de LEP II. Dans leur version la plus simple, ces théories sont invalidées par les résultats des mesures des corrections électro-faibles à LEP I et SLC. Des versions plus élaborées ont été considérées, qui s'accommodent mieux des valeurs des corrections électrofaibles, mais leur prédictivité est plus faible.

A LEP II, la production de paires fermion-antifermion est l'un des processus où les manifestations de la Technicouleur les plus flagrantes sont attendues. Cette spéculation ne vaut que pour certaines variantes de la théorie, où les nouveaux mésons vecteurs et scalaires qu'elles prédisent se désintègrent de manière privilégiée en fermions. Mais au-dessus du seuil de production de paires W^+W^- , les technirhos résultant de l'annihilation e^+e^- pourraient se désintégrer en paires W^+W^- . Les dérivations induites peuvent être de l'ordre du picobarn, soit deux à trois fois l'incertitude de mesure à 189 GeV.

Il est donc difficile de mettre des manifestations de la Technicouleur en évidence dans la production de paires de W à LEP II, mais un effet à deux ou trois écarts standards n'est pas exclu. On peut donc en déduire que la production de paires W^+W^- constitue un test de la Technicouleur qui prend toute sa valeur lorsqu'il complète d'autres tests, fondés sur d'autres réactions. Cela étant, la sensibilité des mesures à LEP II est encore loin de sa valeur ultime: Les données collectées en 1999 et 2000, qui devraient être au moins deux fois aussi nombreuses que celles collectées à 189 GeV, et qui seront produites à une énergie plus élevée que ces dernières, constitueront un apport appréciable.

6.4.4 Dimensions additionnelles

Les confrontations qui viennent d'être faites entre les résultats des mesures et les prédictions de théories dépassant le cadre du Modèle Standard, pourraient laisser croire que la précision des mesures est un peu limitée pour en tirer un enseignement significatif. L'exemple qui suit restitue - si besoin était - toute la pertinence de ces mesures.

En tentant de formuler une théorie de toutes les particules élémentaires et des forces, O.Klein [44] généralisa un concept théorique antérieur, dans lequel l'unification de l'électromagnétisme et de la gravitation était proposée. L'idée (de Kaluza-Klein) reposait sur l'existence d'un espace à 5 dimensions, l'une d'elles étant *enroulée* sur un cylindre de rayon voisin de l'échelle de Planck. Cette nouvelle théorie

incorporait le champ électromagnétique (i.e. le photon) ainsi que des champs vectoriels chargés qui étaient couplés aux particules de matière. Le Lagrangien de cette théorie s'écrivait de manière analogue à celui de la Théorie Electrofaible, et faisait intervenir un couplage κ_γ entre le photon et les champs vectoriels chargés. κ_γ valait ici -2, contrairement à la Théorie Electrofaible, où sa valeur est +1 (le paramètre λ_γ est quasi-nul dans les deux cas). Conséquence en est que les moments magnétiques dipolaire et électrique quadripolaire sont sensiblement différents dans les deux théories.

La valeur expérimentale de κ_γ (voir le tableau 5.9) invalide totalement la théorie d'O.Klein, illustrant par la même la grande sensibilité avec laquelle les données de LEP II permettent d'investiguer les symétries de base des forces électrofaibles.

Dans une autre approche, détaillée au chapitre 1, on peut considérer que les interactions décrites par le Modèle Standard sont inchangées et que la gravitation se propage dans un espace à plus de 4 dimensions. Dans le chapitre 1, on a vu comment la section efficace totale est affectée par l'échelle d'énergie d'une éventuelle gravitation quantique (i.e. l'échelle à partir de laquelle les interactions gravitationnelles sont du même ordre de grandeur que les interactions de jauge).

Les expressions établies dans [15] sont utilisées pour prédire la déviation $d(M_s)$ de la section efficace totale en fonction de M_s par rapport aux prédictions du Modèle Standard:

$$d(M_s) = \frac{\sigma_{WW}(M_s)}{\sigma_{WW}^{Mod.Std.}}$$

La figure 1.5 (chapitre 1) montre cette déviation pour un intervalle de valeurs de M_s à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Les mesures de sections efficaces totales de production de paires W^+W^- peuvent donc être utilisées pour contraindre les valeurs possibles de M_s . Un χ^2 est construit de la manière suivante:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\sigma_{WW}^{mes.} - d(M_s, \sqrt{s_i}) \times \sigma_{WW}^{Mod.Std.}(\sqrt{s_i})}{\Delta\sigma_{WW}^{mes.}(\sqrt{s_i})} \right)^2 \quad (6.1)$$

La somme se fait sur les énergies de collision délivrées par le collisionneur. La section efficace totale prédite par le Modèle Standard $\sigma_{WW}^{Mod.Std.}$ est calculée avec GENTLE et le rapport d à l'aide des expressions données par la référence [15]. La figure 6.7 montre les valeurs du χ^2 en fonction de M_s obtenues avec les valeurs des sections efficaces mesurées dans cette thèse et en utilisant les moyennes LEP (figure 6.2). La limite ainsi obtenue avec les mesures de la thèse est $M_s > 650$ GeV à 95% de niveau de confiance; et avec les moyennes LEP $M_s > 705$ GeV.

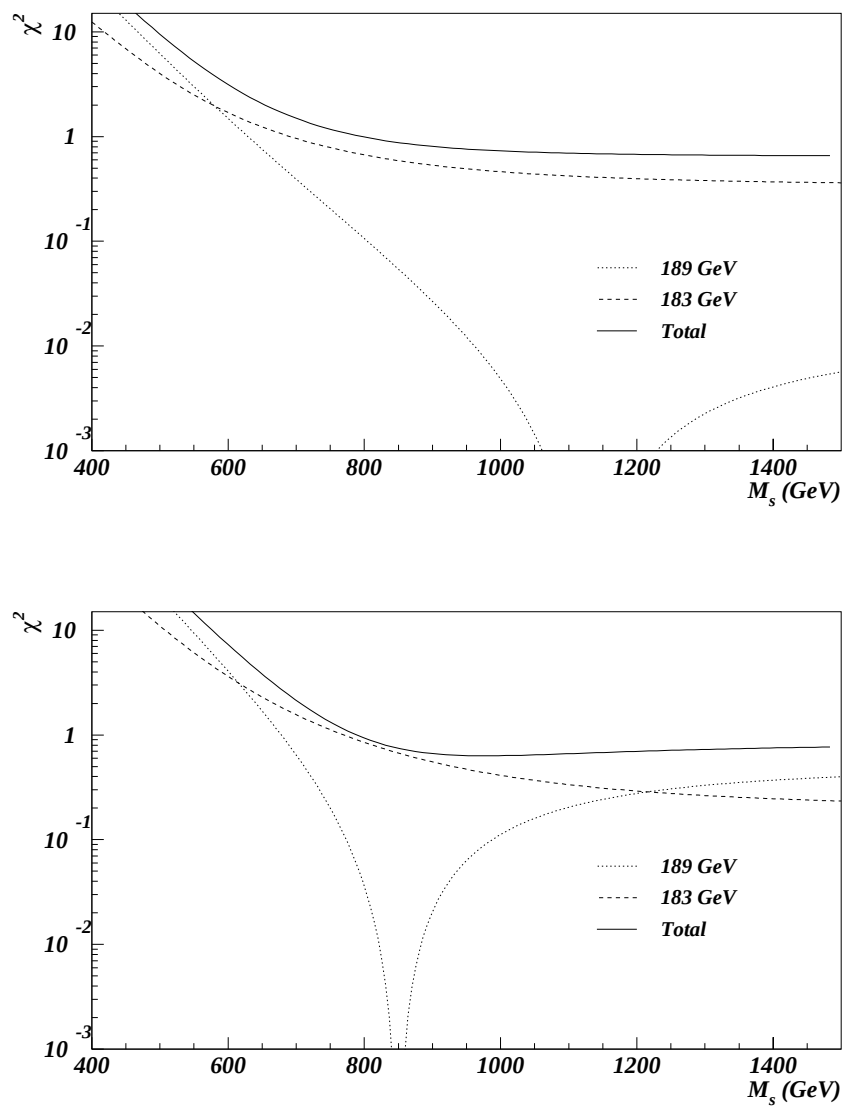


Figure 6.7 : Variation du χ^2 en fonction de l'échelle de la gravitation lorsque le nombre de dimensions additionnelles est égal à 2. Cette figure montre les mesures effectuées à 183 et 189 GeV (tirets et pointillés) ainsi que les mesures combinées de section efficace totale (ligne pleine). La figure du haut a été réalisée à l'aide des valeurs mesurées dans cette thèse, et la figure du bas avec les moyennes LEP.

6.5 Résumé

Les valeurs des sections efficaces de production de paires W^+W^- à 161, 172, 183 et 189 GeV et celles des couplages trilinéaires Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ s'avèrent confirmer les prédictions du Modèle Standard. Aucune indication de physique nouvelle n'a surgi, et des limites sur les variations de la section efficace et des couplages consécutives à l'émergence de physique nouvelle ont été inférées à l'énergie de collision la plus élevée (i.e. 189 GeV).

Les valeurs résultant de ce travail de thèse sont en bon accord avec toutes les autres mesures réalisées au LEP et au Tevatron. Cette compatibilité a été exploitée au travers d'une mise en commun de toutes les mesures d'une même observable. Les moyennes mondiales ainsi obtenues ont permis de répéter les tests du Modèle Standard avec une résolution expérimentale deux à trois fois meilleure qu'avec les seuls résultats de la thèse. L'accord entre l'observation et la théorie a été pleinement confirmé.

Finalement, ces mêmes valeurs moyennes ont été confrontées aux prédictions de théories plus générales pour contribuer à contraindre leurs paramètres libres à défaut de les exclure. On observe que tant les sections efficaces totales de production de paires W^+W^- que les couplages trilinéaires mesurés à LEP II apportent des contraintes plutôt modestes, mais appréciables, sur les paramètres de la Supersymétrie Minimale. Les effets consécutifs à l'existence de nouveaux bosons de jauge sont difficiles à évaluer car trop de paramètres resteraient à définir si cette hypothèse avait un fondement avéré. Il n'en demeure pas moins que les mesures des couplages trilinéaires et des sections efficaces de production de paires W^+W^- sont sensibles à ce type d'extension du Modèle Standard. Les prédictions sont tout aussi floues dans le cas de la Technicouleur, théorie qui n'est pas perturbative aux énergies considérées. Nous avons néanmoins vu que la section efficace de production est susceptible de compléter les tests de l'hypothèse de la Technicouleur réalisés à partir d'autres processus. Finalement, l'hypothèse de l'existence de dimensions additionnelles peut être testée de manière originale avec les mesures faisant l'objet de cette thèse, ce qui se traduit par des limites concrètes sur les paramètres fondamentaux régissant ces théories.

Conclusion et perspectives

L'objectif du travail présenté ici était de mesurer des sections efficaces – totales et différentielles – de production de paires W^+W^- à LEP II. Ceci a été réalisé à l'aide des données collectées par DELPHI entre 1996 et 1998 aux énergies de 161, 172, 183 et 189 GeV.

