



Mesure des couplages à 3 bosons dans l'expérience ALEPH et au LEP

Renaud Brunelière

► To cite this version:

Renaud Brunelière. Mesure des couplages à 3 bosons dans l'expérience ALEPH et au LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2003. Français. NNT: . tel-00003013

HAL Id: tel-00003013

<https://theses.hal.science/tel-00003013>

Submitted on 16 Jun 2003

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

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

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

Thèse

présentée à l'université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE
Spécialité : Physique des particules

par

Renaud BRUNELIÈRE

SUJET :

Mesure des couplages à trois bosons
dans l'expérience ALEPH et au LEP

Soutenue le 15 avril 2003 devant la commission d'examen

Geneviève BÉLANGER

Brigitte BLOCH-DEVAUX

Jacques COLAS

président

Stéphane JÉZÉQUEL

directeur de thèse

Boleslaw PIETRZYK

codirecteur de thèse

Roberto TENCHINI

rapporteur

Marc WINTER

rapporteur

En premier lieu, je tiens à remercier Stéphane Jézéquel pour avoir dirigé mon travail impeccablement tout au long de la thèse. Durant ces trois années, Stéphane a toujours été mon principal interlocuteur qui a su partager ses connaissances, guider mes recherches et répondre à mes incessantes questions ! J'exprime également ma gratitude aux rapporteurs, Roberto Tenchini et Marc Winter, qui ont largement contribué par leurs remarques et corrections à l'achèvement de cette thèse. Un grand merci aux autres membres du jury : Geneviève Bélanger, Brigitte Bloch-Devaux, Jacques Colas et Boleslaw Pietrzyk.

J'aimerais exprimer toute ma reconnaissance à Marie-Noëlle Minard sans qui je n'aurais pas découvert bien des aspects fondamentaux d'une mesure en physique des particules. Grâce à Marie-Noëlle, ma vision d'une analyse et d'un détecteur a profondément évolué. Je suis aussi flatté de son intérêt pour cette thèse et de l'aide qu'elle a apporté. Je remercie également tous les membres du groupe ALEPH du LAPP emmené par l'indispensable Bolek. Pendant trois ans, j'ai eu la chance de travailler au sein du groupe W d'ALEPH, j'aimerais donc exprimer ma gratitude à l'ensemble de ses membres. En particulier, merci à tout ceux qui m'ont tant aidé : Paolo Azzurri, Brigitte Bloch-Devaux, Jorgen Beck Hansen, Eric Lançon, Ann Moutoussi, Andrea Venturi...

Je suis heureux d'avoir partagé le bureau d'Isabelle De Bonis durant ma thèse. Je pourrais remercier Isabelle pour son aide dans bien des domaines, mais puisqu'il s'agit de la thèse, je tiens tout particulièrement à souligner son rôle fondamental de lectrice et correctrice durant la dernière ligne droite; cette thèse lui doit donc beaucoup.

Finalement, c'est avec joie que je remercie l'ensemble du personnel du LAPP et en particulier les joyeux lurons du second étage : Damien-simulation, Lionel l'artiste, papa Nico, Olivier-nounours, Rémi-groumpf et la troisième personne du bureau (Christophe).



Table des matières

1	L'étude du boson W à LEP2	9
1.1	Le Modèle Standard	10
1.1.1	Les particules élémentaires	10
1.1.2	Symétries et invariances de jauge	10
1.1.3	Le Lagrangien électrofaible	11
1.2	Les couplages à trois bosons chargés	15
1.2.1	Paramétrisation	15
1.2.2	Limites avant LEP2	20
1.2.3	Observation à LEP2	22
1.3	La production de paires de W	23
1.3.1	Production de paires de W sur couche de masse	25
1.3.2	Production de paires de W hors couche de masse	29
1.3.3	Corrections d'ordre supérieur	33
1.3.4	Fragmentation et hadronisation	37
1.3.5	Interactions dans l'état final	39
1.3.6	Les générateurs Monte Carlo	40
1.4	Les autres processus physiques	43
1.4.1	Les processus quatre fermions	43
1.4.2	Les processus deux fermions	45
1.4.3	Résumé de la production Monte Carlo dans ALEPH	46
2	Contexte expérimental	49
2.1	L'accélérateur LEP	49
2.1.1	Généralités	49
2.1.2	La mesure de l'énergie	50
2.2	Le détecteur ALEPH	52
2.2.1	Les détecteurs de traces chargées	53
2.2.2	Les calorimètres	56
2.2.3	Les chambres à muons	59
2.2.4	Les luminomètres	60
2.3	Simulation et reconstruction des particules	62

2.3.1	La simulation du détecteur	62
2.3.2	La reconstruction des évènements	63
2.3.3	L'algorithme de "flux d'énergie"	63
3	Etude de la simulation du détecteur ALEPH	67
3.1	Motivations	68
3.2	Simulation du calorimètre électromagnétique d'ALEPH	70
3.2.1	Etude des évènements Bhabhas et dimuons	71
3.2.2	La simulation des gerbes électromagnétiques	76
3.2.3	Les évènements hadroniques au pic du Z	84
3.2.4	Bilan des coupures	93
3.3	Le bruit de fond du faisceau	95
3.3.1	Nettoyage des luminomètres	95
3.3.2	Nettoyage du calorimètre hadronique	97
3.4	Conclusion	98
4	Contrôle des reconstructions avec les évènements $Z\gamma$	101
4.1	La mesure de l'énergie du LEP et le processus $Z\gamma$	102
4.2	Sélection et reconstruction du photon	102
4.3	Les évènements $Z\gamma$ en muons	104
4.3.1	Sélection	104
4.3.2	Mesure de l'énergie du LEP	105
4.4	Les évènements $Z\gamma$ en hadrons	112
4.4.1	Sélection et reconstruction	113
4.4.2	Mesure de l'énergie du LEP	117
4.5	Bilan	125
5	Sélection et reconstruction des évènements WW	127
5.1	Sélection	127
5.1.1	Présélection des évènements semileptoniques	128
5.1.2	Sélection des évènements semileptoniques $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$	129
5.1.3	Sélection des évènements semileptoniques $\tau\nu qq$	135
5.1.4	Sélection des évènements hadroniques	138
5.1.5	Sélection des évènements purement leptoniques	143
5.2	Reconstruction	145
5.2.1	Reconstruction des électrons et muons	146
5.2.2	Reconstruction des taus	152
5.2.3	Reconstruction des jets	152
5.2.4	Ajustements contraints	156
5.2.5	Problèmes spécifiques au canal hadronique	157

5.2.6	Impulsions des neutrinos dans le canal purement leptonique	160
6	Mesure des couplages anormaux	163
6.1	Extraction des couplages	163
6.1.1	Les observables optimales	164
6.1.2	Pondération des évènements	170
6.1.3	Procédure d'insertion des incertitudes systématiques . .	174
6.2	Les incertitudes systématiques	179
6.2.1	Calcul des incertitudes en unité de couplage	179
6.2.2	Incertitudes systématiques théoriques sur la production de paires de W	180
6.2.3	Incertitudes systématiques théoriques liées à la fragmentation	182
6.2.4	Incertitudes systématiques liées au détecteur	185
6.2.5	Autres types d'incertitudes	191
6.3	Résultats ALEPH	194
6.3.1	Ajustements d'un seul couplage	194
6.3.2	Ajustements de plusieurs couplages simultanément . . .	195
6.4	Combinaison des quatre expériences du LEP	195
6.4.1	Méthode	200
6.4.2	Résultats	204
6.5	Perspectives	205
	Bibliographie	211

Introduction.

Les mesures de précision effectuées au LEP, lors de sa première phase, et à SLD s'accordent avec les prédictions du Modèle Standard de manière convaincante, ce qui confirme la nature du boson de jauge Z. Grâce aux millions d'évènements produits à la résonance du Z, les caractéristiques du boson Z ont été mesurées avec une précision inégalée telle que $2 \cdot 10^{-5}$ sur la masse du boson. Des tests précis du secteur électrofaible du Modèle Standard ont été possibles, la précision obtenue sur $\sin^2\theta_W$ est de $1.6 \cdot 10^{-3}$. Ces mesures permettent aussi de prédire les valeurs de paramètres inconnus du Modèle Standard, comme la masse du boson de Higgs [1].

Néanmoins, la forme exacte des couplages entre bosons W, Z et γ , conséquence la plus directe d'une symétrie de jauge non-abélienne du type $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, restait très mal mesurée avant LEP2(UA2 et Tevatron). La production de paires de boson W à LEP2 a donc constitué une opportunité unique d'étudier le mécanisme de jauge dans l'environnement propre des collisionneurs e^+e^- . De plus, une mesure précise des couplages anormaux permet de sonder la présence éventuelle de nouvelle physique à des énergies inaccessibles directement par LEP. Cette thèse présente les résultats obtenus lors de la mesure des couplages à trois bosons W^+W^-Z et $W^+W^-\gamma$, d'abord dans le cadre de l'une des quatre expériences LEP, ALEPH, puis après combinaison des résultats des quatre expériences.

Dans le premier chapitre, nous décrivons la production de paires de bosons W sur un collisionneur e^+e^- et son implication sur les couplages à trois bosons. Nous insistons en particulier sur la finesse des calculs théoriques nécessaire pour que l'incertitude théorique soit faible devant la précision expérimentale ($\mathcal{O}(10^{-2})$).

Une fois le cadre théorique posé, nous présentons l'environnement expérimental dans lequel nous mesurons les couplages(chapitres 2, 3 et 4). Dans le chapitre 2, nous commençons par introduire l'accélérateur LEP et le détecteur ALEPH. Puis, dans le chapitre 3, nous détaillons les caractéristiques de la simulation. Nous proposons des améliorations possibles pour rendre les

analyses W plus robustes. Enfin, au chapitre 4, nous appliquons ces améliorations à la mesure de l'énergie du LEP, grâce au processus de retour radiatif au pic du Z.

Dans les chapitres 5 et 6, nous présentons la mesure des couplages anormaux. Nous détaillons, tout d'abord, la sélection et la reconstruction des événements WW, puis nous décrivons la méthode d'extraction des couplages dans ALEPH. Enfin, nous donnons les résultats d'ALEPH, puis les résultats des quatre expériences LEP combinées.

Chapitre 1

L'étude du boson W à LEP2

Avec la recherche de nouvelle physique, l'étude du boson W constitue l'un des deux thèmes majeurs du programme de physique à LEP2. Grâce à des énergies dans le centre de masse supérieures à deux fois la masse du W ($\simeq 160$ GeV), il devient possible de produire des bosons W par paire. Malgré un nombre de W produits faible (environ 10000 paires de W par expérience), l'environnement propre des collisions e^+e^- permet d'atteindre une bonne précision dans la mesure des différents paramètres caractérisant le boson: sa masse, sa largeur, ou ses couplages aux différents fermions. En particulier une mesure précise de la masse permet d'améliorer les contraintes sur les paramètres inconnus du Modèle Standard telle la masse du boson de Higgs. D'autre part, outre une meilleure détermination des propriétés du boson W , le processus de production de paires de W fournit une occasion importante de mesurer directement les couplages à trois bosons $W^+W^-\gamma$ et W^+W^-Z .

Dans ce chapitre nous commençons par rappeler comment les couplages à trois bosons apparaissent naturellement dans le Modèle Standard, puis nous montrons toute l'utilité des Lagrangiens effectifs qui permettent de paramétrer simplement une extension du Modèle Standard. Dans une troisième partie, une description précise du processus de production de paires de bosons W est donnée. Compte tenu de la précision expérimentale obtenue sur les couplages, nous décrivons, en particulier, les corrections aux ordres supérieurs nécessaires à LEP2. Nous introduisons aussi les principaux générateurs Monte Carlo qui ont permis d'atteindre une précision suffisante sur les prédictions. Enfin, nous dressons la liste de tous les autres processus physiques, ainsi que leurs générateurs, importants pour notre mesure.

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Les particules élémentaires

Le Modèle Standard décrit les constituants élémentaires de la matière comme des objets ponctuels, de spin demi-entier (fermions), et interagissant entre eux par l'intermédiaire de messagers de spin entier (bosons).

Actuellement, il existe deux types de fermions élémentaires les leptons et les quarks. Les quarks se distinguent des leptons par leur sensibilité à l'interaction forte. Les fermions sont regroupés en trois familles (tableau 1.1) qui se distinguent par des échelles de masse et des nombres quantiques différents: la première famille, la plus légère, constitue la matière "ordinaire" stable, les deux autres sont mises en évidence dans les phénomènes physiques de hautes énergies. A chaque fermion on peut associer un antifermion défini par des nombres quantiques opposés.

Les bosons vecteurs, au nombre de douze, sont les médiateurs de trois interactions: le photon pour l'interaction électromagnétique, les bosons W^+ , W^- et Z pour l'interaction faible, et huit gluons pour l'interaction forte. Un dernier boson, appelé boson de Higgs, est prévu par le Modèle Standard, mais n'a pas encore été observé. Son existence permettrait d'expliquer la masse des bosons W^+ , W^- et Z par un mécanisme de brisure de symétrie.

Les nombres quantiques caractérisant chaque particule sont liés à l'invariance des lois physiques sous certaines symétries. Parmi ces symétries, celles de jauge permettent d'introduire de manière élégante les interactions entre fermions et bosons, ainsi que la conservation de grandeurs fondamentales telles la charge électrique ou la couleur.

1.1.2 Symétries et invariances de jauge

Dans les théories modernes, le rôle des symétries est souvent de tout premier ordre induisant la conservation de grandeurs physiques. Afin d'introduire aisément ces symétries en théorie quantique des champs, le formalisme Lagrangien a été développé. En effet, dans ce formalisme, le Lagrangien construit doit être invariant sous les transformations associées aux symétries. Les symétries peuvent être classées en deux catégories: les symétries externes qui s'appliquent aux variables d'espace-temps (c'est le cas du groupe de Poincaré), et les symétries internes qui s'appliquent aux variables propres de la particule (charge électrique, couleur...).

Afin d'introduire les champs et symétries de jauge, considérons l'exemple de l'invariance d'un Lagrangien sous la transformation du champ (conservation

de la charge électrique)

$$\psi(x) \rightarrow e^{iQ\alpha}\psi(x). \quad (1.1)$$

Deux cas se présentent alors:

Si la variable α est constante en tout point de l'espace x , la transformation est dite transformation de jauge globale.

Au contraire, si le paramètre α varie avec la position, on parle de théorie de jauge locale. Cependant, la dérivée du champ et donc le Lagrangien cinétique de Dirac ne sont plus invariants sous ce type de transformation. Afin de rétablir la symétrie il est nécessaire d'introduire un nouveau champ A , dit de jauge. Le Lagrangien n'est alors plus libre et un terme d'interaction est apparu. Il s'agit du mécanisme utilisé dans les théories de jauge pour introduire naturellement les interactions entre les champs fermioniques et bosoniques. Il est aussi important de noter que les bosons de jauge doivent être à priori non massifs car les termes du type $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ ne sont pas invariants de jauge. Si le groupe considéré est non abélien, il est possible d'avoir des interactions entre bosons de jauge menant à des vertex à trois (ou quatre) bosons, sujets de cette thèse.

Les interactions du Modèle Standard sont décrites par des théories de jauge locales s'appuyant sur les groupes $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ pour l'interaction électrofaible (combinaison des interactions électromagnétique et faible) et $SU(3)_c$ pour l'interaction forte. La nature de chaque groupe donne une détermination exacte du nombre de bosons échangés. Les particules élémentaires sont rangées en multiplets. L'interaction correspondante au groupe, transforme un membre d'un multiplet en un autre membre du même multiplet. Lorsqu'une particule est insensible à une interaction, on la range dans un singulet. Dans le Modèle Standard, $SU(3)_c$ commute avec $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, on négligera donc l'indice de couleur des quarks dans la description de l'interaction électrofaible.

1.1.3 Le Lagrangien électrofaible

Le Modèle Standard de l'interaction électrofaible s'appuie sur une théorie initialement développée par Glashow en 1961 [2], puis reprise par Weinberg [3] et Salam [4] pour aboutir à l'unification des interactions électromagnétique et faible¹. Dans ce paragraphe, nous allons voir comment les vertex à trois bosons apparaissent dans le Modèle Standard.