Les valeurs mesurées des sections efficaces totales de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ sont:

$$\begin{aligned}\sigma_{WW}(161 \text{ GeV}) &= 3.20 \pm 1.42 \text{ pb} \\ \sigma_{WW}(172 \text{ GeV}) &= 11.52 \pm 2.17 \text{ pb} \\ \sigma_{WW}(183 \text{ GeV}) &= 16.53 \pm 0.78 \text{ pb} \\ \sigma_{WW}(189 \text{ GeV}) &= 16.39 \pm 0.46 \text{ pb}\end{aligned}$$

Elles sont bon accord avec les prédictions du Modèle Standard et l'évolution de cette section efficace avec l'énergie met en évidence l'existence des couplages à trois bosons de jauge. Cela valide clairement l'hypothèse de l'invariance de jauge non-abélienne pour le secteur électrofaible de la théorie. Cette mesure a aussi été interprétée dans un cadre théorique original, adjoignant deux nouvelles dimensions à l'espace-temps; ces dernières étant supposées avoir un rayon de courbure assez grand (de l'ordre du mm). La limite obtenue sur l'échelle d'énergie (M_s) caractérisant la taille de 2 dimensions additionnelles est (à 95% de niveau de confiance):

$$M_s > 650 \text{ GeV}$$

Des contraintes sur la valeur des paramètres d'un lagrangien effectif ont pu être extraites par l'intermédiaire de la détermination des section efficaces différentielles par rapport à un ou deux angles de production, ou par rapport à des observables (optimales) plus sensibles. Ces contraintes ont été obtenues pour deux hypothèses différentes sur ce lagrangien. Pour réduire le nombre de paramètres et augmenter la sensibilité des ajustements, l'hypothèse de l'invariance de jauge a d'abord été faite. Le nombre de paramètres indépendants dans le lagrangien est alors égal à

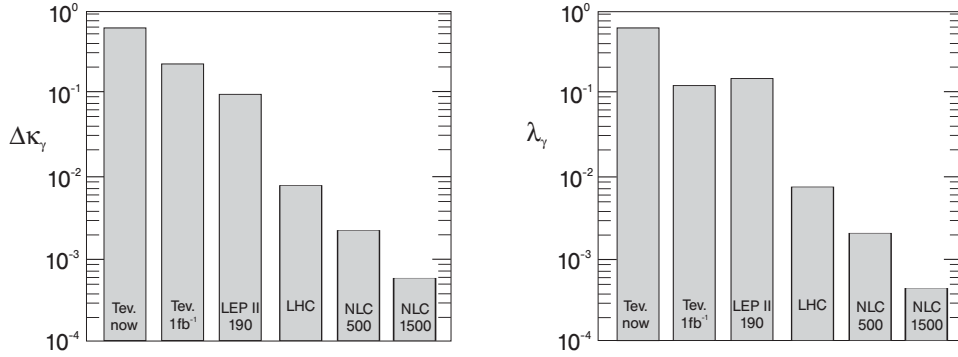


Figure 6.8 : Comparaison des précisions attendues sur les couplages $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ auprès des futurs collisionneurs hadroniques et leptoniques avec les précisions attendue du LEP et du Tevatron.

3. L'analyse décrite dans cette thèse permet de déterminer pour ces paramètres les intervalles (à 95% de niveau de confiance) suivants:

$$-0.26 < \Delta g_1^Z < +0.15 \quad (6.2)$$

$$-0.44 < \Delta\kappa_\gamma < +0.97 \quad (6.3)$$

$$-0.24 < \lambda_\gamma < +0.22 \quad (6.4)$$

Les valeurs ainsi obtenues sont en parfait accord avec les prédictions du Modèle Standard (qui sont nulles à l'ordre le plus bas). Ces résultats ont été comparés et combinés à ceux obtenus à d'autres énergies ou à l'aide d'autres états finals, par les expériences du LEP et du Tevatron. Les contraintes obtenues sur les couplages ont été interprétées dans le cadre de théories alternatives telles que la supersymétrie ou la technicouleur. On aura noté au passage que ces mesures excluent totalement la théorie de Klein sur l'unification des forces électrofaibles par l'existence de dimensions additionnelles compactes dans l'espace direct.

Les couplages ont aussi été extraits sans l'hypothèse de l'invariance de jauge; dans ce cas, le nombre de paramètres s'élève à 6; les valeurs obtenues sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard, mais les incertitudes statistiques sont relativement grandes. Les données de 1999 et 2000 devraient permettre de réduire les incertitudes statistiques d'environ 60%. De plus, la méthode utilisée pour extraire les couplages sans l'hypothèse de l'invariance de jauge n'utilise pas toute l'information cinématique; elle pourra être améliorée pour prendre en compte plus d'information.

L'augmentation de la statistique permettra aussi de faire des études plus approfondies des interactions entre bosons de jauge, notamment en permettant de mesurer

les sections efficaces correspondant aux divers états de polarisation possibles pour la paire W^+W^- .

Le secteur de jauge de l'interaction électrofaible sera testé encore plus en détails auprès des accélérateurs futurs qui devraient permettre d'obtenir des améliorations de 1 à 2 ordres de grandeur sur la précision des contraintes sur les couplages à trois bosons de jauge. La figure 6.8, extraite de la référence [45], compare les précisions attendues sur deux des couplages pour divers accélérateurs. Ce nouveau domaine de sensibilité permettra de tester avec précision les corrections radiatives aux couplages à trois bosons de jauge. Ainsi le Modèle Standard pourra être testé encore plus en profondeur, et la présence de physique nouvelle sera soit fortement contrainte, soit mise en évidence.

Bibliographie

- [1] Ryder. Quantum Field Theory. Cambridge University Press, 1996.
- [2] W.Hollik. *Standard Model Theory*. In *29th conference on high energy physics - ICHEP'98 Vancouver, Canada; 23-29 jul 1998*, 1998. preprint hep-ph/9811313.
- [3] S.Pokorsky. *Weak-scale supersymmetry*. In *Ecole de GIF'96*, 1996.
- [4] J.Ellis. *Beyond the Standard Model for hillwalkers*. In *1998 European school of high-energy physics*, 1999. CERN 99-04.
- [5] E.J.Squires P.D.B.Collins, A.D.Martins. Particle physics and cosmology. Wiley-interscience, 1989.
- [6] H.Dreiner. *Hide and seek with supersymmetry*. preprint hep-ph/9902347.
- [7] Arkani-Ahmed et al. *Phys.Rev.B*, 429:263–272, 1998.
- [8] K.Hagiwara et al. *Probing the weak boson sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$* . *Nuc.Phys.B*, 282:253–307, 1987.
- [9] De Rujula et al. *Nuc.phys.B*, 384:3–58, 1992.
- [10] M.Grunewald P.Molnar. *Measuring WWZ and WW γ coupling constants with Z⁰-pole data*. preprint HUB-EP/99/06.
- [11] C.G. Papadopoulos. *ERATO: event generator for four fermion production at lep2 energies and beyond*. preprint hep-ph/9609320.
- [12] R.Pittau F.A.Berends. *EXCALIBUR: a Monte-Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP 200 and beyond*. preprint hep-ph/9409326.
- [13] D.Bardin et al. *GENTLE/fan v2.0: A program for semi-analytic calculation of predictions for the process $e^+e^- \rightarrow 4f$* . preprint hep-ph/9612409.

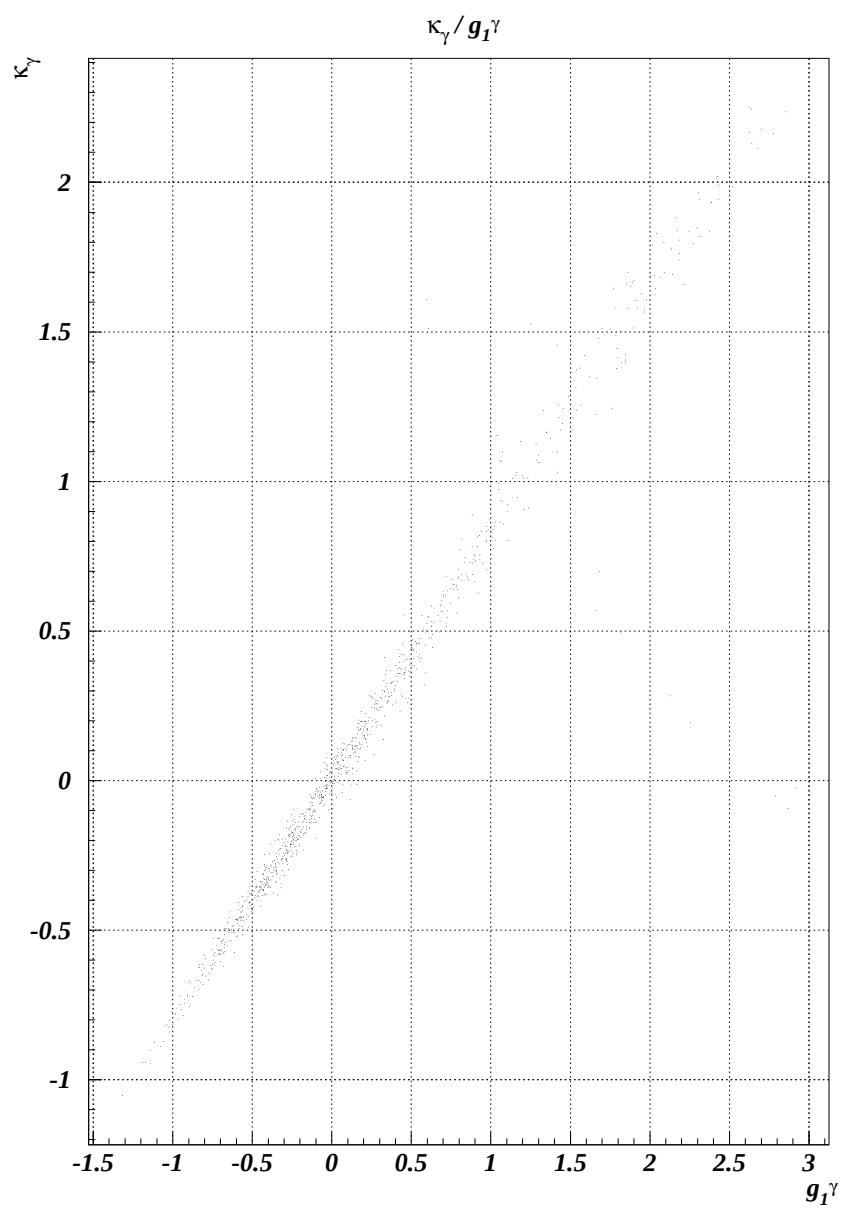
-
- [14] Z.Ajaltouni et al. *Triple gauge bosons couplings*. In *Physics at LEP 2*, volume 1, page p.525. CERN 96-01, 1996.
 - [15] N.G.Deshpande K.Agashe. preprint OITS-669.
 - [16] UA1 collaboration. *Phys.Lett.B*, 122:103.
 - [17] UA2 collaboration. *Phys.Lett.B*, 122:476.
 - [18] G.Altarelli. preprint CERN-th 98-348.
 - [19] M.Davier. *L'interaction électrofaible: un bilan des résultats de LEP1 et SLC*. In *Ecole de GIF'96*, 1996.
 - [20] Lifchitz Landau. *Physique théorique*, tome 4, QED, chap.4 par.41.
 - [21] The DELPHI collaboration. *The DELPHI detector at LEP. Nuc.Instr.and Meth. A*, 303:233–276, 1991.
 - [22] The DELPHI collaboration. *Performance of the DELPHI detector. Nuc.Instr.and Meth. A*, 378:57, 1996.
 - [23] T.Sjostrand. *Pythia 5.7 and Jetset 7.4 physics and manual*. CERN-TH.7112/93.
 - [24] delphi-note 96-124 PHYS 632.
 - [25] Sharka Todorova-Nova. *Mesure de la masse des bosons $W^\pm$ au LEP à l'aide du détecteur DELPHI*. Thèse de l'Université Louis Pasteur, IReS 98-18, Numéro d'ordre 2940.
 - [26] S.Godfrey M.Gintner. *Measurement of the $WW\gamma$ and WWZ couplings at LEP200: the benefits of higher energy?* *Phys.Lett.B*, 366:401–408, 1996.
 - [27] O.Nachtmann M.Diehl. *Optimal observables for the measurement of three gauge boson couplings in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$* . *Z.Phys.C*, 62:397–411, 1994.
 - [28] S.E. Tzamarias G.K.Fanourakis, D.Fassouliotis. *Accurate estimation of the trilinear gauge couplings using optimal observables including detector effects*. *Nuc.Inst.Meth.A*, 414:399–417, 1998.
 - [29] K.Phillipides J.Papavassiliou. *A set of sum rules for anomalous gauge boson couplings*. Preprint CERN-TH/98-220.
 - [30] E.Accomando et al. *Standard Model processes*. In *Physics at LEP 2*, volume 1, page p.207. CERN 96-01, 1996.

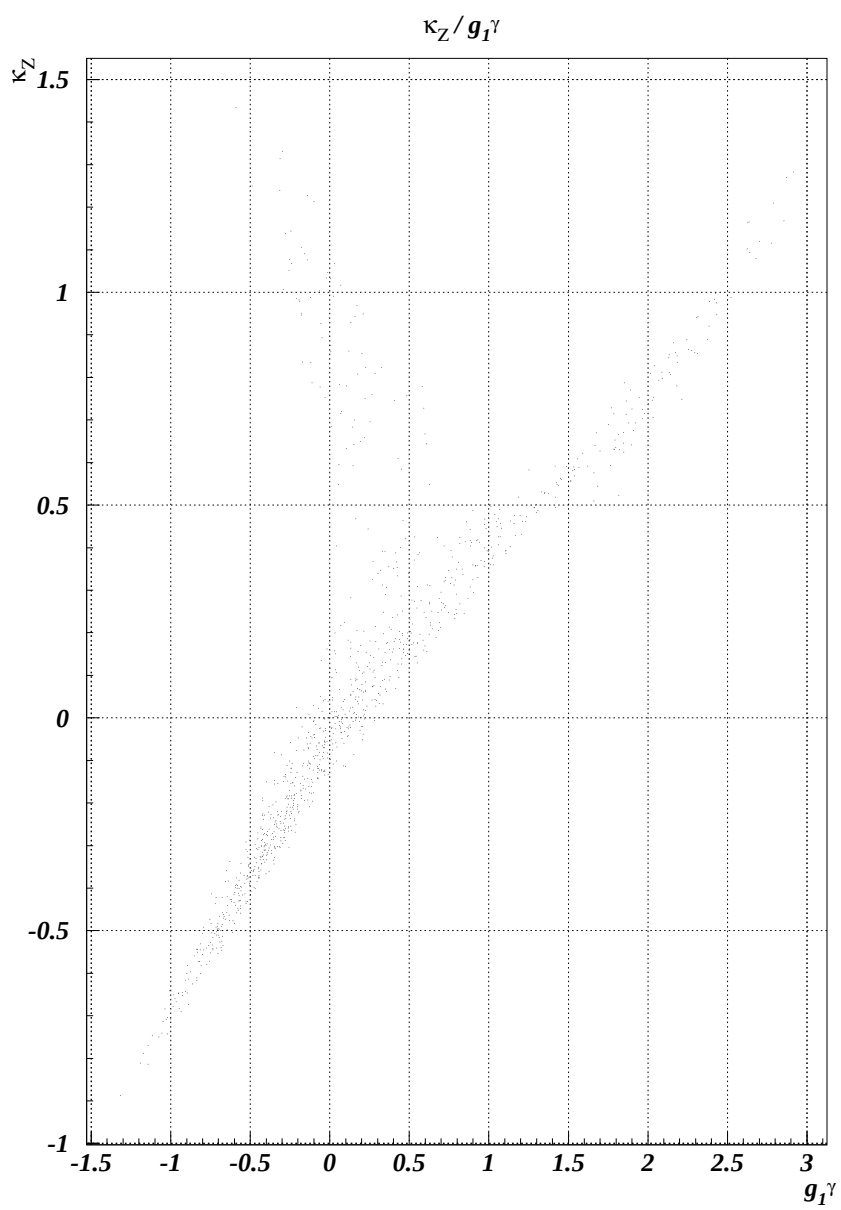
-
- [31] I.Riu. Résultat combiné des mesures directes dans le canal semi-leptonique des 4 expériences LEP donnés à la conférence de Moriond 1999.
 - [32] P.Abreu et al. (coll.DELPHI). *Measurement and interpretation of the W -pair cross-section in e^+e^- interactions at 161 GeV.* *Phys.Lett. B*, 397:158, 1997.
 - [33] P.Abreu et al. (coll.DELPHI). *Measurement of the W -pair cross-section and of the W mass in e^+e^- interactions at 172 GeV.* *Eur.Phys.J. C*, 2:581, 1998.
 - [34] B.P.Kersevan et al. *Measurement of Anomalous Triple Gauge Boson Couplings in 4-jet Events at $\sqrt{s} = 189$ GeV.* Note interne DELPHI 99-57 PHYS 826 (May 1999), subm. to ICHEP-99 (Tampere-Finland, 15-21 July 1999).
 - [35] P.Abreu et al. (coll. DELPHI). *Measurement of the Trilinear Gauge Boson Couplings WWV ($V=\gamma, Z$) in e^+e^- collisions at 183 GeV.* preprint CERN-EP/99-62 (April 1999), subm. to *Phys. Lett. B*.
 - [36] G.Abbiendi et al. (coll. OPAL). *Measurement of the triple gauge boson couplings from W^+W^- production at LEP energies up to 189 GeV.* Note interne OPAL-PN375 (March 1999), subm. to ICHEP-99 (Tampere-Finland, 15-21 July 1999).
 - [37] (coll. ALEPH). *Measurement of Triple Gauge Boson Couplings at 183 - 189 GeV.* Note interne ALEPH 99-072 CONF 99-046 (July 1999), subm. to ICHEP-99 (Tampere-Finland, 15-21 July 1999).
 - [38] (coll. L3). *Preliminary Results on the Measurement of Triple Gauge Boson Couplings of the W boson at LEP.* Note interne L3-2378 (March 1999), subm. to ICHEP-99 (Tampere-Finland, 15-21 July 1999).
 - [39] S.Abachi et al. (coll. D0); *Phys. Rev. D* 58 (1998) 3102.
 - [40] H.T.Diehl. Vector boson pair production and trilinear gauge boson couplings: Results from the tevatron. preprint hep-ex/9810006.
 - [41] Z.Ajaltouni et al. *Triple gauge bosons couplings.* In *Physics at LEP 2*, volume 1, page 531. CERN 96-01, 1996.
 - [42] Z.Ajaltouni et al. *Triple gauge bosons couplings.* In *Physics at LEP 2*, volume 1, page 532. CERN 96-01, 1996.
 - [43] Delphi-note 99-55 PHYS 825 et sa référence [5].
 - [44] O.Klein. *On the theory of charged particles*, Actes de la conférence de Varsovie (1938).
 - [45] E.Accomando et al. *Physics with e^+e^- linear colliders.* *Phys.Rep.*, 299:1, 1998.