Comme nous l'avons déjà mentionné, le Lagrangien électrofaible est invariant sous les transformations de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'indice L de $SU(2)_L$ indique que les composantes des fermions de chiralité gauche se transforment comme des

1. Cette section s'appuie sur le livre de F. Halzen et A. D. Martin [5].

doublets alors que les fermions droits étant des singulets, restent invariants sous l'action du groupe. La charge associée au groupe se nomme l'isospin faible T : elle est nulle pour les singulets et vaut un demi pour les doublets. Les fermions constituent des états propres du générateur T_3 . Tous les doublets et singulets sont états propres de $U(1)_Y$ dont la charge associée Y , dite hypercharge, est reliée à la charge électrique Q par la relation

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y. \quad (1.2)$$

Lors d'une transformation de jauge, les fermions gauches et droits se transforment comme

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)\cdot\mathbf{T}+i\beta(x)Y}\psi_L, \quad (1.3)$$

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \rightarrow e^{i\beta(x)Y}\psi_R. \quad (1.4)$$

Les valeurs des nombres quantiques électrofaibles des différents fermions sont résumés dans la table 1.1. La notation avec des indices *prime* dans le ta-

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

TAB. 1.1 – *Résumé des nombres quantiques électrofaible pour les trois familles de quarks et leptons.*

bleau 1.1 rappelle que les états propres de $SU(2)_L$ ne sont pas les mêmes que ceux de masse. Afin de relier les deux, il est nécessaire d'introduire la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. L'invariance du Lagrangien sous les transformations de jauge locale entraîne l'introduction de deux dérivées covariantes

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu, \quad (1.5)$$

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu, \quad (1.6)$$

pour les fermions gauches et droits respectivement. On a utilisé le fait que les matrices de Pauli τ_i (divisées par deux) forment une représentation de $SU(2)_L$. g et g' sont les constantes de couplage associées aux deux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. $\vec{W}_\mu$ est un vecteur représentant les trois champs de jauge associés aux générateurs du groupe $SU(2)_L$, alors que B_μ est l'unique champ de jauge de $U(1)_Y$. Les transformations de ces champs sont données par

$$\vec{W}_\mu \rightarrow \vec{W}_\mu + \frac{1}{g} \partial_\mu \vec{\alpha}(x) - \vec{W}_\mu \times \vec{\alpha}(x), \quad (1.7)$$

$$B_\mu \rightarrow B_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x). \quad (1.8)$$

Le Lagrangien électrofaible peut s'écrire comme la somme de trois termes

$$\mathcal{L}_{EF} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_F, \quad (1.9)$$

dont voici la description

- Le premier terme $\mathcal{L}_{YM}$ est un Lagrangien du type Yang-Mills. Il contient les termes cinétiques des champs de jauge ainsi que leurs interactions entre eux. Il s'écrit comme

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.10)$$

avec $\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu$ et $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$.

- Le second terme $\mathcal{L}_H$ permet de rendre les bosons $W^\pm$ et Z massifs grâce au mécanisme de brisure spontanée de symétrie. Pour réaliser cela, on introduit un doublet de champs scalaires complexes Φ d'hypercharge $Y = 1$ dans un Lagrangien du type

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (1.11)$$

avec $V(\Phi) = \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi)$. On choisit $\lambda > 0$ et $\mu^2 > 0$ de telle façon que le minimum de $V(\Phi)$ se trouve en $|\Phi|^2 = \frac{2\mu^2}{\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \neq 0$, ce qui représente une valeur moyenne $|\langle \Phi \rangle|^2$ non nulle du champ dans le vide. Par un choix approprié de jauge, il est possible d'écrire le doublet Φ sous la forme

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

où l'on voit apparaître le champ scalaire réel de Higgs. Lorsqu'on applique cette paramétrisation de Φ dans l'équation (1.11), on introduit

les termes de masse suivant

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H^{M_W, M_Z} = & \frac{1}{2}(\frac{1}{2}gv)^2((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) + \\ & \frac{1}{2}(\frac{1}{2}v)^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3, B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Cette équation permet de relier les champs $\vec{W}_\mu$ et B_μ aux champs physiques $W_\mu^\pm$, Z_μ et A_μ grâce aux relations

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.14)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

L'angle de mélange faible θ_W satisfait les relations

$$g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W = e, \quad (1.16)$$

avec e la charge électrique du positron.

- Le troisième terme du Lagrangien contient les termes cinétiques relatifs aux fermions, les termes d'interactions entre bosons de jauge et fermions, et l'interaction de Yukawa entre fermions et champs scalaires

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F = & \bar{L}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)L \\ & + \bar{R}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)R \\ & - (G_1\bar{L}\phi R + G_2\bar{L}\phi_c R + \text{hermitien conjugué}). \end{aligned} \quad (1.17)$$

L dénote un doublet de fermions gauches et R un singulet de fermion droit.

Afin de faire apparaître de manière explicite les couplages entre bosons de jauge, il est possible de transformer le Lagrangien de Yang-Mills de l'équation (1.10) en utilisant les définitions (1.14) et (1.15)

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{YM} = & -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\ & -ig(\cos\theta_W Z^\mu + \sin\theta_W A^\mu)[W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}] \\ & -\frac{ig}{2}(\cos\theta_W Z^{\mu\nu} + \sin\theta_W A^{\mu\nu})W_\mu^+ W_\nu^- \\ & +g^2\cos^2\theta_W Z_\nu[Z_\mu W^{+\nu}W^{-\mu} - Z^\nu W_\mu^+ W^{-\mu}] \\ & +g^2\sin^2\theta_W A_\nu[A_\mu W^{+\nu}W^{-\mu} - A^\nu W_\mu^+ W^{-\mu}] \\ & +g^2\cos\theta_W\sin\theta_W[W^{+\nu}W^{-\mu}(Z_\mu A_\nu + A_\mu Z_\nu) - W_\mu^+ W^{-\mu}(Z_\nu A^\nu + A_\nu Z^\nu)] \\ & +\frac{g^2}{2}W_\nu^- W_\mu^+(W^{-\nu}W^{+\mu} - W^{-\mu}W^{+\nu}). \end{aligned} \quad (1.18)$$

La première ligne contient les termes cinétiques, les deux suivantes décrivent les couplages à trois bosons W^+W^-Z et $W^+W^-\gamma$, et les autres représentent les différents couplages quadratiques possibles dans le Modèle Standard, soit dans l'ordre ZZW^+W^- , $\gamma\gamma W^+W^-$, γZW^+W^- et $W^+W^-W^+W^-$. La dépendance en g^2 des couplages quadratiques entraîne qu'il sera très difficile de les contraindre à LEP2. Les couplages à trois bosons chargés sont donc les meilleurs candidats pour tester une éventuelle présence de nouvelle physique dans le secteur bosonique.

1.2 Les couplages à trois bosons chargés

1.2.1 Paramétrisation

Dans le paragraphe précédent nous avons montré comment les couplages à trois bosons apparaissaient naturellement dans le Modèle Standard. Nous allons, par la suite, chercher à paramétrer une possible violation ou extension du Lagrangien écrit en (1.18). La mesure des paramètres permettra de tester l'accord avec le Modèle Standard.

Dans cette partie, nous commencerons donc par introduire un Lagrangien général auquel nous pourrions ramener toutes les approches vues par la suite. Néanmoins, la grande diversité des paramètres introduits par ce Lagrangien rendra difficile, voire impossible, toute mesure simultanée des variables.

Nous nous restreindrons donc aux paramètres théoriquement ou expérimentalement privilégiés². D'abord, nous classerons les couplages suivant leur comportement sous des symétries bien établies. Puis, nous introduirons les couplages grâce à des Lagrangiens effectifs, théoriquement mieux justifiés que le Lagrangien purement phénoménologique. Cette approche aura l'avantage de réduire le nombre de couplages et de relier ces derniers à de la nouvelle physique présente à plus haute énergie.

Pour finir, nous aborderons deux points: les valeurs attendues des couplages dans des modèles particuliers, et l'évolution des couplages avec l'énergie.

Le Lagrangien phénoménologique

Nous commençons par écrire un Lagrangien purement phénoménologique proposé initialement par Gaemers et Gounaris sous forme de vertex [6], puis simplifié et écrit à nouveau sous forme de Lagrangien par Hagiwara et al. [7, 8]. Ce Lagrangien fait apparaître 14 paramètres complexes et contient tous les termes invariants de Lorentz de dimension inférieure ou égale à six lorsque

2. Par expérimentalement privilégié, nous sous-entendons les paramètres peu contraints.

l'on néglige les composantes scalaires

$$\partial_\mu V^\mu = 0, \quad (1.19)$$

$$\partial_\mu W^\mu = 0. \quad (1.20)$$

Il s'écrit

$$\begin{aligned} i\mathcal{L}_{eff}^{WWV} = & g_{WWV}[g_1^V V^\mu (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \\ & \frac{\lambda_V}{m_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- + ig_5^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu})) V^\sigma \\ & + ig_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} - \\ & \frac{\tilde{\lambda}_V}{2m_W^2} W_{\rho\mu}^- W_\nu^{+\mu} \epsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta}]. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Dans la formule précédente

- V signifie alternativement γ puis Z ,
- les tenseurs de rang deux s'écrivent $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$ et $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$,
- ϵ est défini par $\epsilon^{0123} = 1$,

et les couplages généraux sont définis par

- $g_{WW\gamma} = e$,
- $g_{WWZ} = e \cdot \cotg \theta_W$

avec e est la charge électrique du positron.

L'introduction de termes d'ordres supérieurs à six se manifeste dans (1.21), par une dépendance des couplages avec l'impulsion. Dans de tels cas, les couplages doivent être considérés comme des facteurs de forme.

Une première contrainte sur le Lagrangien (1.21) est l'invariance sous $U(1)_Q$ qui se manifeste par les conditions $g_1^\gamma(q^2 = 0) = 1$ et $g_5^\gamma(q^2 = 0) = 0$. Une comparaison avec l'équation (1.18) permet aussi de déduire la valeurs des couplages dans le Modèle Standard à l'ordre le plus bas, soit $g_1^Z = g_1^\gamma = \kappa_Z = \kappa_\gamma = 1$, tous les autres couplages étant nuls.

D'autre part, les quatorze couplages peuvent être classés en fonction de leur comportement sous les symétries discrètes C , P et CP , dont les valeurs sont résumées sur la table 1.2.

Les couplages associés au vertex $WW\gamma$ sont reliés aux multipôles électriques et magnétiques du W^+ [7, 9, 10]. Les couplages, conservant C et P , peuvent être reliés à la charge Q_W , au moment dipolaire magnétique μ_W , et au moment quadrupolaire électrique q_W du W^+ grâce aux relations

$$Q_W = eg_1^\gamma, \quad \mu_W = \frac{e}{2m_W}(g_1^\gamma + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma), \quad q_W = -\frac{e}{m_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma). \quad (1.22)$$

Couplages	C	P	CP	Dimension	MS à l'arbre
$g_1^Z, g_1^\gamma, \kappa_Z, \kappa_\gamma$	+	+	+	4	1
$\lambda_Z, \lambda_\gamma$				6	0
g_5^Z, g_5^γ	−	−	+	4	0
g_4^Z, g_4^γ	−	+	−	4	0
$\tilde{\kappa}_Z, \tilde{\kappa}_\gamma$				4	
$\tilde{\lambda}_Z, \tilde{\lambda}_\gamma$	+	−	−	6	0

TAB. 1.2 – *Comportement des opérateurs associés aux différents couplages sous les symétries discrètes C , P , et CP . Les dimensions des différents opérateurs sont ajoutées, ainsi que la valeur des couplages dans le Modèle Standard (MS) à l'arbre.*

Si nous supposons $g_1^\gamma = 1$ lors de notre mesure, nous remarquons que κ_γ et λ_γ sont suffisants pour contraindre simultanément le moment dipolaire magnétique et le moment quadrupolaire électrique.

Les couplages $\tilde{\kappa}_\gamma$ et $\tilde{\lambda}_\gamma$ violant P mais conservant C interviennent dans le moment dipolaire électrique d_W et le moment quadrupolaire magnétique $\tilde{q}_W$ du W^+

$$d_W = \frac{e}{2m_W}(\tilde{\kappa}_\gamma + \tilde{\lambda}_\gamma), \quad \tilde{q}_W = -\frac{e}{m_W^2}(\tilde{\kappa}_\gamma - \tilde{\lambda}_\gamma). \quad (1.23)$$

Le grand nombre de couplages introduits (28 variables réelles) rend toute mesure simultanée impossible. Lors des ajustements, nous nous restreindrons donc aux couplages

- réels (Lagrangien hermitien),
- conservant C et P (préférence pour les symétries conservées),
- dérivés d'un Lagrangien invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (voir prochaine section).

Les paramétrisations invariantes de jauge

Dans ce paragraphe, nous introduisons le concept de Lagrangien effectif [11], qui permet de relier les effets vus sur les couplages à basse énergie à une nouvelle physique apparaissant à haute énergie.

Pour construire un Lagrangien effectif, il est nécessaire de spécifier les particules présentes à basse énergie ainsi que les symétries. Le Lagrangien effectif s'écrit alors comme une somme infinie d'opérateurs, rangés en puissance de $1/\Lambda$, où Λ représente l'échelle de nouvelle physique. Parmi les symétries présentes à basse énergie, l'invariance sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ semble particulièrement contrainte par les mesures actuelles [1], nous demandons donc

que le Lagrangien effectif soit invariant sous cette symétrie. D'autre part, le nombre de particules à basse énergie dépend principalement de la présence ou non d'un Higgs léger. Si celui-ci existe, on dira que la symétrie est réalisée linéairement, sinon on utilisera une approche non-linéaire. Détaillons un peu plus ces deux scénarios.

- *L'approche linéaire.*

Ce premier scénario introduit un doublet de Higgs Φ parmi les particules de basse énergie. A partir des champs et de leur dérivée, onze opérateurs sont construits: trois d'entre eux génèrent des couplages entre bosons de Higgs, quatre affectent le propagateur des bosons et sont donc très sévèrement contraints par les données expérimentales, et enfin trois génèrent des couplages à trois bosons. Le Lagrangien effectif s'écrit alors comme [12, 11]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} = \sum_{i=1}^3 \frac{f_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i = & \frac{1}{\Lambda^2} (i \frac{g'}{2} f_B (D_\mu \Phi)^\dagger B^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \\ & + i \frac{g}{2} f_W (D_\mu \Phi)^\dagger \vec{\tau} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) + \frac{g^3}{4} f_{WWW} \vec{W}_\nu^\mu \cdot (\vec{W}_\rho^\nu \times \vec{W}_\mu^\rho)). \end{aligned} \quad (1.24)$$

Les coefficients f_B , f_W et f_{WWW} peuvent être reliés aux couplages standards du Lagrangien phénoménologique (1.21) par les relations

$$\Delta\kappa_\gamma = \kappa_\gamma - 1 = (f_B + f_W) \frac{m_W^2}{2\Lambda^2}, \quad (1.25)$$

$$\Delta\kappa_Z = \kappa_Z - 1 = [f_W - \sin^2\theta_W(f_B + f_W)] \frac{m_Z^2}{2\Lambda^2}, \quad (1.26)$$

$$\Delta g_1^Z = g_1^Z - 1 = f_W \frac{m_Z^2}{2\Lambda^2} = \Delta\kappa_Z + \frac{\sin^2\theta_W}{\cos^2\theta_W} \Delta\kappa_\gamma, \quad (1.27)$$

$$\lambda_\gamma = \lambda_Z = \frac{3m_W^2 g^2}{2\Lambda^2} f_{WWW}. \quad (1.28)$$

Le notation des couplages avec un signe “ Δ ” représente la déviation de chaque couplage par rapport au Modèle Standard. Nous parlerons alors de couplages anormaux. Les deux relations (1.27) et (1.28) sont communément utilisées par les expériences LEP, car elles permettent de réduire le nombre de paramètres libres à trois. On notera, cependant, que les relations (1.27) et (1.28) ne sont valables que lorsqu'on considère des opérateurs $\mathcal{O}_i$ de dimension 6. On peut néanmoins admettre que ces expressions sont de bonnes approximations à LEP2 car les termes correctifs provenant des opérateurs de dimension supérieure sont au minimum en v^2/Λ^2 [12].

On remarque que le Lagrangien effectif (1.21), même s'il ne semble pas être invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, peut être considéré comme l'expression d'un Lagrangien effectif dans une jauge unitaire. En général on s'attend à obtenir des valeurs de f_i de l'ordre de l'unité, ce qui signifie que les couplages anormaux sont d'environ $\mathcal{O}(10^{-2})$ pour une échelle $\Lambda = 1$ TeV. A LEP2, nous serons donc principalement sensible à une nouvelle physique inférieure au TeV.

- *L'approche non-linéaire.*

Dans ce second cas, soit il n'existe pas de boson de Higgs, soit il possède une masse trop élevée pour être considéré comme une particule présente à basse énergie. La construction du Lagrangien effectif est similaire au cas précédent, excepté que l'on utilise la matrice $\Sigma \equiv \exp(i\vec{\omega} \cdot \vec{\sigma}/v)$ dans laquelle ω_i sont les bosons de Goldstone. Par analyse dimensionnelle on peut montrer que $\Delta\kappa_V$ et Δg_1^V sont de dimension 6, alors que λ_V est de dimension 8. On négligera donc ce dernier couplage dans une approche non-linéaire. Enfin, si l'on ajoute une symétrie du type $SU(2)$ globale lorsque $g' \rightarrow 0$ [8], les relations (1.27) et (1.28) sont à nouveau valables à l'ordre le plus bas.

En conclusion, les deux scénarios précédents indiquent que les couplages anormaux $\Delta g_1^Z = g_1^Z - 1$, $\Delta\kappa_\gamma = \kappa_\gamma - 1$ et λ_γ semblent être les plus prometteurs en terme de recherche de nouvelle physique, compte tenu des possibilités de LEP2(faible statistique). $\Delta g_1^Z = g_1^Z - 1$, $\Delta\kappa_\gamma = \kappa_\gamma - 1$ et λ_γ seront donc les trois couplages étudiés à LEP2 par les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

Contributions virtuelles aux couplages

Quel que soit le modèle envisagé, les contributions virtuelles modifient les valeurs des couplages données sur le tableau 1.2. L'ordre de grandeur de la modification est d'environ $(g^2/16\pi^2) \simeq 2.7 \cdot 10^{-3}$, si on prend en compte une boucle. Dans le cadre du Modèle Standard, la contribution des boucles au couplage $\Delta\kappa_\gamma$ est de $\simeq -4.7 \cdot 10^{-3}$ pour $m_t = 170\text{GeV}$ et $m_H = 100\text{GeV}$ [8, 13]. Dans le MSSM, les valeurs des couplages sont du même ordre de grandeur: $\Delta\kappa_\gamma \simeq -5.3 \cdot 10^{-3}$ pour le modèle MSSM SUGRA(voir [13] pour le détail des paramètres choisis), et $\Delta\kappa_\gamma \simeq 17.5 \cdot 10^{-3}$ pour un MSSM non contraint(effet maximal, voir [8] pour les paramètres). Pour le couplage λ_γ les valeurs sont un facteur 2 ou 3 plus petites.

Le calcul des contributions virtuelles montre que la mesure de couplages anormaux à LEP2 ne sera pas assez sensible pour distinguer les effets de nouvelles particules supersymétriques.

Contrainte d'unitarité

Le fait que l'on modifie le Lagrangien du Modèle Standard par un Lagrangien effectif entraîne la violation de l'unitarité à une échelle d'énergie suffisamment grande. La section efficace du processus étudié devient alors divergente. La contrainte d'unitarité impose une échelle de nouvelle physique maximale pour l'observation d'un couplage anormal. Cependant, la contrainte d'unitarité dépend fortement du comportement du couplage en fonction de l'énergie. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, les couplages anormaux sont constants seulement si on néglige les termes d'ordre supérieur. Dans le cas contraire les opérateurs du type

$$\frac{1}{\Lambda^2} W_\mu^+ W_\nu^- \square V^{\mu\nu} \quad (1.29)$$

modifient, par exemple, le comportement de $\Delta\kappa_V$ de telle manière que le couplage peut s'écrire comme une somme infinie de termes

$$\Delta\kappa_V = \Delta\kappa_V^0 \left(1 + a \frac{q^2}{\Lambda^2} + b \left(\frac{q^2}{\Lambda^2} \right)^2 + \dots \right). \quad (1.30)$$

Une telle dépendance est peu importante à LEP2 si on étudie un seul processus physique, car la gamme d'énergie q^2 balayée est très restreinte, et on peut donc considérer le couplage comme constant.

Pour un collisionneur $p\bar{p}$ où la variation de q^2 est importante, on préfère souvent introduire une fonction du type [11]

$$\Delta\kappa_V(q^2) = \frac{\Delta\kappa_V^0}{(1 + q^2/\Lambda^2)^n}, \quad (1.31)$$

à partir de laquelle il est possible d'extraire les contraintes d'unitarité suivantes (pour $\Lambda \gg m_W, m_Z$)

$$|\Delta g_1^{Z^0}| \leq \frac{n^n}{(n-1)^{n-1}} \frac{0.84 \text{ TeV}^2}{\Lambda^2}, \quad (1.32)$$

$$|\Delta\kappa_\gamma^0| \leq \frac{n^n}{(n-1)^{n-1}} \frac{1.81 \text{ TeV}^2}{\Lambda^2}, \quad (1.33)$$

$$|\lambda_\gamma^0| \leq \frac{n^n}{(n-1)^{n-1}} \frac{0.96 \text{ TeV}^2}{\Lambda^2}. \quad (1.34)$$

1.2.2 Limites avant LEP2

Les limites existantes sur les couplages à trois bosons chargés peuvent être séparées en deux catégories. D'une part, il existe des mesures indirectes

qui contraignent fortement la valeur de certains couplages, mais qui sont dépendantes des modèles considérés. D'autre part, quelques mesures directes aux collisionneurs à protons ont été réalisées mais sans grande sensibilité. Nous rappelons donc successivement les principaux résultats des deux types de mesure.

Mesures indirectes

Les couplages à trois bosons ont été testés indirectement à travers des contributions aux boucles grâce à de nombreuses mesures de précision.

La mesure du moment dipolaire électrique du neutron, par exemple, limite fortement toute variation des deux couplages violant CP $\tilde{\kappa}_\gamma$ et $\tilde{\lambda}_\gamma$. On peut en effet extraire les limites suivantes [14, 15]

$$|\tilde{\kappa}_\gamma| \leq 1 \cdot 10^{-3} \quad (\tilde{\lambda}_\gamma = 0), \quad |\tilde{\lambda}_\gamma| \leq 2.5 \cdot 10^{-4} \quad (\tilde{\kappa}_\gamma = 0). \quad (1.35)$$

Il faut cependant rester conscient que l'échelle d'énergie mise en jeu lors d'une telle mesure est très différente de celle de LEP2.

Une autre mesure indirecte très importante consiste à étudier les effets des couplages sur les corrections obliques, c'est-à-dire les corrections aux propagateurs des bosons W , Z et γ . Ainsi, en utilisant les données de LEP1, il a été possible de contraindre fortement les couplages Δg_1^Z et $\Delta \kappa_\gamma$ dans le cadre d'une paramétrisation linéaire. On obtient les résultats [16]

$$\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= -0.017 \pm 0.018_{-0.003}^{+0.018} (\Delta \kappa_\gamma = 0), \\ \Delta \kappa_\gamma &= +0.016 \pm 0.019_{-0.013}^{+0.009} (\Delta g_1^Z = 0). \end{aligned} \quad (1.36)$$

L'incertitude systématique indiquée correspond à la variation de la masse du Higgs entre 90 GeV et 1000 GeV. Une mesure simultanée des deux paramètres a aussi été réalisée. Dans le cadre de paramétrisations non-linéaires, le même type de mesure donne aussi des incertitudes sur les couplages de l'ordre de $\mathcal{O}(10^{-2})$ (pour plus de détails voir la référence [11]). Il faut cependant noter qu'il n'existe pas de relation directe entre les corrections obliques et les vertex à trois bosons, ce qui signifie que l'on doit toujours se placer dans le cadre de modèles spécifiques. Les limites indirectes très contraignantes devront donc être vérifiées par une mesure directe.

Il existe de nombreuses autres mesures indirectes sur les couplages à trois bosons telles $(g-2)_\mu$ [14], $b \rightarrow s\gamma$ [17], $Z \rightarrow b\bar{b}$ [18]. Cependant, les contraintes apportées par ces autres mesures sont moins importantes.

Mesures directes

Les mesures directes des couplages à trois bosons les plus restrictives ont été, avant LEP2, effectuées par l'expérience D0 au Tevatron [19]. Les

intervalles de confiance à 95% pour les trois couplages standard Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ satisfaisant les relations (1.27) et (1.28) sont pour une échelle $\Lambda = 2 \text{ TeV}$

$$\begin{aligned} -0.23 &\leq \Delta g_1^Z \leq 0.47 & (\Delta \kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0), \\ -0.29 &\leq \Delta \kappa_\gamma \leq 0.53 & (\Delta g_1^Z = \lambda_\gamma = 0), \\ -0.18 &\leq \lambda_\gamma \leq 0.19 & (\Delta g_1^Z = \Delta \kappa_\gamma = 0). \end{aligned} \quad (1.37)$$

Les couplages anormaux sont extraits en étudiant les processus physiques $p\bar{p} \rightarrow W\gamma + X$, $p\bar{p} \rightarrow WZ + X$, et $p\bar{p} \rightarrow W^+W^- + X$. Le processus dominant, en terme d'incertitude statistique, est la production de $W\gamma$, ce qui explique la faible sensibilité au couplage Δg_1^Z . D'autres mesures sont prévues pour la seconde phase de Tevatron qui devraient améliorer les limites(cf section 6.5). Les couplages à trois bosons ont aussi été étudiés par les expériences CDF [20] et UA2 [21] (auteurs de la première mesure directe).

1.2.3 Observation à LEP2

Les vertex à trois bosons interviennent à travers quatre processus physiques à LEP2.

Le processus physique principal pour contraindre les couplages est la production de paires de W. Les principaux graphes de Feynman à l'ordre le plus bas avec deux bosons W sont représentés sur la figure 1.1³. Parmi ces trois graphes, souvent nommés CC03(pour "Charged Current 03"), deux d'entre eux en voie *s* contiennent des vertex à trois bosons. Le mécanisme de production de W par paire sera amplement détaillé plus loin.

Le second processus physique permettant de mesurer les couplages à trois bosons chargés, est la production de W unique dont les principaux graphes sont représentés sur la figure 1.2. Ce processus est d'autant plus important qu'il peut être considéré comme complémentaire à la production de W par paire pour deux raisons. D'une part, comme nous le verrons dans le chapitre 6, le processus $W e \nu$ est très sensible au couplage $\Delta \kappa_\gamma$ qui est lui-même le paramètre le moins contraint par la production de paires de W. La combinaison des deux mesures sera donc importante au niveau statistique. D'autre part, l'échelle d'énergie mise en jeu dans la production de W unique est différente de celle de la production de paires (qui est environ égale à l'énergie délivrée par LEP). Dans l'hypothèse où un couplage anormal serait observé, il s'agirait donc d'une mesure utile pour connaître la dépendance avec l'énergie du couplage.

3. Il existe un quatrième graphe de Feynman à l'ordre le plus bas faisant intervenir deux W, lorsque les leptons fusionnent en un Higgs. Cependant, le faible couplage du boson de Higgs à l'électron permet de le négliger.

Le troisième processus est la production de photon unique grâce à la fusion de deux W (cf. figure 1.3). Cependant, ce processus contraint très faiblement les couplages anormaux à LEP2.

Finalement, il serait possible d'étudier le vertex WWZ grâce au processus $e^+e^- \rightarrow Z\nu_e\bar{\nu}_e$ qui fait intervenir la fusion de deux W en un Z. Mais le taux de production du processus à LEP2 (la section efficace est de 11 fb à 189 GeV) est trop faible.

Par la suite, nous étudierons principalement la mesure des couplages grâce à la production de paires de W. Néanmoins, les mesures des couplages grâce à la production de W unique et de photon unique seront prises en compte lors de la combinaison de toutes les mesures, permettant d'améliorer sensiblement l'incertitude statistique.

1.3 La production de paires de W

Nous allons étudier dans cette section les principales caractéristiques du processus physique

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4 \text{ fermions.} \quad (1.38)$$

Le processus physique est décrit, en première approximation, par une succession d'étapes. Deux W sont tout d'abord créés, via l'annihilation de l'électron et du positron ou via l'échange d'un neutrino entre les deux leptons(cf. figure 1.1). Puis chaque W se désintègre en une paire de quarks ou de leptons selon les proportions 68.5%-31.5%.

Les événements W^+W^- sont classés par canaux, selon le type de désintégration de chaque W:

- les événements $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ sont dits hadroniques et représentent environ 45.5% des cas. Dans les chapitres suivant, nous utiliserons souvent la notation $qqqq$ pour nommer ce type d'événement.
- les événements $W^+W^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l q\bar{q}', l^+\nu_l q\bar{q}'$ sont nommés semileptoniques, avec un rapport d'embranchement de 43.9%. Ils seront notés par la suite $l\nu qq$.
- les événements $W^+W^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l l'^+\nu_{l'}$ sont appelés purement leptoniques et sont produits dans 10.6% des cas. Leur notation simplifiée est $l\nu l\nu$.

Les états finaux n'ont pas forcément une signature aussi claire. En effet, lorsque des leptons sont produits, ils peuvent émettre des photons(radiations dans l'état final). Les taus se désintègrent pour les particules détectables en un lepton plus léger ou en quelques hadrons(faible nombre en comparaison avec les quarks).

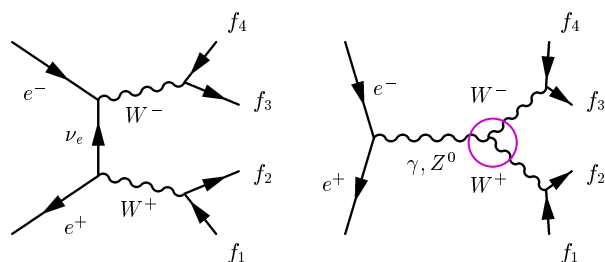


FIG. 1.1 – Trois graphes de Feynman à l'ordre le plus bas faisant intervenir deux bosons W (les deux diagrammes en voie s sont représentés sur le même schéma).

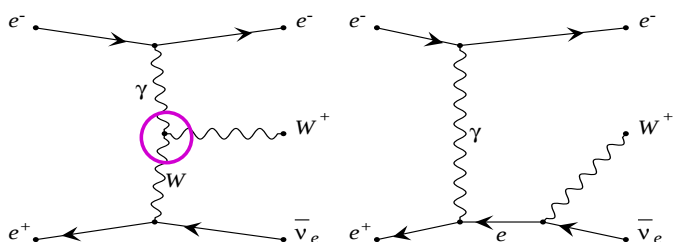


FIG. 1.2 – Les principaux graphes pour la production de W unique.

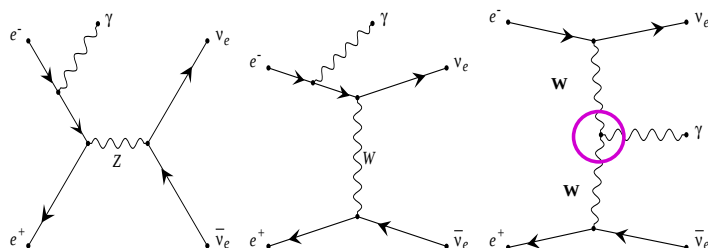


FIG. 1.3 – Les principaux graphes pour le processus $\nu\nu\gamma$. Le vertex à trois bosons apparaît grâce à la fusion de deux bosons W.