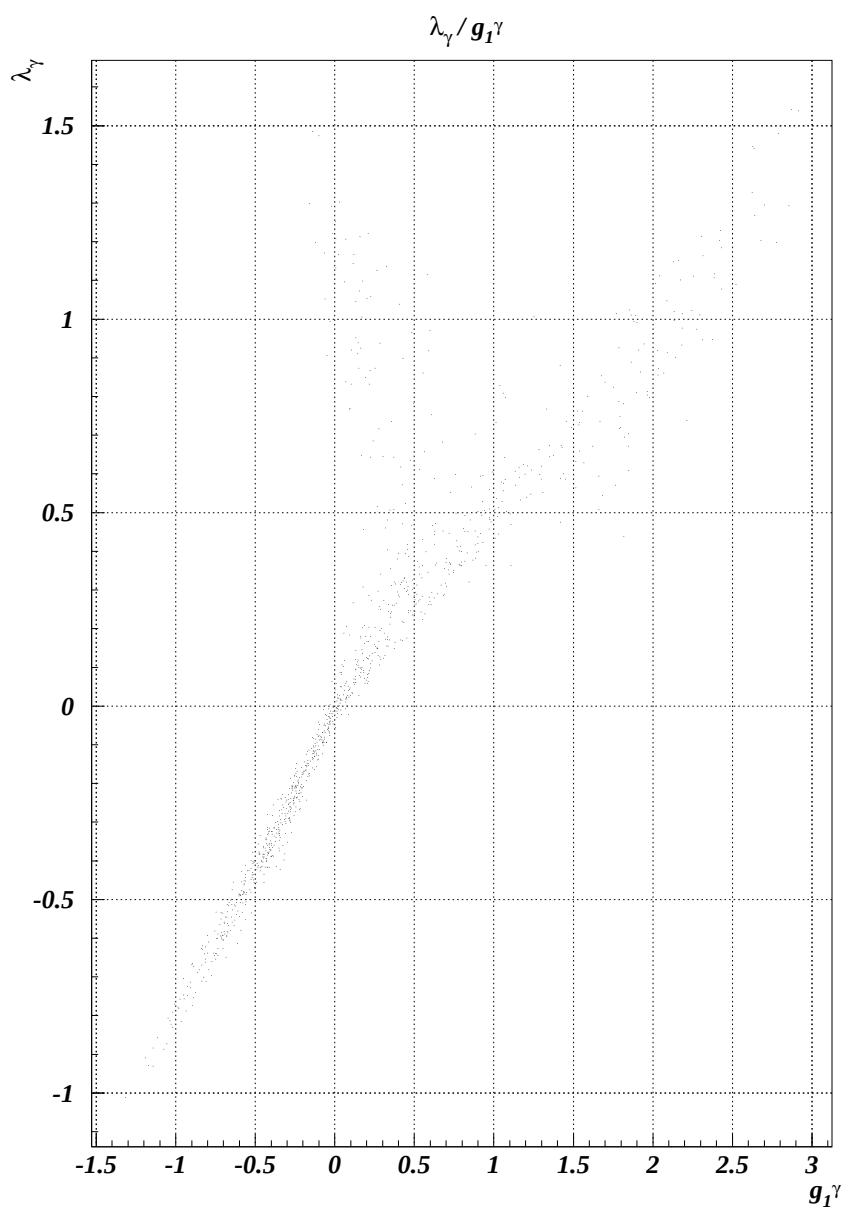
Annexe A

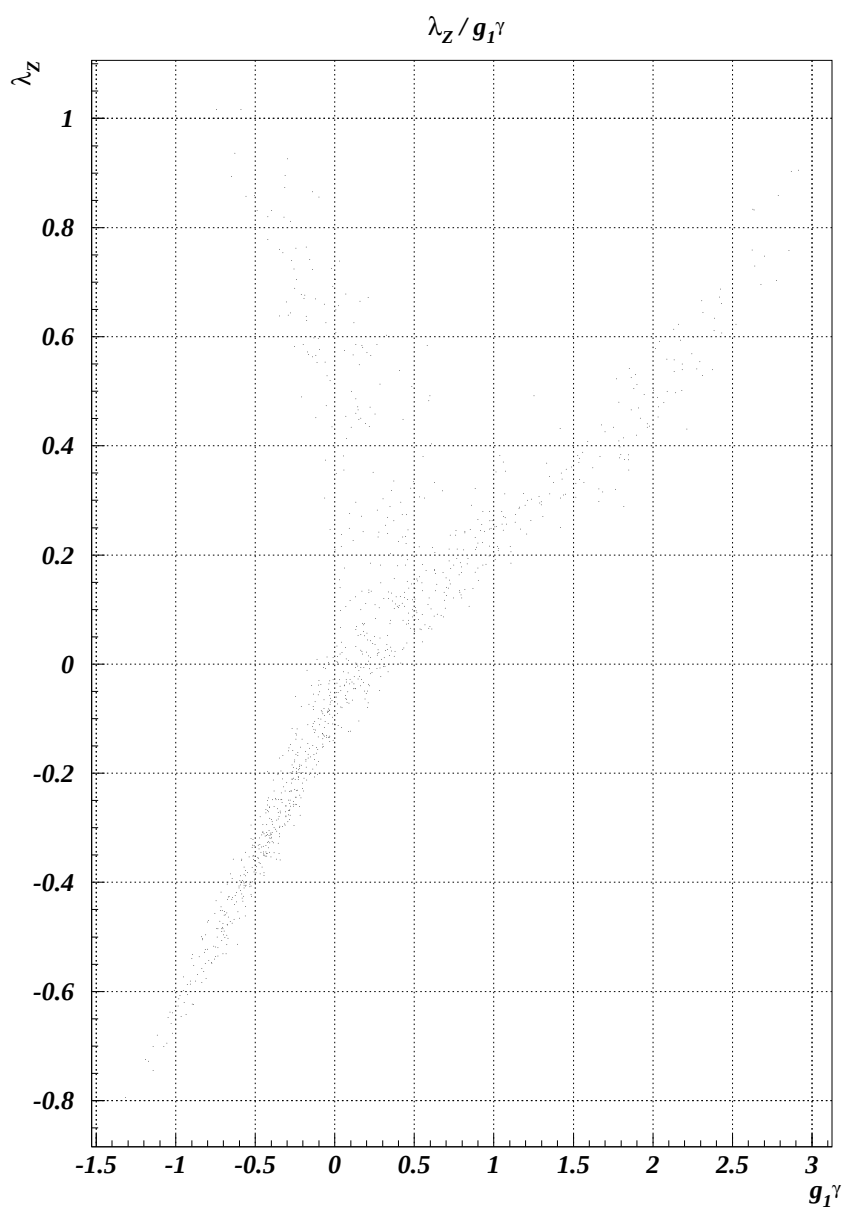
Cette annexe présente les 21 figures qui montrent la corrélation entre les résultats des ajustements à 1 seul paramètre sans présupposer l'invariance de jauge. L'histogramme sur lequel l'ajustement a été fait a été tiré 1000 fois au hasard; chacun des points de cette figure représente le résultat de l'ajustement d'un de ces 1000 histogrammes.

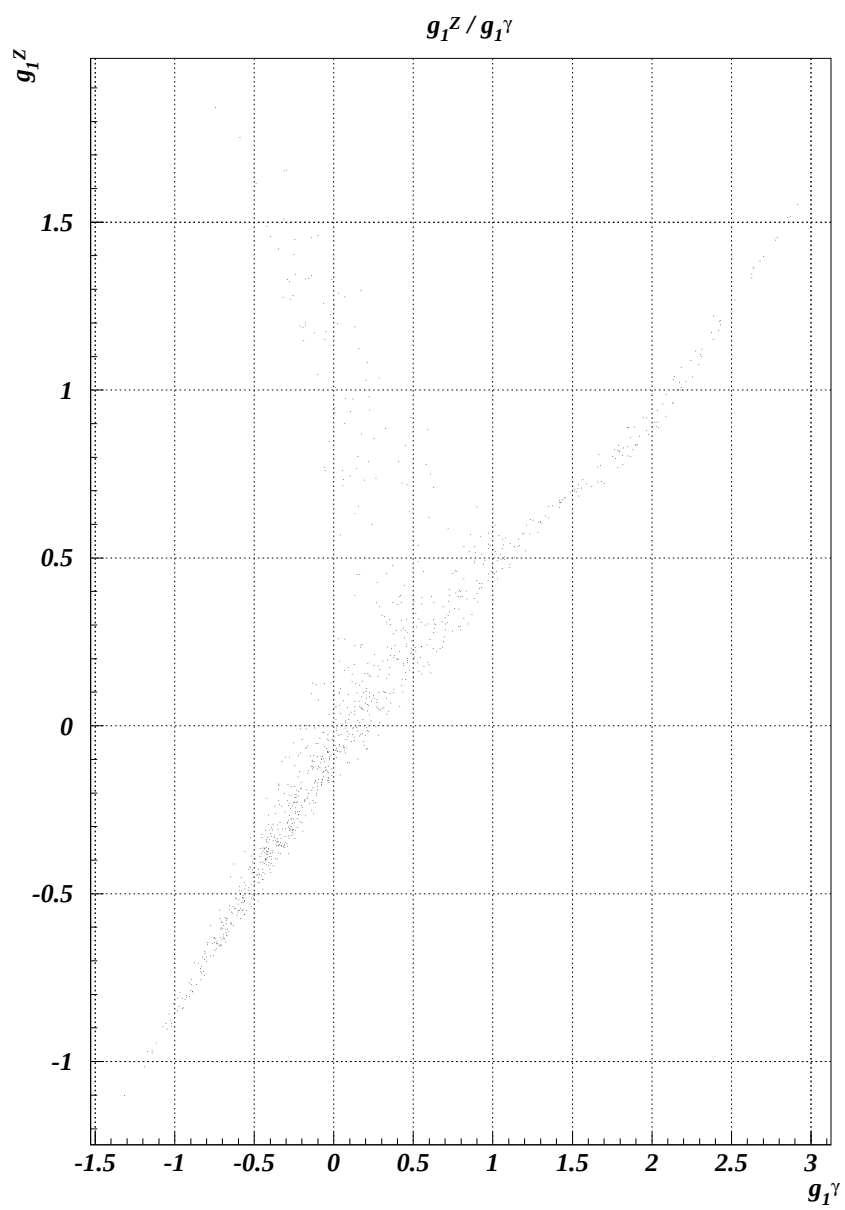
Ces figures montrent clairement que les résultats des ajustements à un seul paramètre sont fortement corrélés. La corrélation montre une structure complexe en deux branches. Cette forme provient certainement de la relation quadratique qui relie les paramètres ajustés aux valeurs des σ_i .