Les quarks se désintègrent en hadrons neutres de couleur, formant des jets. Les processus mis en jeu lors du passage quark-hadrons étant mal connus théoriquement, des modèles doivent être utilisés, pouvant mener à des incertitudes théoriques importantes. C'est le cas de l'interaction entre produits des deux W (reconnection de couleur) qui est particulièrement mal connue. De plus, l'ensemble de ces processus peut interférer, menant à une description très complexe du phénomène.

Dans ce qui suit, nous introduisons, tout d'abord, la façon dont les couplages interviennent dans la production de paires de boson W. Cette étape nous permet de définir les angles, sensibles aux variations des couplages, qui seront utilisés lors de la mesure. Puis, pour obtenir une précision suffisante sur la section efficace différentielle, nous présentons deux contributions importantes: les diagrammes quatre fermions similaires mais non identiques à un état final WW, et les corrections radiatives. Nous décrivons ensuite les modèles de fragmentation, et les problèmes spécifiques à ce phénomène (les problèmes dans les canaux hadroniques constituent à eux seuls un vaste domaine de recherche à LEP2). Enfin, nous présentons les principaux générateurs utilisés pour la production de paires de W.

1.3.1 Production de paires de W sur couche de masse

Afin de comprendre comment mesurer les couplages à trois bosons, l'étude de la production de W sur couche de masse dans l'approximation de Born est importante. Elle permet, entre autre, de mettre en évidence les variables cinématiques importantes pour extraire les couplages. A l'ordre le plus bas, si on néglige la fusion des leptons en un boson de Higgs, seuls les diagrammes représentés sur la figure 1.1 interviennent. L'amplitude globale pour le processus

$$e^-(k, \sigma) + e^+(\bar{k}, \bar{\sigma}) \rightarrow W^-(q, \lambda) + W^+(\bar{q}, \bar{\lambda}) \quad (1.39)$$

s'écrit donc

$$\mathcal{M}(\sigma, \bar{\sigma}, \lambda, \bar{\lambda}) = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_\nu, \quad (1.40)$$

avec $\sigma, \bar{\sigma}, \lambda, \bar{\lambda}$ les hélicités et $k, \bar{k}, q, \bar{q}$ les impulsions des différentes particules initiales et finales. Par la suite, nous négligeons les masses de l'électron et du positron incidents, ce qui entraîne $\bar{\sigma} = -\sigma$. De plus, par dénombrement, neuf combinaisons d'hélicité dans l'état final sont possibles. On développe donc l'amplitude globale en une somme d'amplitudes réduites représentatives des

différentes combinaisons d'hélicité [8]⁴

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}; \theta) = \sqrt{2}\sigma e^2 \tilde{\mathcal{M}}_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}(\theta) d_{\sigma, \lambda - \bar{\lambda}}^{J_0}(\theta), \quad (1.41)$$

où l'on a introduit les fonctions "d" [22]. Dans cette dernière équation, on s'est placé dans un référentiel où l'électron incident a une impulsion selon $+z$, et tel que l'impulsion transverse du W^- est selon l'axe x . θ est l'angle entre le W^- et l'électron incident.

Les différentes valeurs de J_0 possibles sont 1 ou 2, car la conservation de la chiralité pour l'électron incident exclut le cas $J_0 = 0$. De plus, la conservation du moment angulaire entraîne que seule l'amplitude partielle $J = 1$ est possible pour les diagrammes en voie s .

Pour $|\lambda - \bar{\lambda}| = 2$, seul le diagramme en voie t intervient avec un électron de chiralité gauche. Ces deux combinaisons d'hélicité ne sont donc pas sensibles aux couplages à trois bosons.

Lorsque $|\lambda - \bar{\lambda}| = 0$ ou 1, les amplitudes réduites s'écrivent

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{M}}_\gamma &= -\beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^\gamma, \\ \tilde{\mathcal{M}}_Z &= +\beta A_{\lambda\bar{\lambda}}^Z \left[1 - \delta_{\sigma,-1} \frac{1}{\sin^2 \theta_W}\right] \frac{s}{s - m_Z^2}, \\ \tilde{\mathcal{M}}_\nu &= +\delta_{\sigma,-1} \frac{1}{2\beta \sin^2 \theta_W} \left[B_{\lambda\bar{\lambda}} - \frac{1}{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta} C_{\lambda\bar{\lambda}}\right], \end{aligned} \quad (1.42)$$

avec s l'énergie dans le centre de masse et $\beta = \sqrt{1 - 4m_W^2/s}$ la vélocité des W. Les sous-amplitudes A^V , B et C sont données dans la table 1.3.

On aperçoit, à travers A^V et B , le caractère divergent des amplitudes faisant intervenir des W longitudinaux. Cependant, dans le Modèle Standard, à haute énergie, le premier terme de $\tilde{\mathcal{M}}_Z$ compense $\tilde{\mathcal{M}}_\gamma$ et le second terme de $\tilde{\mathcal{M}}_Z$ s'annule avec le premier terme de $\tilde{\mathcal{M}}_\nu$. Enfin, le second terme de $\tilde{\mathcal{M}}_\nu$ tend vers zéro. La section efficace différentielle est donc dominée, à haute énergie, par le diagramme en voie t de combinaison d'hélicité $(\pm, \mp)$. De même, au seuil, l'ensemble des amplitudes ayant $J_0 = 1$ tend vers zéro, et la voie t est encore prédominante. Lorsque des couplages anormaux apparaissent, les propriétés d'annulation entre les différentes amplitudes réduites disparaissent. De plus, la dépendance en β des amplitudes $\tilde{\mathcal{M}}_\gamma$ et $\tilde{\mathcal{M}}_Z$ entraîne que la sensibilité aux couplages augmente avec l'énergie⁵.

4. Les amplitudes réduites $\tilde{\mathcal{M}}$ doivent être interprétées comme des fonctions incluant des amplitudes partielles de moment angulaire J supérieur ou égal à J_0

5. A l'exception des couplages $\tilde{\kappa}_V$ et $\tilde{\lambda}_V$ qui peuvent être fortement contraints au seuil indépendamment des autres couplages.

$\lambda\bar{\lambda}$	$A_{\lambda\bar{\lambda}}^V$	$B_{\lambda\bar{\lambda}}$	$C_{\lambda\bar{\lambda}}$	$d_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}^{J_0}$
++	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	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	$g_1^V + 2\gamma^2\kappa_V$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$-\sigma\sin\theta/\sqrt{2}$

TAB. 1.3 – *Sous-amplitudes A^V , B et C contribuant aux amplitudes réduites $\tilde{\mathcal{M}}$ lorsque $J_0 = 1$. On a $\gamma = \sqrt{s}/2m_W$ et $f_3^V = g_1^V + \kappa_V + \lambda_V$. Les fonctions “ d ” correspondantes sont aussi représentées.*

Finalement, on remarque dans la table 1.3 que seulement sept des neuf combinaisons d’hélicité possibles contribuent à l’état $J_0 = 1$, à travers différentes combinaisons des couplages anormaux. Ceci explique pourquoi seulement sept couplages sont nécessaires pour paramétrer un vertex WWV.

Il est possible d’améliorer notre connaissance sur les couplages, si on étudie la désintégration de chaque W en fermions

$$\begin{aligned} W^-(q, \lambda) &\rightarrow f_1(p_1, \sigma_1) + \bar{f}_2(p_2, \sigma_2), \\ W^+(\bar{q}, \bar{\lambda}) &\rightarrow f_3(p_3, \sigma_3) + \bar{f}_4(p_4, \sigma_4). \end{aligned} \quad (1.43)$$

En effet, la structure en V-A des vertex entre un W et ses fermions constitue un excellent séparateur des différents états d’hélicité. Un choix judicieux des variables discriminantes est important. Le choix le plus commun consiste à étudier les angles de désintégration des fermions dans les référentiels de masse associés à leur W respectif. On choisit les angles polaire et azimutal du fermion pour le W^- et de l’antifermion pour le W^+ (voir figure 1.4).

La section efficace différentielle du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$, dans l’hypothèse d’une largeur de W négligeable, s’écrit alors

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4)}{d\cos\theta d\cos\theta_1 d\phi_1 d\cos\theta_2 d\phi_2} &= \frac{\beta}{128\pi s} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 B(W \rightarrow f_1\bar{f}_2)B(W \rightarrow f_3\bar{f}_4) \\ &\times \sum_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}, \lambda', \bar{\lambda}'} \mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) \mathcal{M}^*(\sigma, \lambda', \bar{\lambda}') \\ &\times D_{\lambda, \lambda'}(\theta_1, \phi_1) D_{\bar{\lambda}, \bar{\lambda}'}(\pi - \theta_2, \phi_2 + \pi), \end{aligned} \quad (1.44)$$

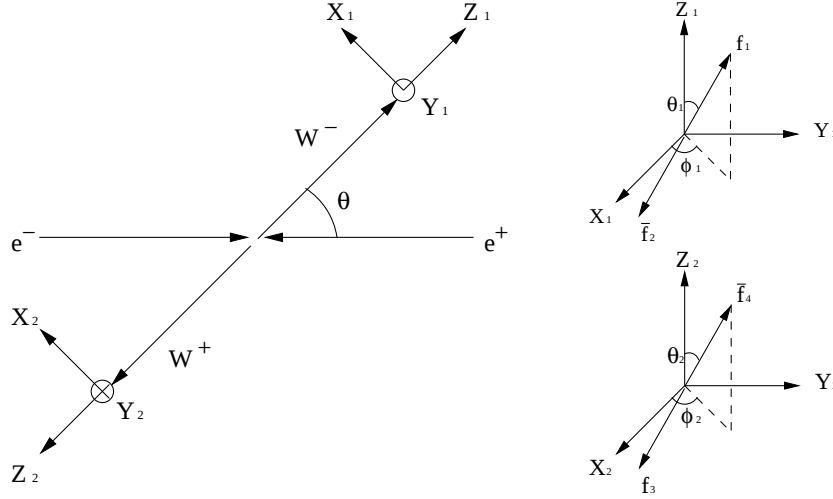


FIG. 1.4 – Les cinq angles nécessaires pour reconstruire un événement W^+W^- se désintégrant en quatre fermions. θ correspond à l'angle entre le W^- et l'axe défini par l'électron incident. θ_1 et ϕ_1 sont respectivement les angles polaire et azimutal associés au fermion f_1 dans le référentiel du centre de masse du W^- . De même, θ_2 et ϕ_2 sont reliés à l'antifermion $\bar{f}_4$ dans le centre de masse du W^+ .

avec $\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda})$ l'amplitude définie en (1.41), $B(W \rightarrow f_1 \bar{f}_2)$ le rapport d'embranchement d'un W en $[f_1, \bar{f}_2]$, et $D_{\lambda, \lambda'}$ définie par

$$D_{\lambda, \lambda'}(\theta, \phi) = l_{\lambda}(\theta, \phi) l_{\lambda'}^*(\theta, \phi). \quad (1.45)$$

Les fonctions l_{λ} contiennent la dépendance angulaire de l'amplitude de désintégration d'un W^- , lorsque l'on suppose les fermions sans masse. Elles s'écrivent

$$(l_-, l_0, l_+)(\theta_1, \phi_1) = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \cos\theta_1)e^{-i\phi_1}, -\sin\theta_1, \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \cos\theta_1)e^{i\phi_1} \right). \quad (1.46)$$

Cette dernière relation met en évidence l'utilité d'introduire les angles θ_i et ϕ_i . En effet, grâce à la relation 1.46, chaque combinaison d'hélicité modifie d'une manière particulière les distributions en θ_i et ϕ_i . Or, nous avons vu sur le tableau 1.3 que chaque couplage intervient différemment pour une combinaison d'hélicité donné. Les angles θ_i et ϕ_i nous permettent donc

- d'améliorer la sensibilité à chaque couplage,
- de mieux différencier plusieurs couplages.

En conclusion le choix des cinq angles ci dessus permet d'augmenter fortement la sensibilité aux couplages. Néanmoins, notre méconnaissance de la

saveur de toutes les particules, en particulier pour les évènements contenant des jets, empêchera l'application de la formule brute (1.44), comme nous le verrons au chapitre 6.

1.3.2 Production de paires de W hors couche de masse

Jusqu'à présent, nous avons décrit les bosons W comme des particules "stables". Cependant il s'agit seulement d'une approximation, qui n'est pas suffisante tout particulièrement lorsque l'on est proche du seuil. Dans ce cas, il est préférable de considérer les bosons W comme des résonances de largeur Γ_W finie, afin de supprimer les pôles en $k_{\pm}^2 = M_W^2$ dans l'espace de phase. De même, puisque le boson W devient instable, il est aussi légitime de considérer sa désintégration en paire de fermions.

Approche semi-analytique

En première approximation, la production de paires de W instable, consiste en la convolution [23]

$$\sigma^{CC03}(s) = \int_0^s ds_+ \rho_W(s_+) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_+})^2} ds_- \rho_W(s_-) \sigma_0^{CC03}(s; s_+, s_-), \quad (1.47)$$

de la section efficace σ_0^{CC03} , obtenue à partir des amplitudes des trois graphes de la figure 1.1, avec des distributions de Breit-Wigner

$$\begin{aligned} \rho_W(s_{\pm}) &= \frac{1}{\pi} \frac{M_W \Gamma_W}{|s_{\pm} - M_W^2 + iM_W \Gamma_W|^2} \times B(W \rightarrow f_1 \bar{f}_2) \\ &\xrightarrow{\Gamma_W \rightarrow 0} \delta(s_{\pm} - M_W^2) \times B(W \rightarrow f_1 \bar{f}_2). \end{aligned} \quad (1.48)$$

$s_+ = k_+^2$ et $s_- = k_-^2$ sont les masses invariantes des deux paires de fermions. Le fait d'inclure la largeur du boson W n'est pas sans incidence pour les couplages. En effet, la largeur de chaque W, modifie la vélocité β de chaque W et donc les amplitudes réduites écrites en 1.42. L'influence sur β de Γ_W est d'autant plus importante que l'on est proche du seuil.

Cependant, cette approche semi-analytique est contestable, car elle viole l'invariance de jauge pour deux raisons

- Les bosons W étant instables, nous ne pouvons plus considérer les deux bosons W comme l'état final. Or, l'invariance de jauge est généralement conservée seulement si on considère, ordre par ordre, l'ensemble des processus menant à un état final. Dans notre cas, l'état final est $f_1 \bar{f}_2 f_3 \bar{f}_4$. D'autres processus, parfois non résonnants, devraient être ajoutés au processus doublement résonnant en W.

- Les largeurs des particules instables sont introduites, en théorie des champs, par les parties imaginaires des corrections au propagateur du boson, et ceci sommé à tous les ordres. Cependant, à travers ces sommes de Dyson, on considère seulement une petite partie des corrections d'ordre supérieur, brisant par la même l'invariance de jauge.

L'influence des contributions de la largeur non nulle et des bruits de fond quatre fermions est représentée dans le cas de la section efficace totale sur la figure 1.5.

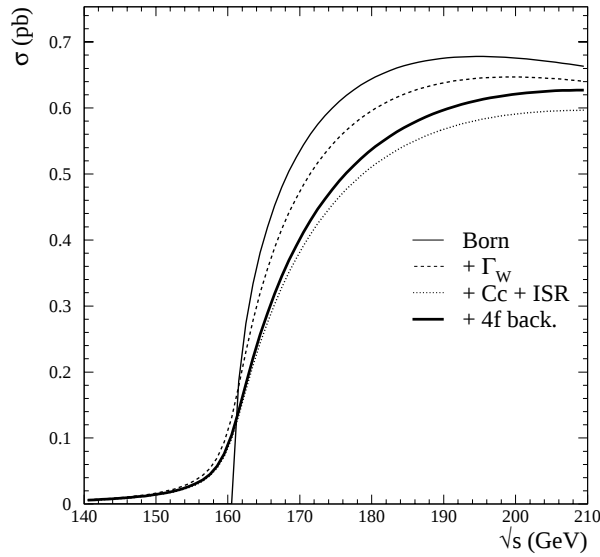


FIG. 1.5 – Section efficace totale dans le canal $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu} u \bar{d}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les contributions Cc et ISR (décrites dans la section suivante) correspondent à la correction de Coulomb et aux radiations dans l'état initial. Les sections efficaces totales obtenues dans l'approximation de Born ont été normalisées par les rapports d'embranchement $B(W \rightarrow \mu\nu)$ et $B(W \rightarrow ud)$ calculés dans [24]. Tous les calculs sont réalisés avec le programme Gentle [25].

Ci dessous, nous décrivons successivement les solutions proposées par les théoriciens pour résoudre les deux problèmes cités plus haut.

Les processus quatre fermions

Comme il a été montré dans la référence [24], les amplitudes associées aux trois diagrammes de la figure 1.1 ne sont pas invariantes de jauge lorsque les

bosons W sont hors de leur couche de masse. Afin de résoudre ce problème, on inclut huit diagrammes simplement résonnants dont la topologie est représentée sur la figure 1.6. On forme ainsi ce que l'on nomme le groupe *CC11*. De plus, il est nécessaire d'inclure tous les diagrammes contribuant à un état

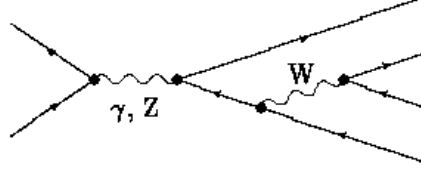


FIG. 1.6 – *Exemple de diagramme simplement résonnant. Ajoutés aux graphes doublement résonnants, les deux types de diagramme forment généralement un ensemble invariant de jauge.*

quatre fermions donné, car pour certains états finaux le bruit de fond quatre fermions peut devenir conséquent. En général, le nombre de graphes de Feynman varie considérablement en fonction du type des fermions produits. Le nombre de diagrammes présents à l'ordre le plus bas pour chaque état est résumé sur la table 1.4. On sépare les différents processus en trois grands

	$d\bar{u}$	$\bar{s}c$	$\bar{e}\nu_e$	$\bar{\mu}\nu_\mu$	$\bar{\tau}\nu_\tau$
$d\bar{u}$	43	11	20	10	10
$e\bar{\nu}_e$	20	20	56	18	18
$\mu\bar{\nu}_\mu$	10	10	18	19	9

TAB. 1.4 – *Nombre de diagrammes de Feynman pour les états finaux pouvant faire intervenir deux W.*

ensembles:

- Les nombres en gras sur la table 1.4 font partie des processus *CC11*. La notation *CC* vient du fait que trois diagrammes font intervenir deux W (*CC03*)⁶, le nombre 11 représente le nombre maximal de diagrammes correspondant aux différents états finaux. L'ensemble des graphes sont doublement ou simplement résonnants en W.

6. A comparer avec la notation *NC* lorsque l'on a des diagrammes faisant intervenir deux Z.

- Les nombres en écriture romane représentent la classe *CC20*. Il s'agit des états finaux faisant intervenir un électron ou un positron.
- La classe *mix56* pour les nombres italiques contient des diagrammes avec deux Z. Ce type d'état final doit être traité soigneusement lors de la production d'évènements Monte Carlo, afin de ne pas compter deux fois le même type de diagramme, si on utilise deux générateurs différents pour la production de WW et de ZZ.

La largeur du boson W

Nous avons vu ci-dessus qu'il était nécessaire d'introduire une largeur finie au boson W, afin de supprimer les pôles en $k_{\pm}^2 = M_W^2$. Pour cela, une approche simple est de remplacer systématiquement les propagateurs du W par

$$\frac{1}{k_{\pm}^2 - M_W^2} \rightarrow \frac{1}{k_{\pm}^2 - M_W^2 + iM_W\Gamma_W}. \quad (1.49)$$

Comme nous le mentionnions plus haut, cette approche brise néanmoins l'invariance de jauge et possède peu de justification théorique. De plus, en théorie des champs, les corrections aux propagateurs ne développent pas de parties imaginaires pour des impulsions du type espace, ce qui signifie qu'introduire une largeur fixe brise aussi l'unitarité. Afin de résoudre ce problème d'unitarité on peut remplacer la largeur constante par une largeur variable du type

$$\Gamma_W(k_{\pm}^2) = \frac{k_{\pm}^2}{M_W^2} \Gamma_W. \quad (1.50)$$

On notera que cette paramétrisation de la résonance du boson W entraîne une définition différente de la masse du W avec le cas précédent. La masse variable est égale à la masse fixe plus 27 MeV. Cette définition, plus courante, est analogue à celle utilisée pour le Z à LEP1. Cependant, même avec une largeur variable, l'invariance de jauge reste brisée.

Les théoriciens ont donc été amenés à construire des méthodes permettant de restaurer l'invariance de jauge, sans pour autant inclure tous les graphes de Feynman à chaque ordre. De là sont nées deux approches opposées: soit on essaye d'ajouter aux calculs le nombre minimal de termes suffisant pour restaurer l'invariance de jauge, soit on soustrait les termes violant la condition de jauge [24, 26]. Citons donc successivement un exemple de chaque méthode:

- La méthode des boucles de fermions part de l'observation qu'à l'ordre le plus bas la largeur du boson est exclusivement donnée par les parties imaginaires des boucles de fermions (sur le propagateur). L'idée consiste à ajouter les autres boucles faisant intervenir des fermions. Pour les

processus du type $e^+e^- \rightarrow 4f$, considérés à leur ordre le plus simple, il suffit d'ajouter les corrections fermioniques aux vertex à trois bosons. Ces corrections deviennent compliquées lorsqu'elles sont appliquées au processus $e^+e^- \rightarrow 4f + \gamma$. D'autres part, la méthode des boucles de fermions n'est pas vraiment adaptée pour le traitement des corrections radiatives, qui font intervenir des corrections bosoniques.

- L'approche du pôle consiste à développer l'amplitude complète autour de ses pôles [27]. Après décomposition, les résidus des pôles sont invariants de jauge, permettant d'introduire une largeur finie dans les termes des pôles $\propto 1/(p^2 - M^2)$. Cependant, dans les réactions contenant des résonances multiples, telle $e^+e^- \rightarrow 4f$, il est souvent fastidieux de développer l'amplitude autour de tous les pôles. Pour simplifier les calculs, une solution possible est de considérer uniquement les termes avec le plus grand nombre de résonances (tels les termes avec deux W pour $e^+e^- \rightarrow 4f$). Cette approximation, dite approximation du pôle dominant [26]⁷, s'appuie sur le fait que l'approche du pôle peut être considérée comme un développement en puissance de Γ/M . Comme nous le verrons plus loin, cette approximation du pôle dominant est donc particulièrement adaptée pour l'inclusion de corrections radiatives, car on peut ainsi réaliser un développement perturbatif à la fois en α et en Γ/M . Notons, néanmoins, que l'approximation du pôle dominant n'est pas adéquate pour des énergies proches du seuil.

Les différentes approches invariantes de jauge ou non, citées ci-dessus, ont été testées sur de nombreux processus $e^+e^- \rightarrow 4f$ à l'arbre. Ainsi, il a été montré que l'inclusion d'une largeur variable donne des résultats absurdes pour le processus $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e u \bar{d}$ [28].

1.3.3 Corrections d'ordre supérieur

Comme nous l'avons discuté dans le paragraphe précédent, les contributions doublement résonnantes dominant la production de paires de W, alors que les autres processus sont supprimés d'un facteur Γ_W/M_W . Bien que ces autres contributions soient importantes à l'arbre, les termes à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ sont minimales et peuvent être négligés dans l'approximation du pôle dominant. Il existe néanmoins des exceptions provenant, par exemple, de logarithmes dominants (LL), qui peuvent introduire des corrections importantes. Cependant, ces corrections sont souvent factorisables, car universelles (indé-

7. LPA en anglais pour Leading-Pole Approximation. Dans le cas de paires de W, on utilise aussi souvent l'abréviation DPA pour Double-Pole Approximation, mais qui est simplement un cas particulier du premier diminutif.

pendantes du processus considéré), et sont traitées de manière séparée vis à vis des autres corrections. C'est le cas des radiations dans l'état initial ou final, sujet des deux premières sous-sections ci dessous. Puis, dans un dernier paragraphe, les corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ seront brièvement décrites dans le cadre de l'approximation du pôle dominant.

Radiations dans l'état initial

L'émission de photons dans l'état initial (ISR) constitue une source importante de corrections radiatives à LEP2, car elle diminue l'énergie dans le centre de masse effectif des W et affecte donc à la fois la section efficace totale et la cinématique des événements. En effet, lors de la radiation de photons durs, le centre de masse du W est propulsé dans le sens contraire aux photons, causant une migration des événements des régions vers l'avant en $\cos(\theta_W)$ dans le centre de masse, vers des régions vers l'arrière dans le référentiel du laboratoire. Dans l'approche des logarithmes dominants, les radiations dans l'état initial peuvent être simulées par une fonction de structure de la forme [23]

$$\sigma(s) = \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 \Phi(x_1) \Phi(x_2) \sigma_0(x_1 x_2 s), \quad (1.51)$$

avec $\sigma_0(x_1 x_2 s)$ la section efficace non radiative. Néanmoins, cette méthode possède le désavantage de ne pas générer de photons, et n'est donc pas très adaptée pour un générateur Monte Carlo, avec lequel on espère pouvoir simuler des photons dans l'acceptance du détecteur. Afin de résoudre ce problème, on préférera utiliser d'autres approches, telle celle dite d'exponentiation YFS (pour Yennie-Frautschi-Suura) [29]. La méthode YFS permet d'éliminer les divergences infra-rouges, apparaissant lors de l'émission de photons "mous" non détectables, à tous les ordres, sans avoir recours à une intégration. Cette technique est donc particulièrement utile pour un générateur Monte Carlo car on peut ainsi générer un nombre quelconque de photons pouvant atteindre le détecteur et satisfaisant dans leur ensemble la conservation de l'énergie-impulsion.

Radiations dans l'état final

En principe, les radiations dans l'état final (FSR) et initial devraient être traitées ensemble, car il est impossible de distinguer expérimentalement les deux types de photons. Cependant, un calcul complet des éléments de matrice jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$ n'étant pas envisageable, on se restreint à considérer les deux types de contributions séparément, négligeant le terme d'interférence. D'autre part, l'inclusion de radiations dans l'état final est importante pour les

fermions, car l'émission du photon entraîne une réduction parfois importante de leur énergie et une modification de leur direction.

L'implémentation des radiations dans l'état final se fait le plus souvent grâce à des programmes spécialisés. C'est le cas du programme PHOTOS [30] qui permet de générer jusqu'à deux photons dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants. Afin de résoudre le problème de conservation de l'énergie pour un processus du type $f \rightarrow f\gamma$, PHOTOS considère l'émission de photons pour les processus $P \rightarrow ff'$, où P est une particule instable. L'algorithme PHOTOS est donc particulièrement adapté pour les bosons W. Finalement, lors de l'émission de photons par des quarks, le processus est souvent pris en compte par le programme de fragmentation lui-même, car il y a une compétition entre l'émission de photons et l'émission de gluons durant les premières étapes de la fragmentation.

Approximation du pôle dominant

Nous allons maintenant décrire brièvement les corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ dans l'approximation du pôle dominant. Dans cette approximation, on peut identifier deux grands types de contributions:

- Les contributions factorisables comprennent tous les diagrammes pouvant être réduits à deux bosons instables (cf figure 1.7). Dans de tels cas, les corrections peuvent être attribuées soit à la production, soit à la désintégration des W.
- Les contributions non-factorisables correspondent à tous les diagrammes pouvant relier l'étape de production à celle de désintégration (voir figure 1.8). Dans le cadre de l'approximation du pôle dominant, seuls sont considérés les diagrammes non factorisables concernant l'échange ou l'émission de photons d'énergie $E_\gamma \lesssim \Gamma_W$ ⁸. De plus, la contribution des diagrammes non-factorisables peut être reproduite de manière efficace en modifiant légèrement la correction de Coulomb au premier ordre [31]. La correction de Coulomb correspond, à l'ordre le plus bas, aux diagrammes reliant deux W par un photon virtuel (cf. figure 1.9), et est particulièrement importante au seuil où les bosons W ont une faible impulsion.

Finalement, mentionnons que l'approche du pôle dominant contient une certaine liberté dans le choix de son implémentation. L'utilisation de cette li-

8. Seuls les photons d'énergie $E_\gamma \lesssim \Gamma_W$ sont traités, car en moyenne un intervalle de l'ordre de $\mathcal{O}(1/\Gamma_W)$ sépare l'étape de production de celle de désintégration. L'échange du photon virtuel doit donc être d'énergie inférieure à Γ_W . De même lors de la radiation d'un photon par un W, la résonance du W est déplacée et elle coïncide avec l'autre résonance seulement si l'énergie du photon radié n'est pas trop grande.

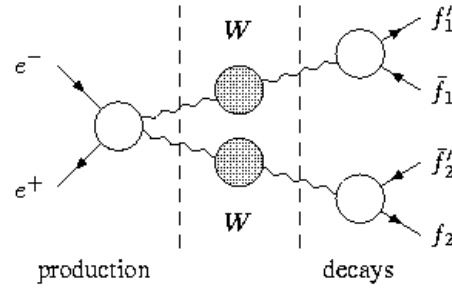


FIG. 1.7 – *Structure générale des diagrammes factorisables. Les cercles ouverts représentent les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$, et les cercles pleins sont les résonances.*

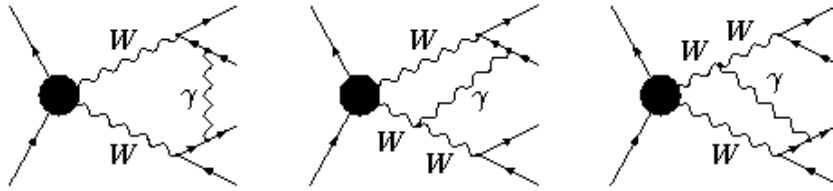


FIG. 1.8 – *Trois exemples de diagrammes virtuels non factorisables.*

berté permet aux théoriciens d'assigner une incertitude systématique sur la méthode du pôle dominant [26, 32]. Il est donc important de savoir d'où provient cette liberté [27, 33, 32]. Pour cela, remarquons qu'il est toujours possible d'écrire les éléments de matrice sous la forme

$$\mathcal{M}(\dots, k_+, k_-, \dots) = \sum_i l_i(\dots, k_+, k_-, \dots) A_i(\dots, k_+^2, k_-^2), \quad (1.52)$$

où l_i contient la dépendance en fonction des spineurs et des tenseurs de Lorentz, alors que A_i est une fonction dépendant d'invariants de Lorentz seulement. Dans l'approche du pôle, lors du développement, seules les fonctions A_i vont être modifiées de telle manière que les résidus des pôles soient évalués en $k_\pm^2 = M_W^2$. Néanmoins, il existe pour les fonctions l_i deux approches possibles:

- Soit les fonctions l_i restent inchangées durant le développement et on parle alors de méthode LPA_a .
- Soit on évalue aussi les fonctions l_i aux pôles, c'est alors la méthode dite LPA_b .

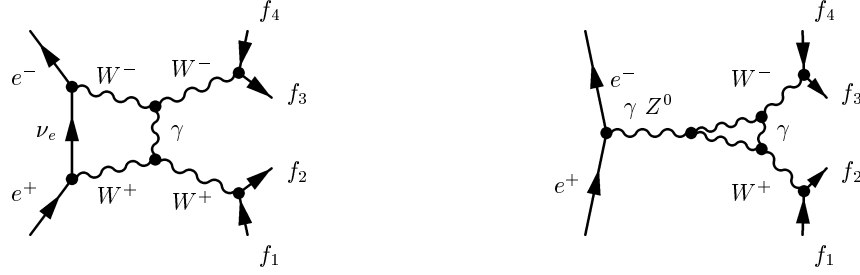


FIG. 1.9 – Graphes de Feynman contribuant à la correction de Coulomb à l'ordre le plus bas.

La différence de résultat entre ces deux approches peut être considérée comme une source possible d'estimation de l'incertitude systématique théorique.

1.3.4 Fragmentation et hadronisation

Environ 90% des événements WW contiennent au moins deux quarks. Afin de traiter correctement de tels événements, il est nécessaire de bien simuler le passage du parton coloré en un ensemble de hadrons neutres de couleur⁹. En général, le processus de fragmentation peut être séparé en plusieurs phases comme cela est représenté sur la figure 1.10.