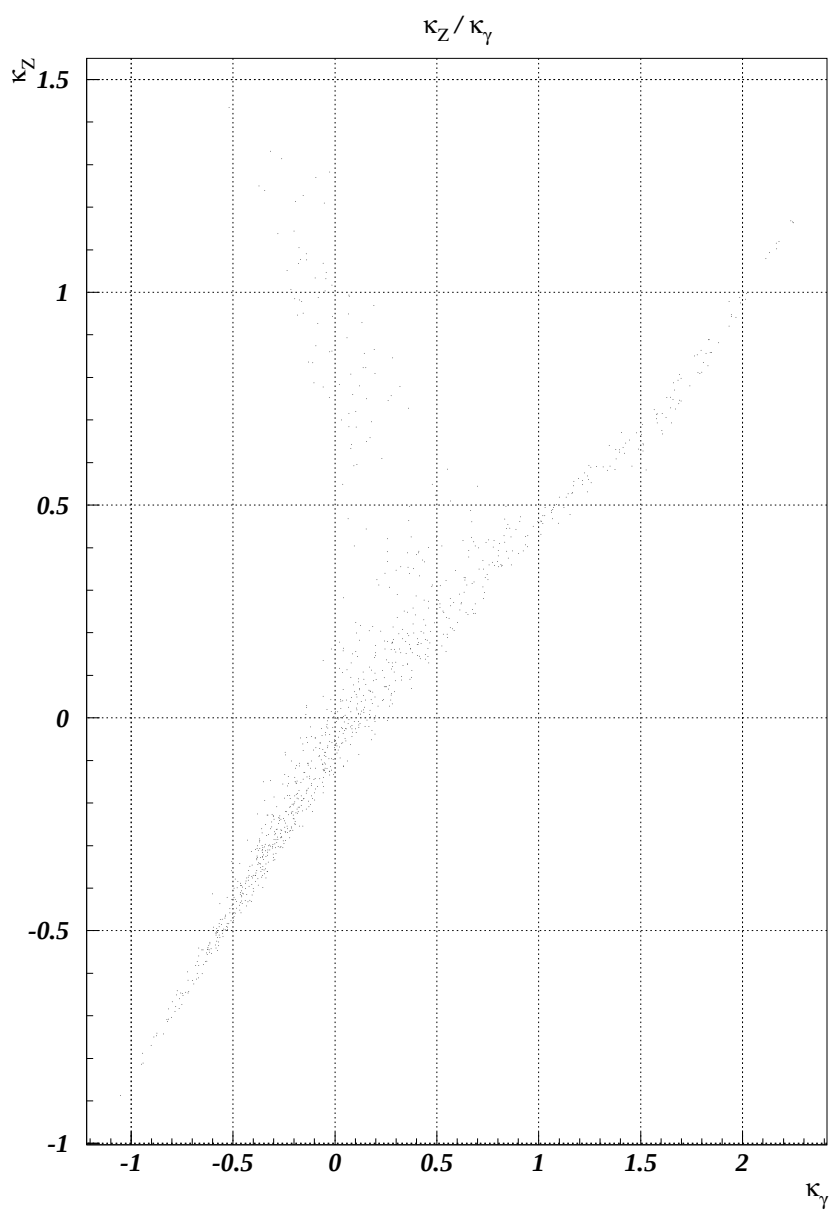


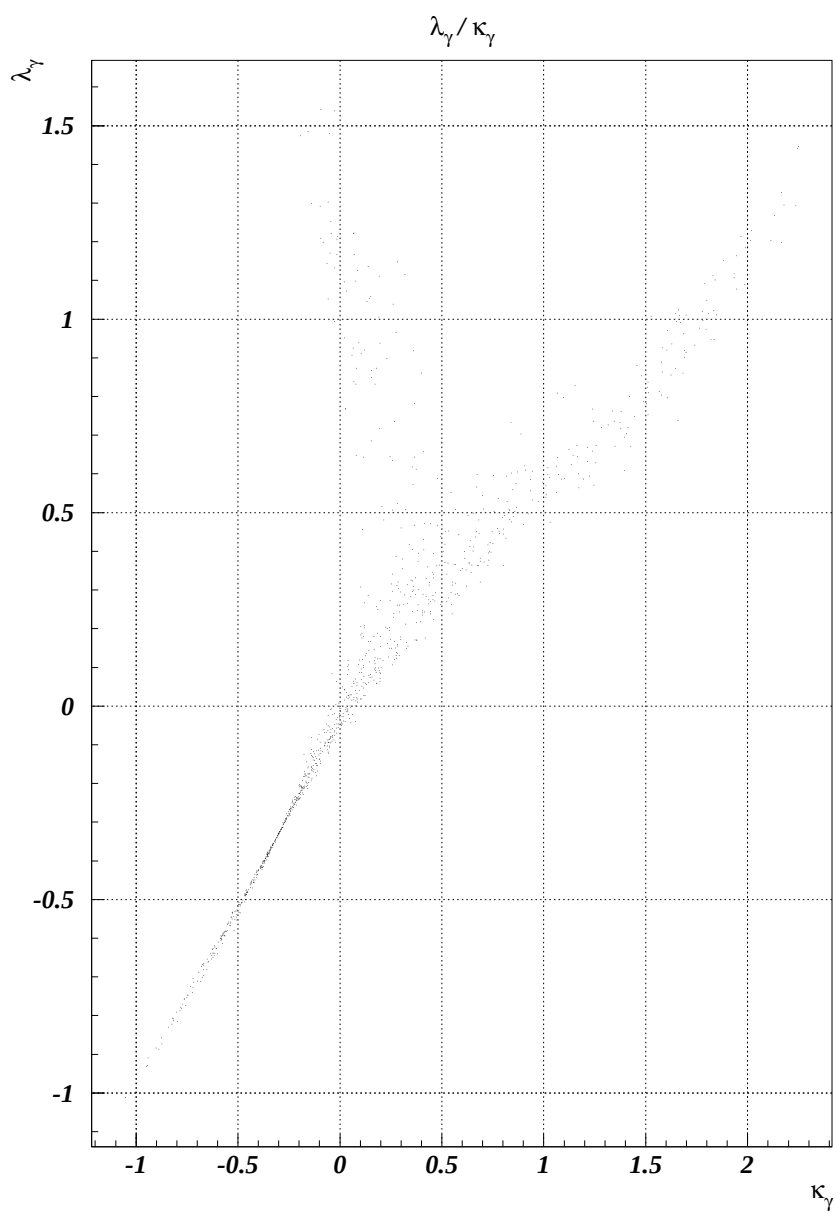


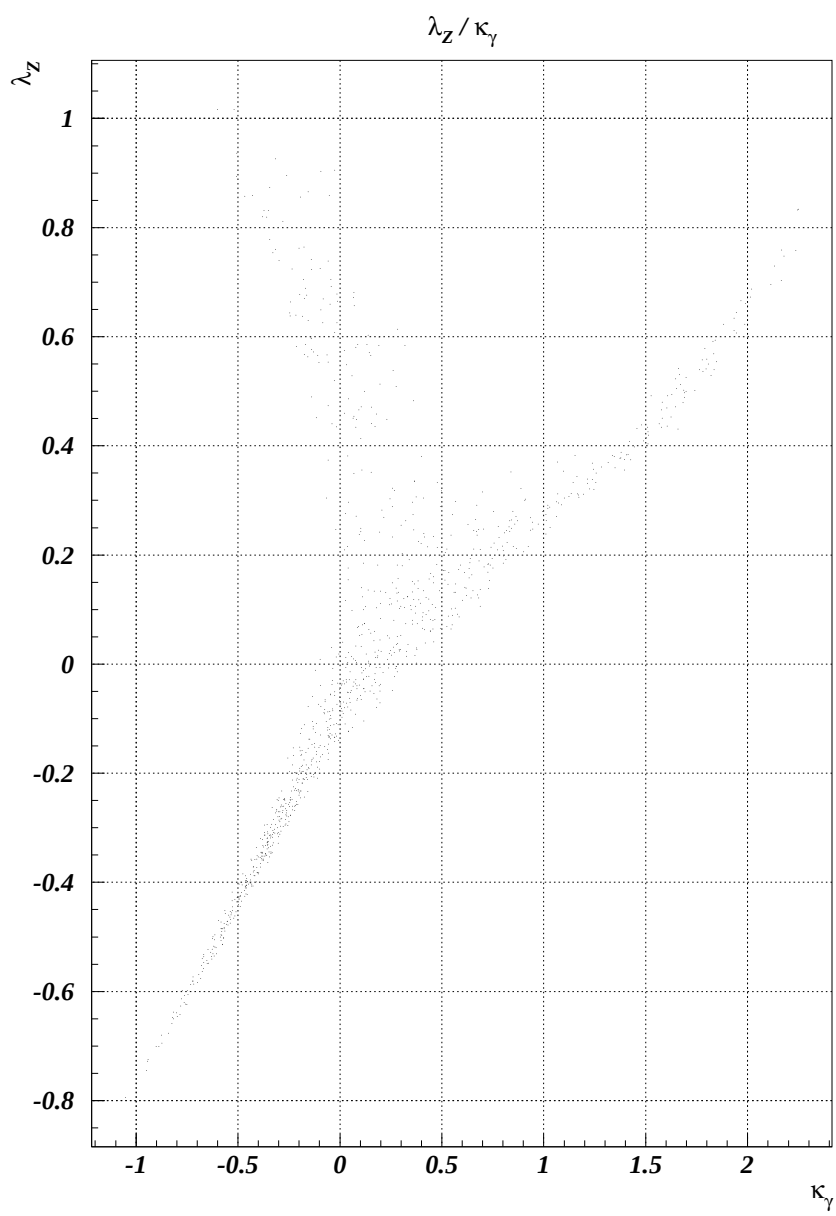


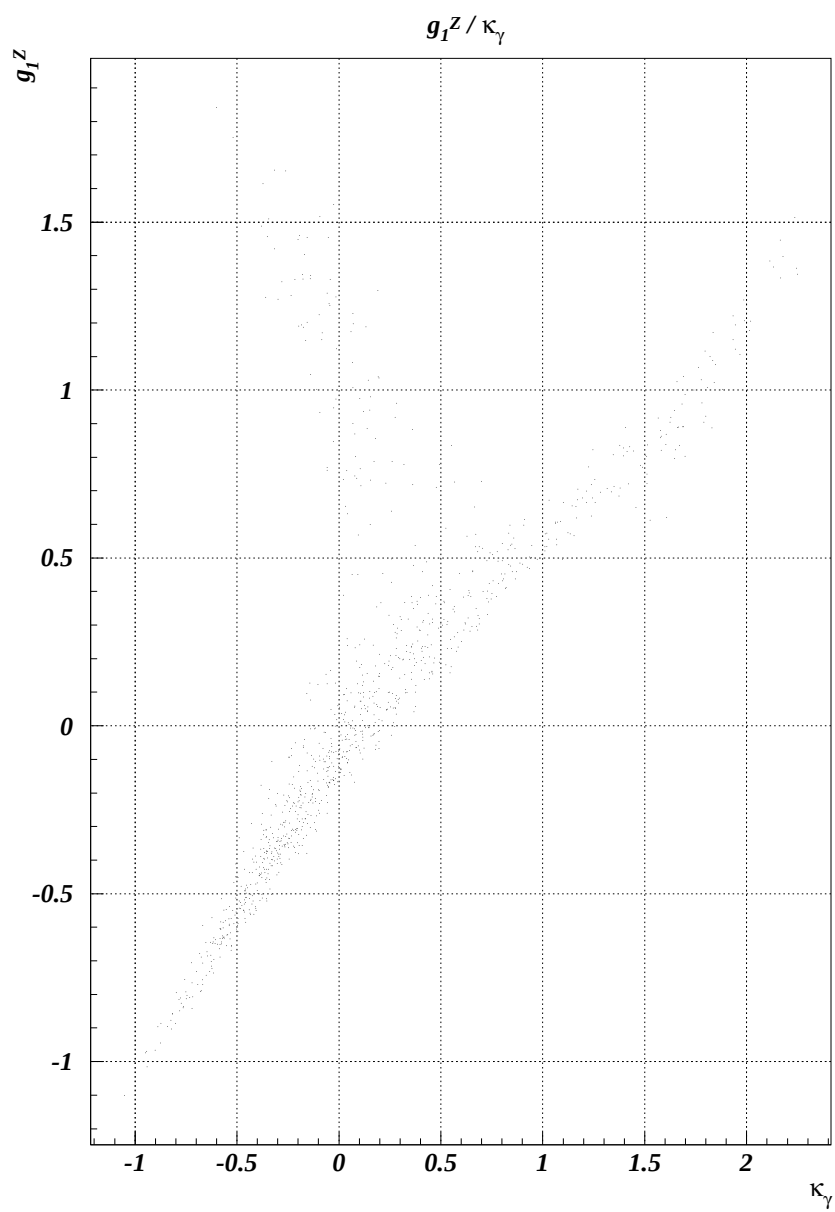


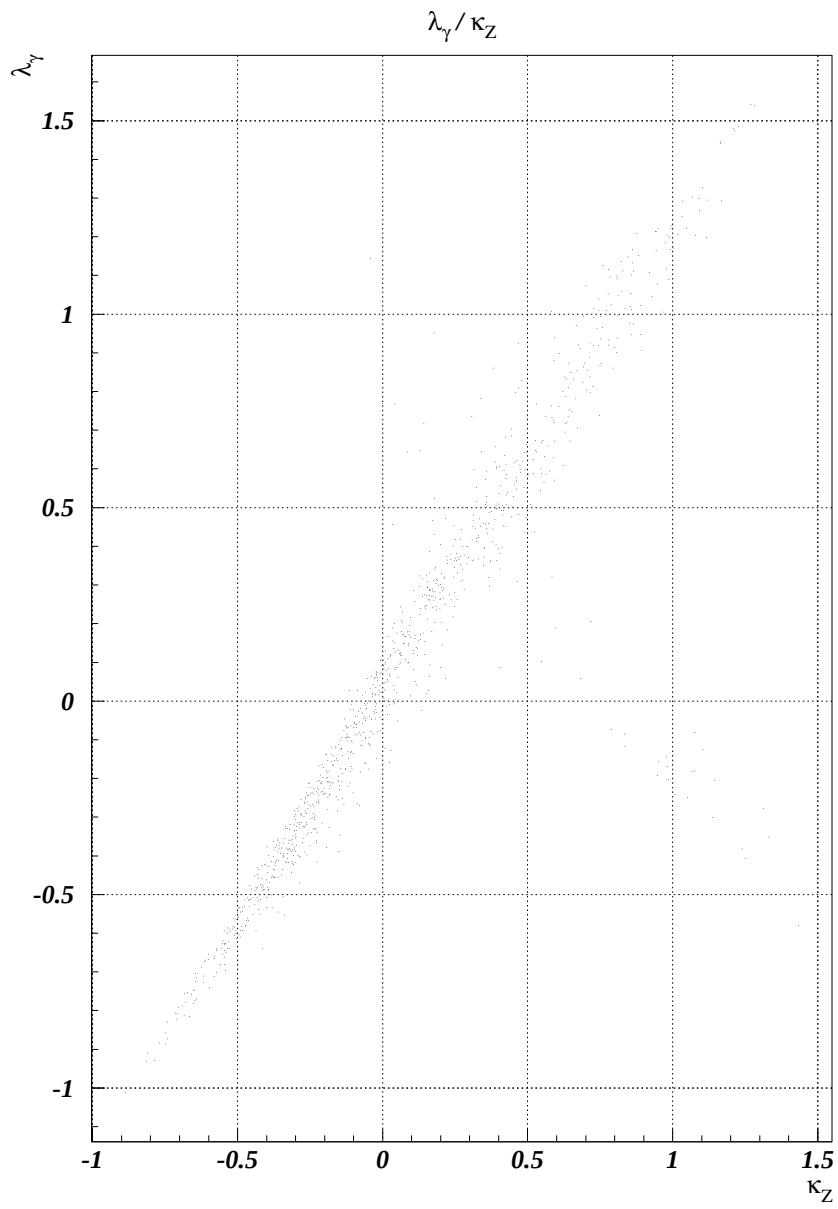


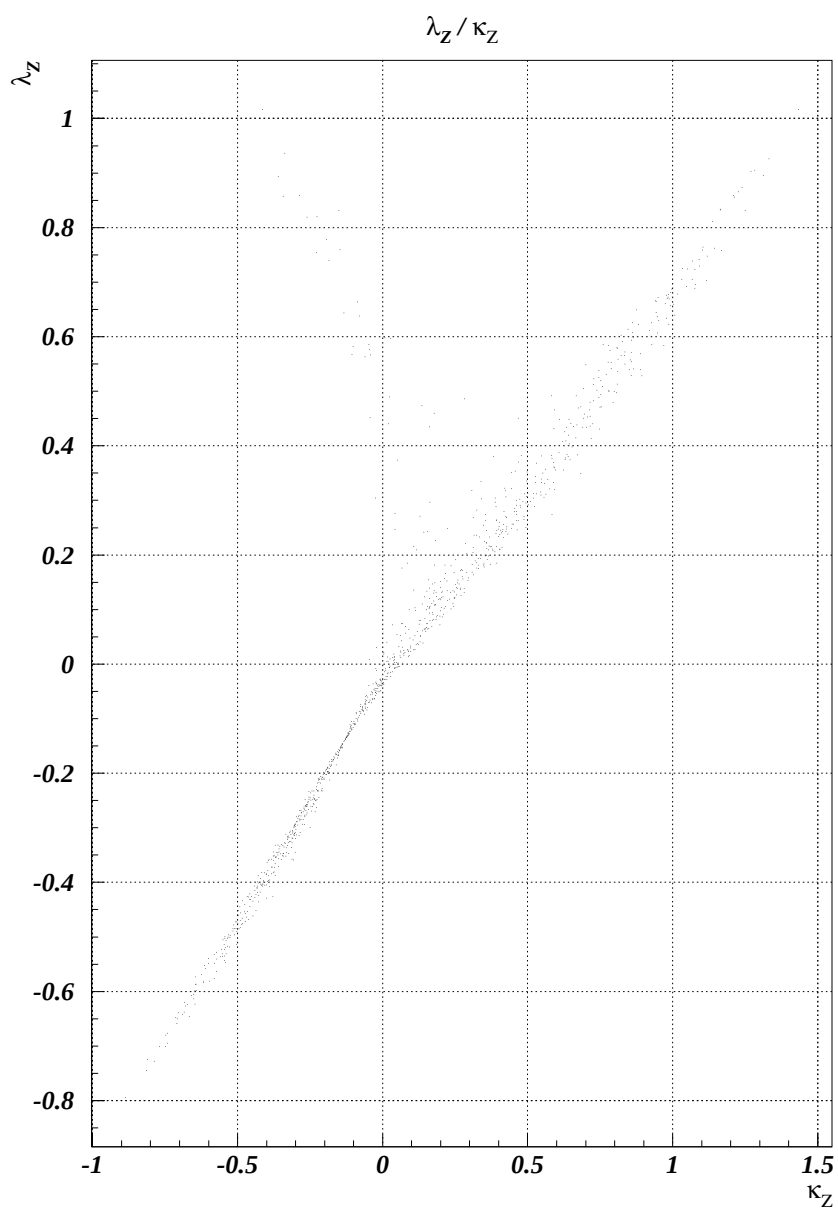


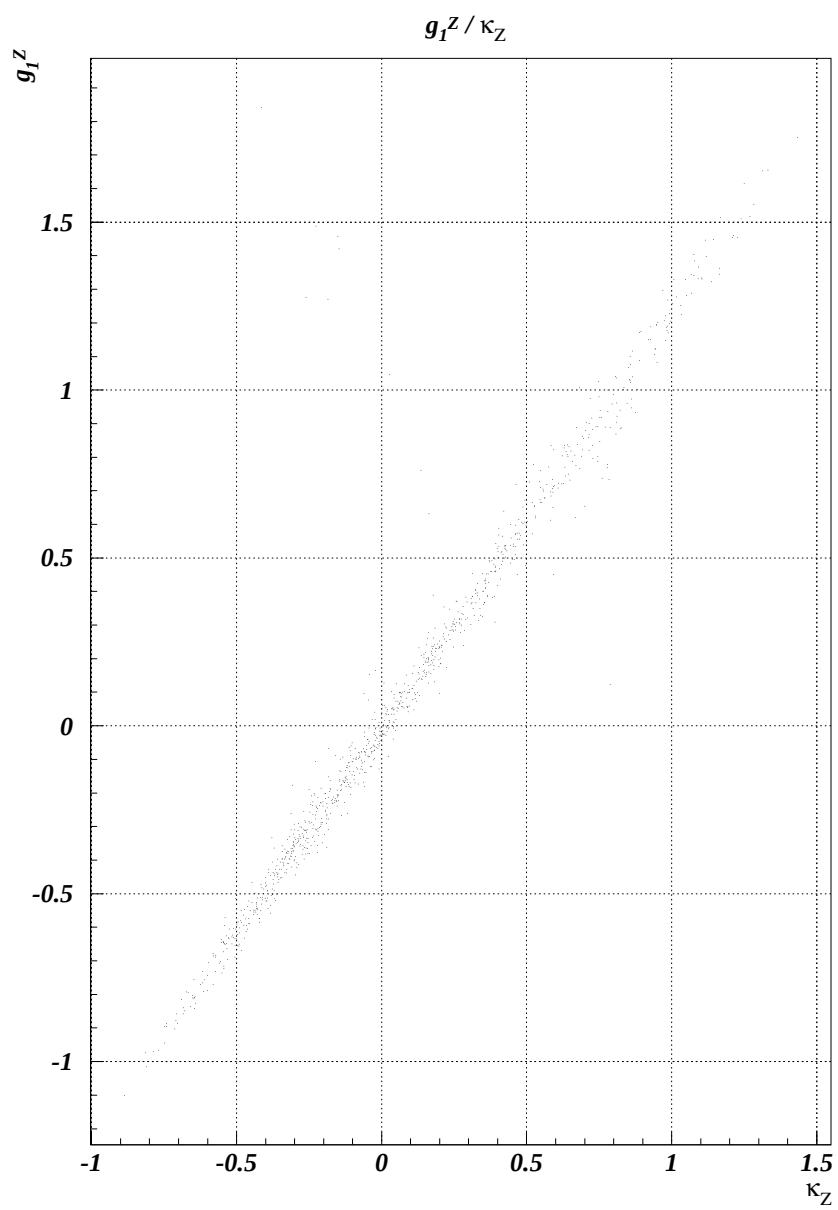


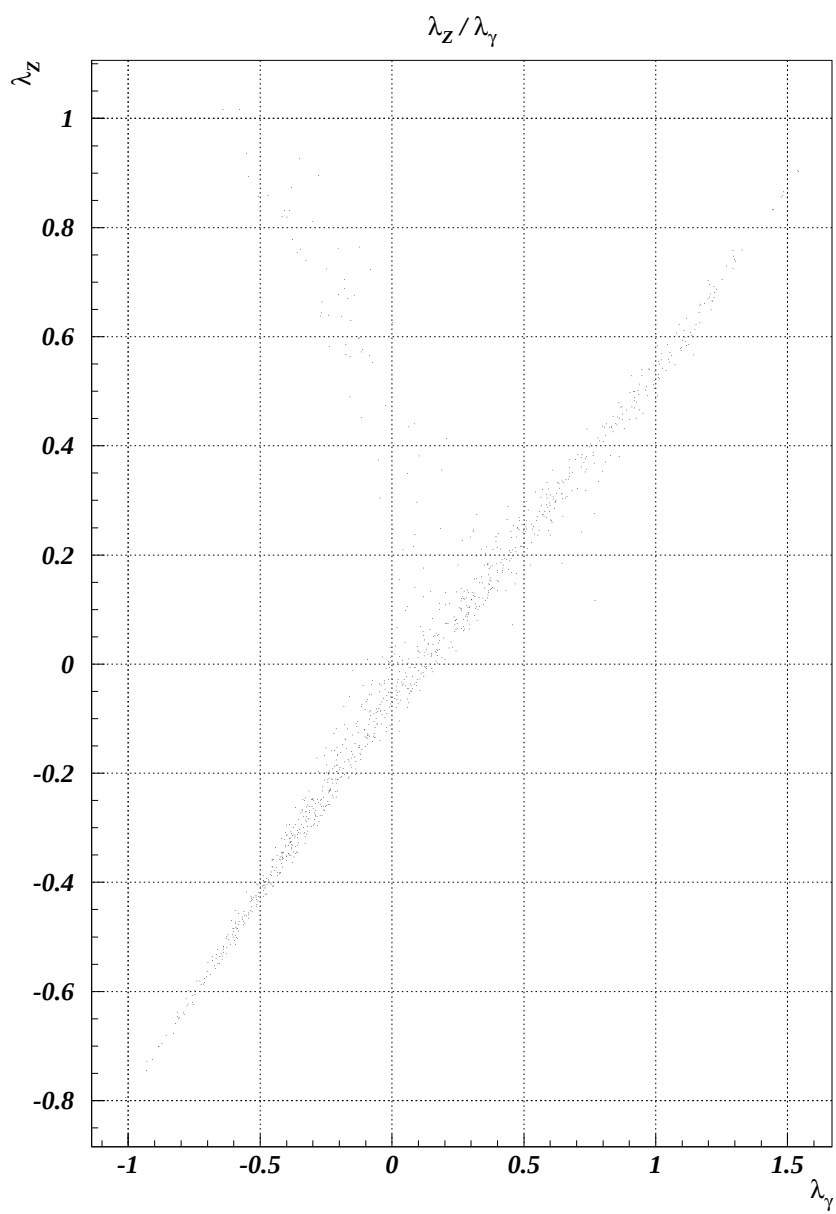


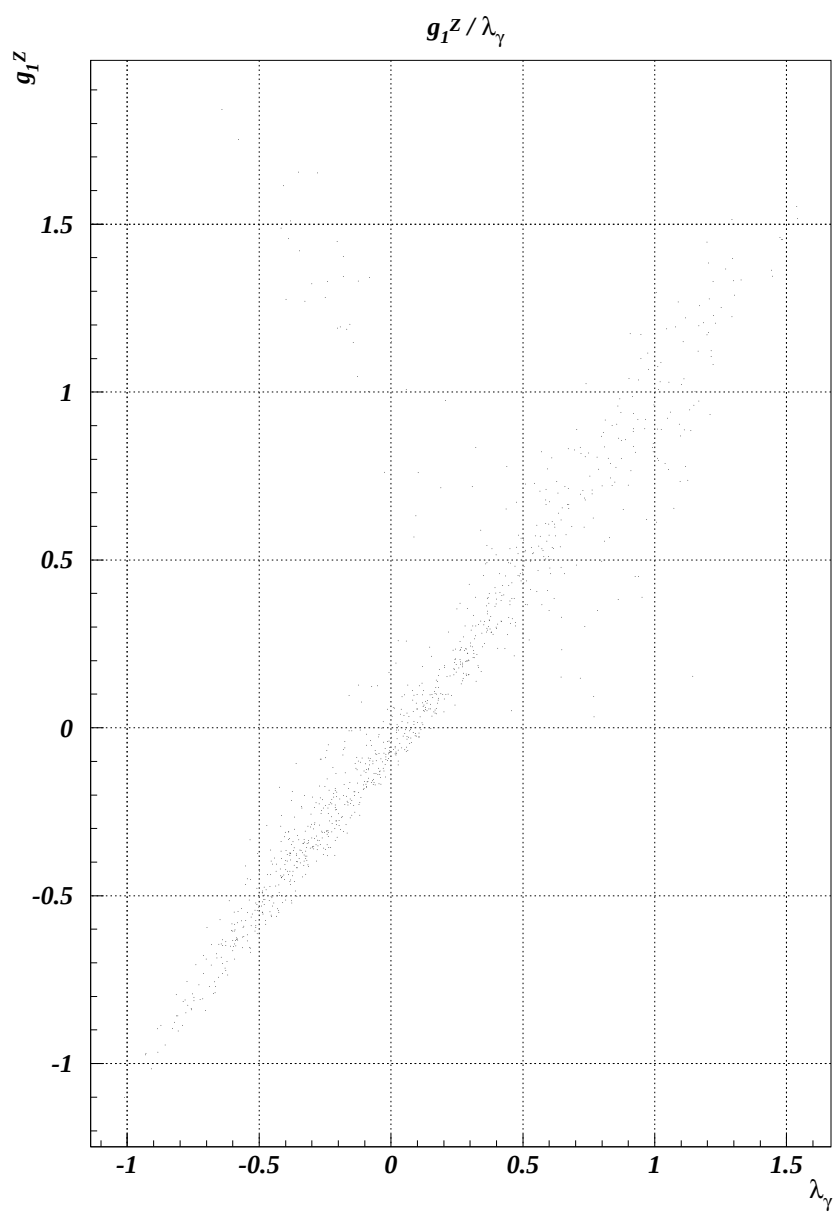


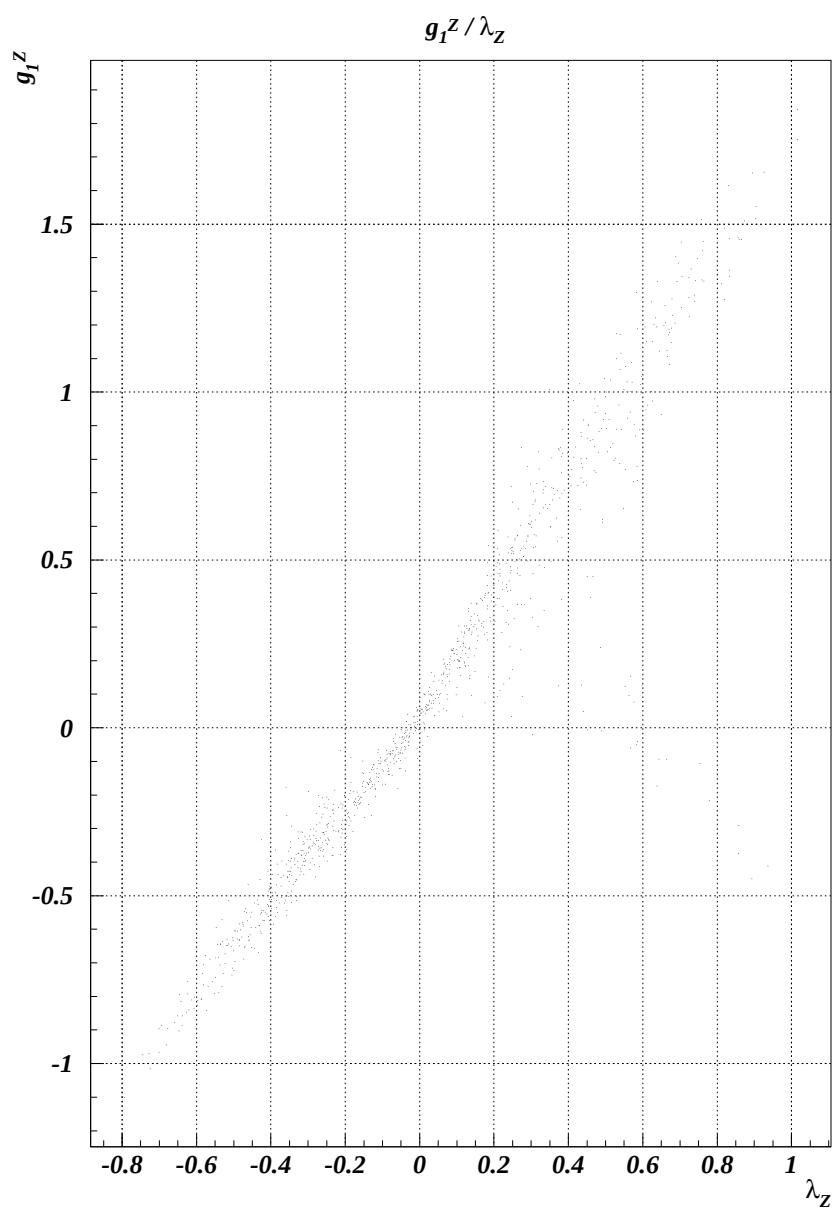












Liste des figures

1.1	Les trois diagrammes (CC03) contribuant, à l'ordre le plus bas, à la production de paires W^+W^-	35
1.2	Variation de la section efficace totale de production de paires W^+W^- telle qu'elle est prédite, à l'ordre le plus bas, par le Modèle Standard (trait plein) et en l'absence de couplages à trois bosons de jauge (tirets).	40
1.3	Les processus intervenant dans le calcul de l'élément de matrice $e^+e^- \rightarrow e\nu u\bar{d}$, à l'ordre le plus bas.	43
1.4	La section efficace de production de paires W^+W^- différenciée par rapport à l'angle de production du W^- prédite par le Modèle Standard et pour 3 valeurs non-standards des couplages.	44
1.5	Rapport entre la section efficace totale de production de paire W^+W^- en présence de 2 dimensions additionnelles et celle prédite par le Modèle Standard pour une énergie de collision de 189 GeV.	45