Alors que la phase I est principalement décrite par la théorie électrofaible (paragraphes précédents), l'étape II fait appel à la QCD perturbative pour la radiation des gluons. Cependant, contrairement au cas électrofaible, une méthode s'appuyant sur le calcul des éléments de matrice, ordre par ordre, est peu adaptée. Les principales raisons sont l'importante valeur de la constante de couplage α_S pour des énergies descendant jusqu'à quelques GeV, et la difficulté croissante du calcul perturbatif pour des ordres élevés. Pour cette raison, la plupart des modèles utilisent la méthode des gerbes de partons, s'appuyant souvent sur l'approximation des logarithmes dominants. Le succès de cette méthode est du au traitement probabiliste de la gerbe, qui se repose sur les principaux types de branchement $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$, et $g \rightarrow q\bar{q}$. La probabilité $\mathcal{P}$ du branchement $a \rightarrow bc$ est donnée par l'équation d'Altarelli-Parisi

$$\frac{d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int_1 dz \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z), \quad (1.53)$$

avec le paramètre d'évolution $t = \ln(Q_{evol}^2/\Lambda^2)$, z la fraction d'énergie emportée par b , et Q_{evol}^2 une échelle d'énergie typique dont le choix dépend des

9. Nous utilisons dans cette section la référence [34].

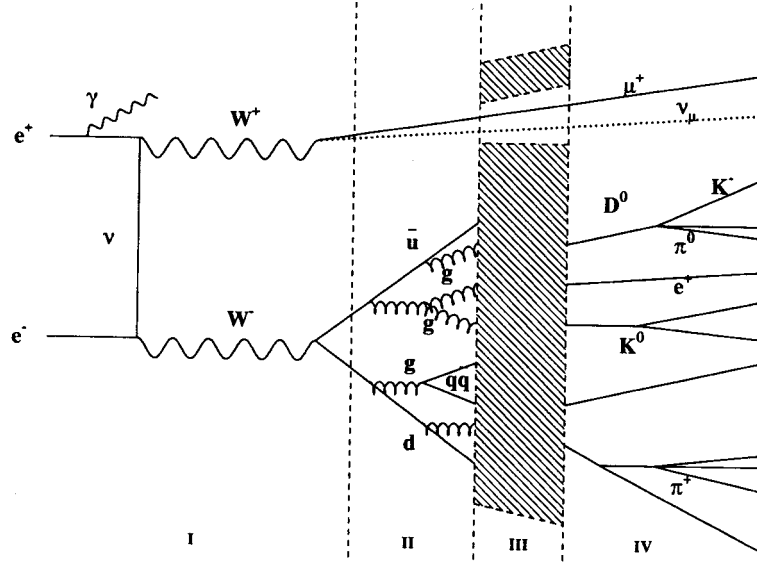


FIG. 1.10 – Représentation des différentes étapes lors de la transformation d'une paire de quarks en un ensemble de hadrons.

modèles. Cette approche de la gerbe de parton en terme de quarks et gluons est celle utilisée par les programmes JETSET [35] et HERWIG [36]. Notons, néanmoins, que le programme ARIADNE [37] utilise une autre approche dans laquelle les gluons sont émis en cascade par des “dipôles colorés” formés, par exemple, par une paire de quarks $q\bar{q}$.

Dans la phase III, les partons sont regroupés en une somme de hadrons. L'interaction forte n'étant plus décrite de manière perturbative dans cette phase, on utilise des modèles phénoménologiques. Les modèles d'hadronisation sont souvent classés en deux grandes classes décrites ci dessous(cf figure 1.11).

Les modèles de cordes: ces modèles s'appuient sur l'hypothèse qu'une corde “colorée” relie deux partons. D'autre part, afin de reproduire l'effet de confinement des quarks observé à basse énergie, l'énergie potentielle de la corde augmente linéairement avec sa longueur. Lors du processus de fragmentation, une corde reliant une paire $q\bar{q}$ par exemple, peut se briser lorsque la distance entre les deux quarks devient trop grande, formant ainsi une nouvelle paire $q'\bar{q}'$. Ce scénario est répété si la masse invariante de l'un des deux systèmes $q\bar{q}'$ ou $q'\bar{q}$ est suffisamment grande. Le choix de la saveur d'une paire $q'\bar{q}'$, nouvellement créée, dépend de la masse invariante de la paire, de telle façon que l'on observe une suppression des saveurs lourdes. Le programme JETSET, très utilisé par

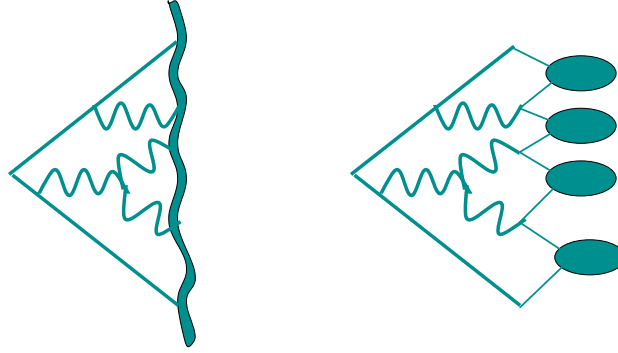


FIG. 1.11 – *Les deux grandes classes de modèles de fragmentation: les modèles de cordes à gauche et les modèles d'amas à droite.*

les expériences LEP, s'appuie sur ce type de modèle.

Les modèles d'amas: il s'agit d'une autre méthode pour former les hadrons, dont le modèle utilisé par ALEPH est HERWIG. Dans HERWIG, à la fin de la gerbe de partons, les gluons restant sont scindés en paires $q\bar{q}$. Ensuite, les quarks sont rassemblés en amas non colorés. Si la masse invariante est suffisamment grande, un amas peut alors se désintégrer en d'autres amas, ou en hadrons.

Enfin dans une dernière phase IV, les hadrons instables se désintègrent en particules expérimentalement observables. Les modèles font souvent appel, lors de cette étape, aux rapports d'embranchement déterminés expérimentalement.

1.3.5 Interactions dans l'état final

Dans la plupart des générateurs Monte Carlo utilisés à LEP2, on suppose que les quarks d'un W se fragmentent indépendamment de ceux de l'autre W. Cependant, l'importante valeur de la largeur du W fait que les vertex de désintégration des W sont en général séparés d'une distance d'environ 0.1 fm, alors que l'échelle typique d'hadronisation est de 1 fm. Toute dépendance entre produits de chaque W ne peut pas alors être omise. Des phénomènes physiques tels que la reconnection de couleur ou les corrélations de Bose-Einstein pourraient être observés par une modification de la topologie des événements.

Dans les deux paragraphes suivant, nous introduisons brièvement les phénomènes de reconnection de couleur puis les corrélations de Bose-Einstein. Pour chaque effet, nous insistons sur les différents modèles disponibles.

La reconnection de couleur

La reconnection de couleur est un phénomène chromodynamique qui consiste à faire interférer des singulets de couleurs provenant des deux W. Cette “interférence” pourrait avoir lieu à la fois dans les phases perturbatives (phase II) ou non (phase III) de la fragmentation [38].

L'étude de la phase perturbative montre que l'effet de reconnection durant cette étape est négligeable. En effet, la reconnection apparaît seulement au second ordre en α_s et est supprimée de couleur. De plus, seuls les gluons suffisamment peu énergétiques $E_g \lesssim \Gamma_W$ peuvent interférer.

Néanmoins, un phénomène de reconnection de couleur juste avant l'hadronisation est possible, mais nécessite l'utilisation de modèles phénoménologiques. Les trois grands programmes de fragmentation ARIADNE, HERWIG et JETSET ont chacun implémenté une ou des variantes incluant des effets de reconnection de couleur. Dans le cas du programme JETSET, par exemple, il existe trois modèles *SKI*, *SKII* et *SKII'*, proposés par Khoze et Sjöstrand, s'appuyant sur le modèle des cordes de Lund [38].

Les corrélations de Bose-Einstein

Les corrélations de Bose-Einstein se manifestent, dans les événements WW, par une augmentation de la section efficace différentielle de production de paires de pions identiques proche dans l'espace des phases en comparaison avec un cas sans aucune corrélation. Le cas non-corrélé correspond naturellement aux programmes Monte Carlo classiques qui s'appuient sur des modèles probabilistes et ne contiennent donc pas d'interférences quantiques. De plus, étant donné le recouvrement des régions d'hadronisation des deux W, des corrélations de Bose-Einstein pourraient avoir lieu non seulement entre pions d'un même W^{10} , mais aussi entre pions identiques de W différents.

Le programme le plus largement utilisé pour étudier les corrélations de Bose-Einstein à LEP2, se nomme LUBOEI [39], et est implémenté dans JETSET. L'algorithme consiste à introduire les corrélations de Bose-Einstein par un rapprochement et une modification des impulsions des pions identiques présents dans l'état final. Il existe plusieurs variantes du modèle suivant la manière dont la conservation totale de l'énergie-impulsion est réalisée.

1.3.6 Les générateurs Monte Carlo

Nous finissons cette section par une description des programmes dédiés à la production de paires de W. A cette fin, nous utilisons toutes les notions

10. Les corrélations de Bose-Einstein ont déjà été observées à LEP1.

introduites dans les paragraphes précédents.

Le générateur Monte Carlo, utilisé par ALEPH, pour produire des paires de W, s'appelle KORALW/YFSWW [40, 41]. Il s'agit en fait de la combinaison de deux générateurs: KORALW réalise la production d'événements quatre fermions, et YFSWW permet d'inclure les corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Décrivons les principales caractéristiques de ces deux générateurs.

Le générateur Monte Carlo KORALW contient l'ensemble des éléments de matrice possibles au niveau Born pour un processus quatre fermions quelconque. Cependant, seules les corrections universelles sont ajoutées. Le générateur est aussi interfacé avec un certain nombre de programmes décrivant les quatre fermions finaux: TAUOLA [42] pour la désintégration des leptons τ , JETSET/HERWIG/ARIADNE pour la fragmentation et l'hadronisation des quarks.

Le programme YFSWW évalue le processus doublement résonnant $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4f$ en présence de radiation de photons multiples. L'ensemble des corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ pour le mécanisme de production de paires de W sont introduites grâce à l'approximation du pôle dominant. Ces corrections peuvent être calculées pour les deux modes LPA_a et LPA_b décrits précédemment. Les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ non-factorisables (interférence entre les étapes de production et de désintégration des W) sont approximées par une correction de Coulomb écrantée, proposée par les auteurs de [31]. La radiation de photons multiples lors de la production de paires WW¹¹ est réalisée selon la méthode d'exponentiation YFS, et inclut des radiations dans l'état initial jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$ dans le cadre des logarithmes dominants. Les photons, émis par les fermions issus de la désintégration des W, sont générés avec l'aide du programme PHOTOS lorsqu'il s'agit de leptons.

Notons aussi que les couplages anormaux, introduits par pondération, sont calculés pour les éléments de matrice du type CC03 au niveau Born, avec seulement les corrections universelles incluses. Le programme YFSWW a été amplement comparé avec un autre générateur intégrant les ordres $\mathcal{O}(\alpha)$: RacoonWW [43].

Dans RacoonWW, seule l'approximation du pôle dominant est faite. Ceci implique en particulier un traitement exact des corrections non-factorisables et des corrections réelles à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ s'appuyant sur l'ensemble des éléments de matrices $4f + \gamma$. Néanmoins le traitement des photons n'est pas aussi poussé que dans YFSWW. Les deux programmes sont en très bon accord aussi bien pour la section efficace totale (différence inférieure à 0.4%) [26], que pour la section efficace différentielle [44].

11. Cela inclut des radiations de photons aussi bien de l'électron ou du positron initial (ISR), que des W (WSR).

La présence, dans YFSWW et KORALW, d'une section efficace différentielle commune $d\sigma_R$ [40], permet de joindre les informations des deux programmes. $d\sigma_R$ correspond à la partie Born du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4f$ en mode $LPA_a(CC03_a$ par la suite). Les radiations dans l'état initial à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$ dans le cadre des logarithmes dominants(ISR_{123}), et la correction de Coulomb (écranée, notée Cc ci-dessous) étant calculées de la même manière dans YFSWW et KORALW, les auteurs ont choisi:

$$d\sigma^R \equiv d\sigma_K^{CC03_a+ISR_{123}+Cc} = d\sigma_Y^{CC03_a+ISR_{123}+Cc}. \quad (1.54)$$

Pour inclure les effets à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)(NL)$ et le bruit de fond quatre fermions au niveau Born($4f$), on répondère simplement

$$d\sigma_{K+\delta Y} = (1 + \delta_{4f}^R + \delta_{NL}^R)d\sigma^R, \quad (1.55)$$

$$d\sigma_{K+\delta Y} = \left(1 + \frac{\delta_{NL}^R}{1 + \delta_{4f}^R}\right)d\sigma_K^{4f+ISR_{123}+Cc}, \quad (1.56)$$

avec

$$\delta_{4f}^R = \frac{d\sigma_K^{4f+ISR_{123}+Cc}}{d\sigma^R} - 1, \quad (1.57)$$

$$\delta_{NL}^R = \frac{d\sigma_K^{\mathcal{O}(\alpha)+ISR_{23}+Cc}}{d\sigma^R} - 1. \quad (1.58)$$

Les corrections δ_{4f}^R et δ_{NL}^R sont fournies par KORALW et YFSWW respectivement. Le terme entre parenthèses dans l'équation 1.56 correspond au poids qu'il faut appliquer à un événement de KORALW pour inclure les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. D'autre part, l'indice $K + \delta Y$ indique que l'on répondère KORALW par YFSWW de manière "additive". En effet, il serait aussi possible de répondre de manière "multiplicative"

$$d\sigma_{K \times \delta Y} = (1 + \delta_{4f}^R)(1 + \delta_{NL}^R)d\sigma^R, \quad (1.59)$$

$$d\sigma_{K \times \delta Y} = (1 + \delta_{NL}^R)d\sigma_K^{4f+ISR_{123}+Cc}. \quad (1.60)$$

Cette seconde manière diffère de la première par un terme $\delta_{4f}^R \delta_{NL}^R$, indicateur des corrections d'ordre supérieur du bruit de fond quatre fermions.

Le même genre de méthode peut être appliqué pour inclure des couplages anormaux, changer de type de correction à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)(LPA_b$ au lieu de LPA_a), ou modifier l'ordre en α des corrections radiatives dans l'état initial ou final¹².

12. Cette pondération des événements sera utilisée par la suite pour l'estimation des incertitudes systématiques théoriques.

La figure 1.12 résume qualitativement l'importance de différents effets décrit dans cette section sur la section efficace différentielle en fonction de $\cos(\theta_W)$ le cosinus de l'angle d'émission du W^- . Les événements considérés proviennent des canaux $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$. Les deux effets les plus larges parmi ceux représentés sur la figure sont les corrections dues au bruit de fond quatre fermions (surtout pour le canal $e\nu qq$), et les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Néanmoins ces deux effets sont bien maîtrisés par les théoriciens et ne seront pas considérés comme des incertitudes systématiques à part entière pour la mesure des couplages.

1.4 Les autres processus physiques

Dans la section précédente, nous avons largement décrit notre signal la production de paires de W . Cependant, il faut ajouter à ce mécanisme un grand nombre d'autres processus physiques, pouvant reproduire, dans le détecteur, une topologie similaire à un événement WW . Chacun de ces processus ainsi que les générateurs Monte Carlo associés seront brièvement décrit. Nous détaillerons, enfin, dans un tableau recapitulatif les nombres d'événements générés par processus et utilisés dans l'analyse finale WW .

1.4.1 Les processus quatre fermions

Les principaux bruits de fond quatre fermions peuvent être classés en fonction du nombre de résonances faisant intervenir des bosons de même type.

- Dans les processus doublement résonnants, outre la production de paires de W , il existe la production de paires de Z au delà d'environ 182 GeV. Ce bruit de fond intervient aussi bien dans des états finaux nommés *mix* (cf tableau 1.4), tel $e^+e^- \rightarrow u\bar{d}d\bar{u}$, déjà inclus dans la production de WW par le générateur KORALW, que dans des états finaux type *NC* (pour courants neutres), comme $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}u\bar{u}$. Dans le second cas, il faut générer des échantillons particuliers avec les programmes PYTHIA [35] ou KORALW.
- Les processus simplement résonnant en W ou Z sont $e^+e^- \rightarrow W^+e^-\bar{\nu}$ ($W^-e^+\nu$), $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$, et $e^+e^- \rightarrow Z\nu_e\bar{\nu}_e$. La production de W simple présente la particularité d'être déjà incluse lors de la production de paires de W avec KORALW.

La production de Z unique est réalisée par le programme PYTHIA pour le processus $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ et par un programme de S. Ambrosanio et B. Melé pour le processus $e^+e^- \rightarrow Z\nu_e\bar{\nu}_e$ [45].

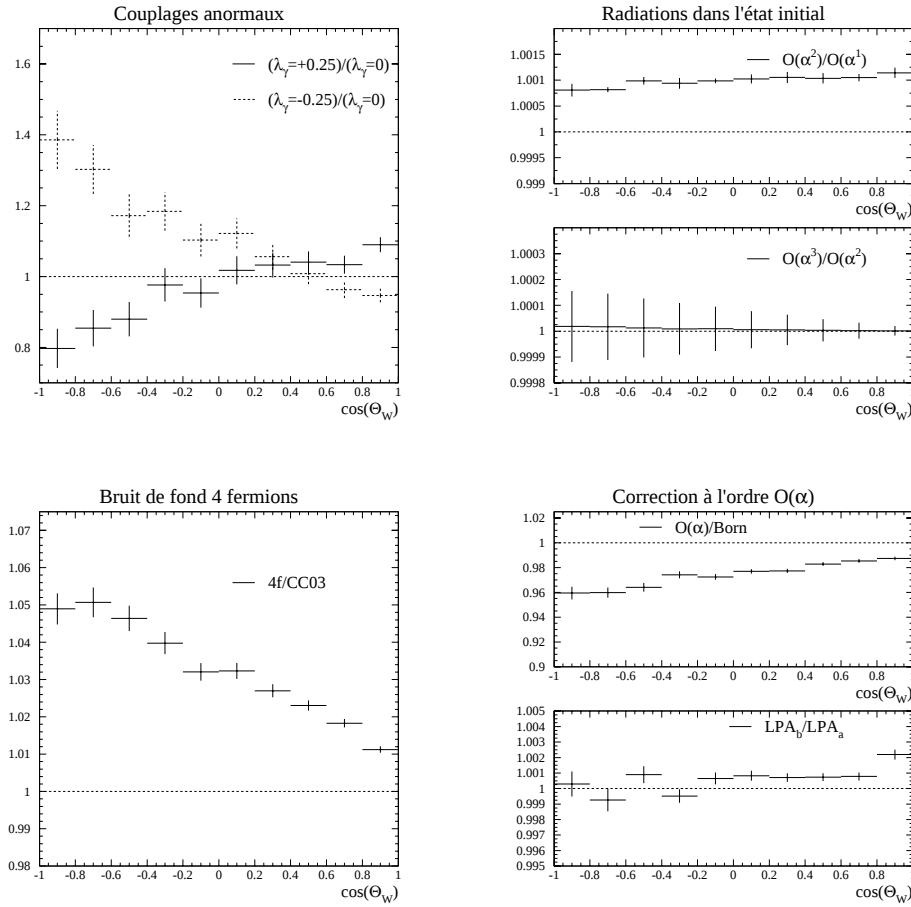


FIG. 1.12 – Influence de différents effets sur la section efficace différentielle en fonction de $\cos(\theta_W)$ l'angle d'émission du W^- . En haut à gauche: déformation de la distribution angulaire due à des couplages anormaux ($\lambda_\gamma = \pm 0.25$) pour des événements WW CC03. En haut à droite: influence des radiations initiales en $O(\alpha^2)$ et $O(\alpha^3)$. En bas à gauche: résultat de l'ajout du bruit de fond quatre fermions pour les canaux $evqq$ (principalement) et $\mu\nu qq$. En bas à droite: correction à l'ordre $O(\alpha)$ dans le cadre de l'approximation du pôle dominant. Cette approximation peut être réalisée selon deux schémas LPA_a et LPA_b considérés comme une source potentielle d'incertitude par les théoriciens.

- Les processus non résonnants en W ou Z. Le plus important est le processus dit “deux photons”, processus dominant à LEP2. Ce processus consiste à émettre deux photons, souvent quasi-réels, qui interagissent entre eux pour former une paire de fermions (figure 1.13). Différents gé-

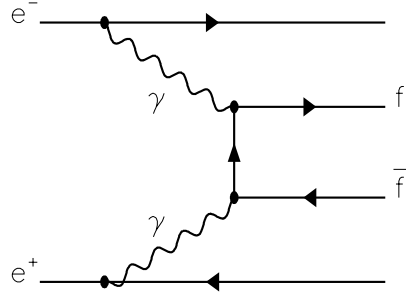


FIG. 1.13 – *Graphe de Feynman représentant le processus $\gamma\gamma$.*

nérateurs sont utilisé selon la nature des fermions ou l'angle de diffusion des électrons incidents. Lorsqu'il y a formation d'une paire de leptons, le générateur utilisé est PHOT02. S'il s'agit de la formation d'une paire de quarks, deux générateurs sont alors utilisés:

- PYTHIA si l'électron ou le positron ne sont pas détectables,
- HERWIG si au moins un électron ou un positron est émis dans l'acceptance du détecteur.

1.4.2 Les processus deux fermions

Les processus deux fermions constituent l'autre grande classe de processus physiques à LEP2. En plus d'être une source importante de bruit de fond à la production de WW, il sont aussi très intéressants pour la recherche indirecte de nouvelle physique dans le secteur fermionique. Citons aussi que les processus deux fermions, grâce à l'importance du phénomène de retour radiatif au pic du Z, permettent une mesure de l'énergie du LEP. Ces événements, dits $Z\gamma$, dont le principal diagramme de Feynman est représenté sur la figure 1.14, sont d'autant plus intéressants qu'ils constituent l'un des seuls échantillons de contrôle du processus WW à LEP2. Nous reviendrons plus amplement sur ce processus et son utilité au chapitre 4.

Le programme KK2F [46] est utilisé pour générer des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Ce programme présente l'avantage d'inclure en plus les radiations initiales(jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$) et finales, ainsi que leur interférence dans le cas des événements dimuons¹³.

Les Bhabhas constituent un cas particulier d'événements difermions, puisqu'à l'ordre le plus bas le diagramme en voie t est dominant. Par conséquent,

¹³. Pour les diquarks la radiation dans l'état final est réalisée lors de l'étape de fragmentation.

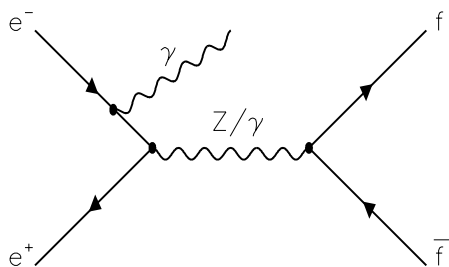


FIG. 1.14 – *Graphe de Feynman représentant le phénomène de retour au pic du Z pour les processus difermions.*

le phénomène de retour radiatif au pic du Z est plus difficile à distinguer (il ne sera donc pas utilisé pour la mesure de l'énergie du LEP). Les Bhabhas à grand angle sont simulés par le générateur Monte Carlo BHWIDE [47]. Il inclut en particulier un traitement fin des corrections radiatives grâce à la méthode YFS.

1.4.3 Résumé de la production Monte Carlo dans ALEPH

Le tableau 1.5 résume les quantités d'événements produites pour chaque processus physique à 189 GeV. Le totale de la production Monte Carlo d'ALEPH(pour LEP2) représente un nombre d'événements simulés supérieur à 200 millions. Cette production importante a été en grande partie réalisée au CERN, mais aussi sur les fermes de calcul de Lyon et Pise, et a demandé la réalisation d'outils d'automatisation [48].

Processus physique	Spécificité	Programme	Section efficace (pb)	Nombre d'évts. générés
Paires de W (tous les graphes quatre fermions)	Signal $\neq$ fragmentation $\neq$ sim. détecteur	KORALW/ YFSWW	17.71	1200k 3000k 1500k
Paires de W (CC03)	Signal $\neq$ CR $\neq$ BE $\neq M_W, \neq \Gamma_W$ $\neq$ TGC	KORALW/ YFSWW	16.54	500k 3650k 300k 1600k 1600k
Paires de Z		PYTHIA	2.18	200k
Zee		PYTHIA	8.01	200k
$We\nu$		PYTHIA	0.66	200k
$Z\nu\nu$		ZNNB01	0.01	50k
Difermions $q\bar{q}$	Signal $\neq$ fragmentation $\neq$ sim. détecteur $\neq$ énergies	KK2F	101.55	1200k 2000k 500k 1000k
Difermions $\mu\bar{\mu}$	Signal $\neq$ énergies	KK2F	9.22	300k 400k
Difermions $\tau\bar{\tau}$		KK2F	8.23	100k
Bhabha		BHWIDE	965.7	3000k
Processus $\gamma\gamma$ en hadrons		PYTHIA HERWIG	16749. 190.6	3000k 1000k
Processus $\gamma\gamma$ en leptons	e^+e^- $\mu^+\mu^-$ $\tau^+\tau^-$	PHOT02	175.5 173.6 93.9	600k 600k 600k

TAB. 1.5 – *Production Monte Carlo à 189 GeV. Les abréviations sont: TGC=couplages anormaux, CR=reconnection de couleur, BE=corrélations de Bose-Einstein.*

Chapitre 2

Contexte expérimental

Le premier chapitre nous a permis d'introduire les motivations concernant la mesure des couplages anormaux, mais aussi les défis théoriques qui permettent d'atteindre une précision suffisante pour la mesure. Dans ce second chapitre, l'accent est mis sur les contraintes expérimentales provenant du détecteur. Nous introduisons aussi succinctement les programmes généraux de simulation et de reconstruction d'ALEPH, dont certaines parties seront étudiées avec plus de détails dans le troisième chapitre.

Nous décrivons rapidement l'accélérateur LEP, puis les différents sous-détecteurs du détecteur ALEPH. Finalement, nous présentons les programmes standards d'ALEPH dans leur ordre d'exécution: le programme de simulation du détecteur GALEPH, le programme de reconstruction des événements JULIA, et l'algorithme de "flux d'énergie".

2.1 L'accélérateur LEP

Dans cette première section, nous commençons par décrire le collisionneur LEP (Large Electron Positron Collider), en insistant sur les deux principales quantités qui nous intéresseront par la suite: la luminosité et l'énergie.

2.1.1 Généralités

Le collisionneur LEP était¹ le plus grand accélérateur circulaire d'électrons au monde avec une circonférence d'environ 27 km.

Lors d'une première phase de 1989 à 1995, dite LEP1, l'accélérateur a fonctionné avec une énergie par faisceau d'environ 45.5 GeV, permettant l'étude

1. Bien que le collisionneur LEP et le détecteur ALEPH n'existent plus, nous parlerons au présent de ces appareils dans toute la suite du mémoire.

des caractéristiques de la résonance du Z. Puis, lors d'une seconde phase de fin 1995 à 2000, dite LEP2, le collisionneur a progressivement augmenté son énergie par faisceau, afin d'atteindre, fin 2000, une énergie dans le centre de masse de 209 GeV. L'augmentation de l'énergie par faisceau a permis de dépasser le seuil de production de paires de boson W, permettant à travers ce processus l'analyse du boson W. Cette montée en énergie ouvrait aussi le champ à la recherche de nouvelle physique, par des mesures aussi bien directes qu'indirectes.

Le collisionneur LEP est composé d'une alternance d'aimants et de cavités accélératrices. La courbure des particules est réalisée par des aimants dipolaires, alors qu'une succession d'aimants correctifs quadrupolaires et sextupolaires focalisent les faisceaux et apportent des corrections fines. L'accélération des électrons et positrons dans les sections droites, grâce à des cavités radio-fréquences, permet d'atteindre l'énergie optimale et compense les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron, particulièrement importantes à LEP2 (car proportionnelles à $E_{faisceau}^4$). La différence principale entre les deux phases LEP1 et LEP2 est l'installation de cavités radio-fréquences supraconductrices, qui ont permis d'augmenter l'accélération des faisceaux.

Avant l'injection dans LEP, les faisceaux sont accélérés jusqu'à 22 GeV et stockés par une série d'accélérateurs linéaires et circulaires. Chacun des faisceaux est scindé en quatre paquets afin de réaliser des collisions toutes les 22 μ s aux quatre points d'interactions sur lesquels sont situés les quatre détecteurs ALEPH [49], DELPHI [50], L3 [51] et OPAL [52].

La figure 2.1 représente la luminosité intégrée délivrée par LEP en fonction du nombre de jours pour chaque année. On note ainsi que la luminosité de LEP a continué à augmenter au cours du temps, et cela même pendant la montée en énergie, excepté en 2000. En effet, durant la dernière année, on a privilégié l'énergie à la luminosité pour accroître le potentiel de découverte d'une nouvelle particule. Les énergies moyennes et luminosités intégrées, enregistrées par ALEPH, seront données au paragraphe 2.2.4 (tableau 2.2).

2.1.2 La mesure de l'énergie

La connaissance précise de l'énergie du LEP est primordiale pour les analyses W, telle la mesure de la masse. Afin de mesurer l'énergie des faisceaux, LEP a été équipé d'un certain nombre de dispositifs uniquement dédiés à cette tâche. Tous les ans, une partie du temps de faisceau était aussi réservée à la calibration des méthodes de mesure de l'énergie.

A LEP1, l'énergie a pu être mesurée avec une très grande précision [53], grâce à la méthode de dépolarisation résonante. Cette méthode utilise

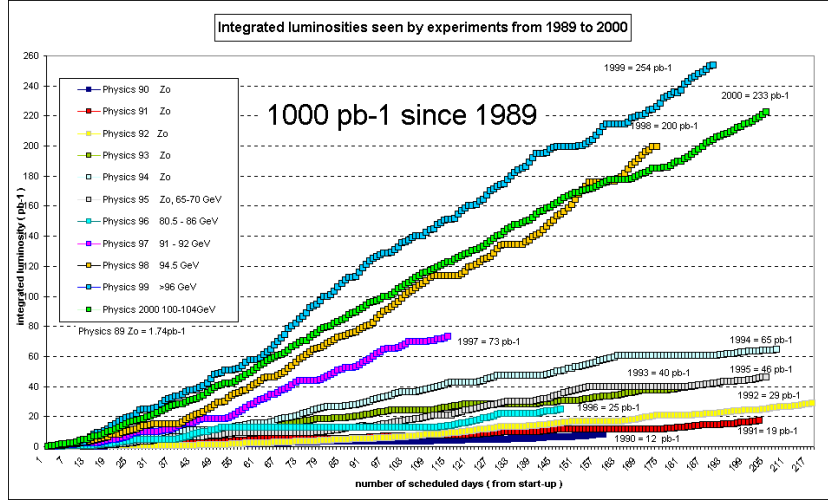


FIG. 2.1 – *Résumé de la luminosité intégrée délivrée par LEP par année.*

le fait que le spin de l'électron précède un nombre de fois ν par tour proportionnellement à son énergie

$$\nu = \frac{g_e - 2}{2} \frac{E_{\text{faisceau}}}{m_e c^2}, \quad (2.1)$$

où g_e représente le moment magnétique de l'électron. Cette méthode ne marche plus pour des énergies au-delà de 60 GeV, pour lesquelles le degré de polarisation du faisceau devient trop faible.

A LEP2, l'énergie des faisceaux est calculée grâce à la relation [54]

$$E_{\text{faisceau}} = \frac{e \cdot c}{2\pi} \oint_{LEP} B ds, \quad (2.2)$$

qui relie l'énergie au champ magnétique. La mesure du champ magnétique est réalisée avec des sondes à résonance magnétique nucléaire (RMN), disposées dans plusieurs dipôles le long de l'anneau [55]. Afin de relier à l'énergie le champ magnétique mesuré, les sondes sont calibrées dans un intervalle d'énergie de 41 à 60 GeV grâce à la méthode de dépolarisation résonante. Puis les résultats sont extrapolés jusqu'à haute énergie. Puisque les sondes RMN ne peuvent pas mesurer le champ magnétique sur l'intégralité de l'anneau, il est nécessaire de vérifier la validité de la méthode par une autre mesure du champ, plus globale. Pour cela on mesure le courant induit par le champ magnétique dans

des boucles, dites de flux, qui couvrent 98% des dipôles.