2.1	Disposition des détecteurs composant DELPHI dans le plan xz . La partie gauche de la figure représente les détecteurs de traces chargées, tandis que la partie droite représente les calorimètres. Quelques angles polaires remarquables sont indiqués en tirets. Les plans de scintillateurs utilisés par le système de déclenchement ne sont pas représentés. Les détecteurs de vertex (VD et VFT) ne sont pas représentés car ils sont trop petits pour être visibles à cette échelle.	55
2.2	Le système de coordonnées de DELPHI.	56
3.1	Valeur de l'incertitude statistique en fonction du produit de l'efficacité par la pureté pour différentes valeurs du nombre total d'événements du signal (N).	71

3.2	Contribution relative de l'incertitude systématique à l'incertitude totale en fonction du rapport de l'incertitude statistique sur l'incertitude systématique (r).	71
3.3	Les sections efficaces des processus observés en fonction de l'énergie de collision. Le domaine d'énergie de LEP II est compris entre 161 et 200 GeV. La section efficace de production de paires quark-antiquark est représentée avec (tirets) et sans (ligne continue) retour radiatif . .	74
3.4	Les différentes classes de processus à 4 fermions. Les traits pleins représentent des fermions et les tirets des bosons de jauge (γ , Z^0 ou $W^\pm$).	76
3.5	Diagramme contribuant, à l'ordre le plus bas, à la production de paires de fermions.	77
3.6	La distribution de l'énergie de collision effective engendrant des états finals à deux quarks telle qu'elle est prévue par le programme PYTHIA, lorsque l'énergie de collision est de 189 GeV.	78
3.7	Diagramme représentant la diffusion electron-positron avec production de hadrons; ce processus est aussi appelé <i>collision photon-photon</i>	79
3.8	Distributions réelles (points) et simulées (histogramme) de l'impulsion des traces chargées à une énergie de collision de 189 GeV. Chacune des figures montre un domaine d'impulsion différent: celle du haut montre la distribution pour les traces d'impulsion inférieure à 5 GeV et celle du bas pour les traces ayant une impulsion inférieure à 100 GeV. . . .	82
3.9	Distribution réelles (points) et simulées (histogramme) de l'angle polaire des traces chargées sélectionnées.	83
3.10	Distribution réelles (points) et simulées (histogramme) de la longueur des traces sélectionnées ayant un angle polaire inférieur à 40° (figure du haut) et supérieur à 140° (figure du bas).	84
3.11	Distributions réelles (points) et simulées (histogramme) de l'angle entre chaque trace sélectionnée et sa plus proche voisine pour les traces ayant un angle polaire inférieur à 40° (haut) ou supérieur à 140° (bas). .	87
3.12	Effet de l'ajustement cinématique contraint sur la résolution de l'énergie d'un quark. La ligne pleine (resp. tiretée) représente la distribution après (resp. avant) l'ajustement cinématique contraint. L'axe des ordonnées est gradué en unités arbitraires.	91

3.13	Définition des angles utilisés dans l'estimation de E_γ par la règle triangulaire.	93
3.14	Distributions des variables $d_{join}(3,4)$, D' , de l'énergie réduite (rapportée à l'énergie de collision) et de la multiplicité du jet de plus basse multiplicité ($min(n_i)$). La surface sombre représente le signal simulé et la claire, le bruit de fond simulé. Les points représentent les données réelles. Pour la distribution de l'énergie réduite seule la présélection a été appliquée. Pour les autres distributions, la coupure sur l'énergie réduite a été appliquée préalablement; de plus, pour la distribution concernant la multiplicité du jet de plus basse multiplicité, toute la sélection a été appliquée à l'exception de la coupure sur cette variable.	96
3.15	La procédure de sélection des événements semi-leptoniques pour une énergie de collision de 189 GeV.	101
3.16	Distributions réelles (points) et simulées (histogrammes) du critère d'isolation (E_{10}) du lepton reconstruit et de l'angle polaire de l'impulsion manquante à une énergie de collision de 189 GeV.	104
3.17	Distributions réelles (points) et simulées (histogrammes) de l'énergie des leptons reconstruits et sélectionnés à 189 GeV.	105
4.1	Valeur de la coupure sur la multiplicité à basse énergie telle qu'elle peut être naïvement prédite à l'aide de la relation ?? si la coupure à haute énergie vaut 3.	111
4.2	Rapport entre les efficacités de sélection dans les données et dans la simulation calculé à une énergie de collision de 91 GeV, en fonction de la valeur de la coupure sur la variable discriminante. En haut la coupure sur la multiplicité des jets est égale à 2, tandis qu'elle vaut 3 en bas. Les barres d'erreur représentent l'incertitude statistique sur le rapport.	112
4.3	Variation de la mesure de la section efficace de l'état final hadronique à 189 GeV, en fonction de la valeur des coupures sur l'énergie réduite, sur $d_{join}(3,4)$, sur la multiplicité du jet de plus basse multiplicité et sur la variable discriminante.	113

4.4	Variation de la mesure de la section efficace de l'état final semi-leptonique à 189 GeV, en fonction de la valeur des différentes coupures appliquées sur l'angle polaire de l'impulsion manquante et sur la masse du système leptonique. Les trois coupures sur la direction de l'impulsion manquante, sont celles qui interviennent dans les différentes branches de la procédure de sélection des événements semi-leptoniques.	119
4.5	Variation de la section efficace de l'état final semi-leptonique mesurée à 189 GeV, en fonction de la valeur des coupures sur l'énergie électromagnétique associée au lepton, la multiplicité du jet candidat τ , l'énergie du lepton et l'énergie contenue dans un cône de 10° autour du lepton.	120
5.1	Variation de la section efficace totale en fonction des couplages trilineaires à 189 GeV, normalisée à la valeur prédite par le Modèle Standard.	126
5.2	Fonctions de vraisemblance $-L_\sigma$ obtenues à 189 GeV pour chacun des couplages considéré et pour 3 valeurs de n en utilisant uniquement la sélection d'événements semi-leptoniques. Le nombre d'événements attendus a été calculé pour une luminosité de 154 pb^{-1} et une efficacité de sélection de 65%, soit $\lambda(0) = 720$ événements.	128
5.3	Comparaison des fonctions de vraisemblance obtenues, pour chacun des couplages, en rajoutant L_σ à la fonction de vraisemblance obtenue uniquement avec la forme de la distribution (L_f). La densité de probabilité correspondant à cette dernière est une gaussienne de largeur 0.4 (resp. 0.15) pour $\Delta\kappa_\gamma$ (resp. les deux autres couplages); les valeurs utilisées pour ces largeurs sont typiquement celles observées. Les courbes en traits pleins représentent la fonction de vraisemblance totale et les traits tiretés représentent L_f . Pour chaque paramètre trois graphiques sont présentés; sur la figure de gauche (resp. du centre et de droite) le minimum de L_f vaut 0.0 (resp. -0.5 et 0.5). La valeur de n a été fixée à 750, ce qui correspond à une fluctuation statistique typique par rapport au nombre d'événements attendus.	130
5.4	Position du maximum de vraisemblance total en fonction de la position de celui de L_f pour les trois couplages et pour différentes valeurs de n	131

- 5.5 Comparaison des distributions expérimentales de deux des variables utilisées pour déterminer les couplages à des prédictions de la théorie effective. Ces dernières sont représentées par les histogrammes. Les données collectées en 1998 sont représentées par des points; les barres d'incertitude verticales représentent l'incertitude statistique sur le nombre d'événements dans chacune des cellules de l'histogramme. Leur comparaison aux variations de la distribution attendue en fonction de la valeur des couplages permet de se faire une idée de la sensibilité de ces variables. 135
- 5.6 Comparaison des résolutions sur $\cos \theta_W$ obtenues avec (ligne continue) et sans (tirets) ajustement cinématique contraint. L'axe des ordonnées est gradué en unités arbitraires; les deux distributions sont normalisées pour que leurs intégrales soient égales. 136
- 5.7 Distributions obtenues par simulation stochastique montrant la corrélation entre la valeur centrale de l'ajustement et l'incertitude statistique. 143
- 5.8 Distributions des variations de la valeur centrale de l'ajustement lors de l'expérimentation stochastique qui détermine l'incertitude liée à la statistique de la simulation. La fonction gaussienne la plus proche de la distribution obtenue ainsi que le χ^2 associé sont aussi indiqués. . . 145
- 5.9 Courbes de vraisemblance obtenues lors des ajustements à un paramètre avec la méthode des angles de production. 147
- 5.10 Résultat de l'ajustement des paramètres en fonction du nombre (n) de divisions régulières de chacun des deux axes de la distribution des angles de production. 157
- 6.1 Comparaison de la section efficace totale de production de paires W^+W^- prédite par GENTLE avec celle mesurée, en fonction de l'énergie de collision. Les barres d'incertitude représentent l'incertitude totale (statistique et systématique). 165
- 6.2 Valeurs de la section efficace totale de production de paires W^+W^- obtenues par les expériences du LEP pour une énergie de collision de 161, 172, 183 et 189 GeV. Les moyennes des trois autres expériences sont représentées avec le sigle A.L.O., et les moyennes du LEP avec le sigle A.D.L.O.. La barre affectant chaque mesure représente l'incertitude totale (i.e. statistique et systématique). 167

6.3	Comparaison de la section efficace totale de production de paires W^+W^- prédite par GENTLE avec les valeurs moyennes des 4 expériences du LEP, en fonction de l'énergie de collision. Les barres d'incertitude représentent l'incertitude totale (statistique et systématique).	168
6.4	Contours à 99, 95 et 68 % de niveau de confiance sur les valeurs combinées des paramètres $(\Delta g_1^Z, \Delta \kappa_\gamma)$, $(\lambda_\gamma, \Delta g_1^Z)$ et $(\lambda_\gamma, \Delta \kappa_\gamma)$ extraites des données collectées à 189 GeV (états finals semi-leptoniques). Les points représentent les prédictions du Modèle Standard.	169
6.5	Comparaison des résultats des 4 expériences au LEP. La moyenne annotée A.L.O. est celle des mesures des expériences ALEPH, L3 et OPAL.	172
6.6	Comparaison des résultats du LEP, du Tevatron et de leur moyenne aux prédictions du Modèle Standard.	174
6.7	Variation du χ^2 en fonction de l'échelle de la gravitation lorsque le nombre de dimensions additionnelles est égal à 2. Cette figure montre les mesures effectuées à 183 et 189 GeV (tirets et pointillés) ainsi que les mesures combinées de section efficace totale (ligne pleine). La figure du haut a été réalisée à l'aide des valeurs mesurées dans cette thèse, et la figure du bas avec les moyennes LEP.	179
6.8	Comparaison des précisions attendues sur les couplages $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ auprès des futurs collisionneurs hadroniques et leptoniques avec les précisions attendue du LEP et du Tevatron.	182

Liste des tableaux

1.1	Le classement de l'ensemble des fermions du Modèle Standard en trois familles et en états de chiralités gauche et droite.	23
1.2	Les particules du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques.	31
1.3	Les diverses fonctions définies dans le calcul des amplitudes d'hélicité.	39
2.1	Evolution des caractéristiques du LEP durant la phase II de son exploitation entre 1996 et 1998.	50
3.1	Valeurs des coupures appliquées à la sélection des événements entièrement hadroniques pour chacune des énergies de collision étudiées et performances des sélections ainsi définies exprimées en termes d'efficacité, de pureté et de bruit de fond résiduel (σ_b). La pureté est calculée avec la valeur de σ_{WW} prédite par le Modèle Standard.	97
4.1	Résumé des valeurs des différentes composantes de l'incertitude systématique.	116
4.2	Les section efficaces totales du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qqqq$ mesurées aux énergies délivrées par le LEP entre 1996 et 1998. Dans la dernière colonne, l'incertitude statistique précède l'incertitude systématique totale.	116
4.3	Récapitulatif des différentes contributions à l'incertitude systématique sur les sections efficaces totales de l'état final semi-leptonique.	121

4.4	Les sections efficaces totales de l'état final semi-leptonique mesurées à 183 et 189 GeV. Les incertitudes indiquées dans la colonne de droite sont, dans l'ordre, l'incertitude statistique et l'incertitude systématique totale.	121
4.5	La section efficace totale de production de paires W^+W^- mesurée aux énergies de fonctionnement de LEP entre 1996 et 1998 à l'aide des états finals hadronique et semi-leptonique. L'incertitudes associée à chaque mesure combine l'incertitude statistique et les incertitudes systématiques.	122
5.1	Résultats obtenus lors des ajustements à un seul paramètre pour chacun des trois couplages. Les résultats obtenus avec la méthode des angles de production (avec et sans ajustement cinématique contraint) et avec celle des observables optimales sont présentés. Pour chacune des méthodes, les résultats obtenus lorsque les distributions attendues sont estimées avec PYTHIA ou EXCALIBUR sont comparés. L'incertitude mentionnée est uniquement d'origine statistique.	146
5.2	Détermination des incertitudes systématiques liées à la mesure de la luminosité pour les deux méthodes présentées.	148
5.3	Détermination des incertitudes liées à la normalisation du signal. . . .	149
5.4	Détermination des incertitudes systématiques liées à la section efficace du bruit de fond.	150
5.5	Détermination de l'incertitude systématique liée à la valeur de M_W . . .	151
5.6	Valeurs des incertitudes statistiques sur la différence des valeurs centrales ajustées à l'aide d'EXCALIBUR et de PYTHIA, pour chacun des couplages et pour chacune des deux méthodes.	152
5.7	Détermination des incertitudes systématiques liées à la reconstruction des événements.	154
5.8	Résumé des incertitudes systématiques.	158
5.9	Valeurs les plus vraisemblables des paramètres $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ_γ obtenues avec les données à 189 GeV. Les incertitudes statistiques et systématiques sont aussi indiquées.	159
5.10	Incetitudes systématiques associées à chacun des couplages déterminés sans présupposer l'invariance de jauge.	160

-
- 6.1 Différence entre les valeurs de la section efficace totale de production de paires W^+W^- obtenues dans cette thèse et les valeurs moyennes des trois autres expériences au LEP. 166
- 6.2 Intervalles de confiance (à 90 %, 95 % et 99 % de probabilité) des valeurs de Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ extraites des états finals semi-leptoniques collectées à 189 GeV. 170
- 6.3 Valeurs de Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ extraites des données collectées avec le détecteur DELPHI de 1996 à 1998. La colonne de résultats la plus à gauche correspondant au travail de thèse exposé dans ce mémoire. Les deux colonnes suivantes contiennent les résultats provenant d'autres analyses. La moyenne de ces résultats est reportée dans la colonne la plus à droite. La valeur moyenne est calculée en supposant que les incertitudes sont gaussiennes: la valeur moyenne des incertitudes positive et négative a été utilisée pour pondérer chaque valeur centrale. 170