D'autre part, deux autres méthodes indépendantes permettent de contraindre la méthode d'extrapolation avec les sondes RMN.

- La première approche, exploitée depuis 1998, utilise la quantité Q_s égale au rapport de la fréquence synchrotron sur la fréquence de révolution du faisceau [54]. Si on étudie Q_s en fonction de la tension appliquée aux cavités radio-fréquences V_{RF} , on s'aperçoit que la fonction dépend assez simplement de l'énergie. Bien que ne pouvant pas fonctionner jusqu'à des énergies trop importantes (pour lesquelles la variation de V_{RF} est trop petite), une précision d'environ 25 MeV (sur l'énergie par faisceau) a pu être atteinte à 90 GeV.
- La seconde méthode s'appuie sur l'utilisation d'un spectromètre en service depuis fin 1999. Pour mesurer l'énergie du LEP, on observe très précisément la déviation du faisceau dans un champ magnétique d'intensité connue. Une estimation récente de l'incertitude sur l'énergie par faisceau avec cette méthode donne environ 20 MeV [56]. Néanmoins les résultats du spectromètre ne sont pas encore combinés avec les autres méthodes.

Au final, une incertitude d'environ 50 MeV pour l'énergie dans le centre de masse est extraite. Cette incertitude est dominée par des incertitudes systématiques communes à toutes les années, et sera donc traitée comme corrélée entre les différents échantillons.

2.2 Le détecteur ALEPH

ALEPH ou "Apparatus for LEp PHysics" est un détecteur de symétrie cylindrique mesurant environ 11m de long pour un diamètre de 12m. Il est constitué d'une partie centrale appelée tonneau, fermée aux deux extrémités par des bouchons, afin d'obtenir une hermiticité maximale. Il possède une structure en couche, typique d'un détecteur pour collisionneur, et une partie de ses différents sous-détecteurs est représentée sur la figure 2.2. Partant du point d'interaction, les particules traversent successivement une série de détecteurs internes, utilisés pour suivre les traces chargées, puis des calorimètres électromagnétique et hadronique, et enfin des chambres à muons. De plus, à bas angle, des luminomètres ferment l'acceptance.

Le système de coordonnées de référence d'ALEPH est défini comme suit: l'axe z est dirigé selon la direction du faisceau d'électron, x pointe dans une direction horizontale et est orienté vers le centre de l'anneau, et y est orthogonal aux deux axes précédents et est tourné vers le haut. On utilise aussi

souvent les coordonnées sphériques définies par

$$x = r \sin \theta \cos \phi, \quad y = r \sin \theta \sin \phi, \quad z = r \cos \theta. \quad (2.3)$$

La description des différents sous-détecteurs ci-dessous s'appuie sur les références [57, 58, 59].

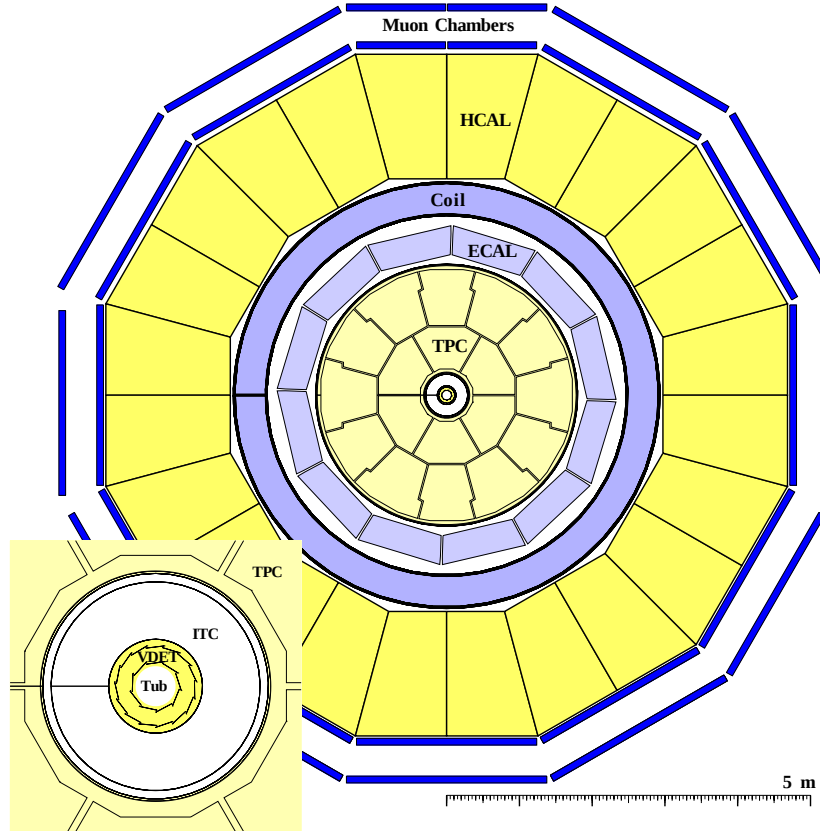


FIG. 2.2 – *Vue en coupe du détecteur ALEPH.*

2.2.1 Les détecteurs de traces chargées

Comme nous le verrons plus loin, environ 60% de l'énergie d'un jet peut être mesurée à partir des traces chargées. Il est donc particulièrement important de connaître précisément la direction et l'impulsion de ces objets. Pour cela, trois détecteurs de traces chargées sont installés autour du point d'interaction: le détecteur de micro-vertex(VDET), la chambre interne à traces(ITC), et la chambre à projection temporelle(TPC). L'ensemble de

ces sous-détecteurs est plongé dans un champ magnétique de 1.5 T, afin de pouvoir mesurer l'impulsion et la charge des particules.

Le détecteur de micro-vertex

Situé à moins de 15 cm du faisceau, le VDET est le premier détecteur traversé par les particules. Sa proximité du point d'interaction permet de détecter les vertex déplacés, de l'ordre du millimètre pour les hadrons formés de quarks b ou c. L'appareil est constitué de deux couches de détecteur à silicium double-face, situées à 6.3 et 11 cm de l'axe du faisceau. Grâce à une zone sensible de 40 cm selon l'axe z , la couche interne possède une acceptation spatiale de $|\cos\theta| \leq 0.95$, alors que la couche externe s'étend jusqu'à $|\cos\theta| \leq 0.87$. Les deux couches sont constituées respectivement de neuf et quinze plaquettes, et chaque plaquette est équipée de micro-pistes en silicium selon $r\phi$ sur l'une des faces et selon z sur l'autre face. En utilisant les événements hadroniques et muoniques au pic du Z, ainsi que des traces laissant trois impacts dans le détecteur de vertex², il est possible de mesurer une résolution spatiale en $r\phi$ de 10 μm et en z de 15 à 50 μm selon l'angle θ .

La chambre interne à traces

L'ITC est une chambre à dérive multifils de 2 m de long avec un rayon interne de 13 cm, et un rayon externe de 29 cm. Son utilité est double: donner jusqu'à huit points de mesure selon $r\phi$ et avoir un temps de réponse très rapide, permettant son utilisation pour le déclenchement de niveau 1. L'ensemble des huit couches rassemble 960 fils sensibles parallèles au faisceau. Chaque fil sensible, porté à une tension positive, est entouré de six fils de champ reliés à la masse, le tout formant une cellule. Le gaz est composé à 80 % d'argon et à 20 % de dioxyde de carbone. Les coordonnées selon $r\phi$ sont mesurées grâce à la vitesse de dérive, et la résolution selon cette direction est d'environ 150 μm . La différence de temps d'arrivée du signal en chacune des extrémités d'un fil, fournit, quant à elle, une information sur la position en z , avec une résolution de quelques centimètres. L'information selon z , de résolution modeste, n'est utilisée que pour le déclenchement.

La chambre à projection temporelle

La TPC permet de mesurer avec une grande précision l'impulsion des traces, et fournit une indication sur la nature de la particule grâce à une mesure des pertes par ionisation dans le gaz. Il s'agit d'une chambre à dérive

2. Grâce au recouvrement des plaquettes.

cylindrique de 470 cm de long, de 31 cm de rayon interne, et de 180 cm de rayon externe, remplie avec un mélange d'argon et de méthane dans les proportions 91 – 9%. La TPC est scindée en deux parties séparées en $z = 0$ par une membrane centrale portée à un potentiel de -27 kV. Afin d'éviter tout effet de distorsion des trajectoires, les champs électrique et magnétique, doivent être parfaitement uniformes et parallèles à z .

Chaque extrémité de la chambre est divisée en 2×18 secteurs composés d'une part de 3 plans de fils

- une grille,
- un plan de fils de champ reliés à la masse,
- un plan constitué d'une alternance de fils sensibles à un potentiel de 1.5 kV et de fils de champ reliés à la masse,

d'autre part d'un plan de damiers.

Sous l'effet du champ électrique créé entre la membrane centrale et les plans de fils de champ, les électrons d'ionisation dérivent vers l'une des 2 extrémités. A proximité des fils sensibles, ils créent une avalanche. Les électrons collectés par les fils sensibles induisent un signal sur les damiers par influence capacitive. La grille est activée environ $45 \mu s$ après le début de l'événement pour empêcher la dérive des ions créés lors de l'avalanche.

Les damiers, répartis sur 21 rangées concentriques peuvent fournir jusqu'à 21 points de mesure en $r\phi$ pour une trace donnée. Une résolution de $173 \mu m$ selon $r\phi$ est obtenue avec des événements leptoniques au pic du Z.

Le signal collecté par les fils sensibles est utilisé pour la mesure de perte d'énergie par ionisation dans le gaz $(dE/dx)^3$. Cette mesure est utilisée pour l'identification des particules telles que les électrons, les pions et les kaons.

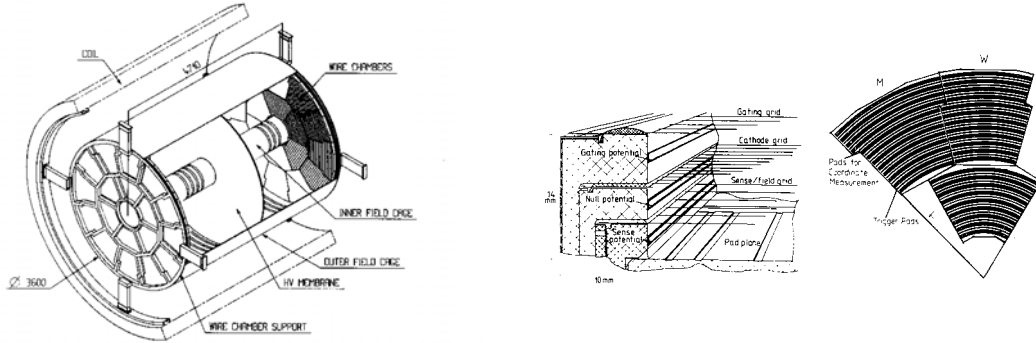


FIG. 2.3 – La chambre à projection temporelle (TPC). À gauche: vue d'ensemble. À droite: détails d'un secteur.

3. L'information des damiers est aussi utilisée pour calculer le dE/dx , mais dans une moindre mesure.

La reconstruction des traces

Une fois combinées, les informations des différents détecteurs de traces fournissent la trajectoire de la particule à partir de laquelle l'impulsion peut être déduite. À LEP2, la procédure de reconstruction des traces part de l'ensemble VDET-ITC, puis est extrapolée vers la TPC. La résolution sur l'impulsion suivant le nombre de sous-détecteurs utilisés est résumée sur le tableau 2.1.

Détecteur	Impulsion transverse $\sigma(1/p_T)(GeV/c)^{-1}$
TPC	1.2×10^{-3}
+ITC	0.8×10^{-3}
+VDET	0.6×10^{-3}

TAB. 2.1 – Résolution sur l'impulsion transverse p_T d'une trace. On observe ainsi les améliorations successives apportées par les différents détecteurs de traces. Les traces considérées ont au moins deux impacts dans le détecteur de vertex. Ce tableau est tiré de la référence [59].

2.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres électromagnétique et hadronique, grâce à leur forte densité de matériel, arrêtent la majorité des particules neutres ou chargées et mesurent leur énergie. De plus, ils jouent un rôle complémentaire à celui des détecteurs de traces pour déterminer la direction globale d'un jet. Nous introduisons ci-dessous les deux principaux calorimètres utilisés pour la mesure de l'énergie. Les calorimètres utilisés pour la mesure de la luminosité, seront, quant à eux, décrits plus loin.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) d'ALEPH est un calorimètre à échantillonnage gazeux de haute granularité. Situé entre la TPC et l'aimant, il est composé de douze modules dans le tonneau, et de douze pétales par bouchon, comme représenté sur la figure 2.4. Chaque module du tonneau mesure 4.77 m de long et est situé entre 1.84 m et 2.25 m de l'axe du faisceau. Les pétales ont une épaisseur de 56 cm, un rayon interne de 0.54 m, et un rayon externe de 1.88 m. Un module ou un pétale couvre un angle azimutal de 30° ,

les pétales étant tournés d'un angle de 15° par rapport aux modules du calorimètre électromagnétique, pour éviter le recouvrement des zones mortes⁴. L'ensemble du calorimètre couvre une zone angulaire de $|\cos\theta| \leq 0.97$.

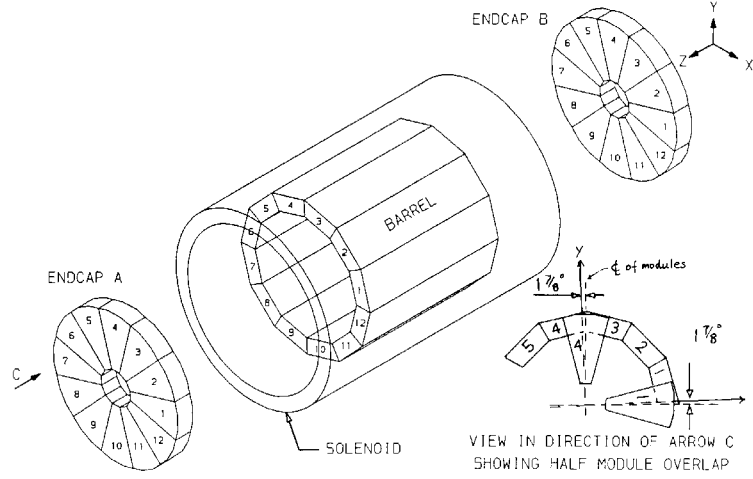


FIG. 2.4 – Vue générale du calorimètre électromagnétique.

Chaque module est un empilement de 45 couches. Une couche est la succession d'un absorbeur en plomb, d'une feuille d'aluminium servant de support aux extrusions, d'un milieu gazeux avec des fils d'anode, d'une feuille de mylar, et enfin d'un plan de cathode organisé en damiers (voir figure 2.5). Afin de réduire le nombre de canaux de lecture, les damiers sont regroupés, selon la profondeur, en tours projectives de 10, 23, et 12 couches et pointant vers le point d'interaction. Les trois compartiments ("stack") ainsi formés sont respectivement équivalents à 4, 9, et 9 longueurs de radiation. Dans le troisième compartiment, l'épaisseur de plomb passe de 2 mm à 4 mm, ce qui explique l'augmentation du nombre de longueurs de radiation. Les tours projectives sont vues selon le point d'interaction comme des sections d'environ $30 \times 30 \text{ mm}^2$, ce qui représente une segmentation en θ et en ϕ d'environ 0.9° . La résolution en énergie du calorimètre est de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.009. \quad (2.4)$$

4. Pour éviter le recouvrement des zones mortes des calorimètres électromagnétique et hadronique, l'un des calorimètres est tourné de 1.875° par rapport à l'autre. Cet angle est égal à exactement deux tours du calorimètre électromagnétique.

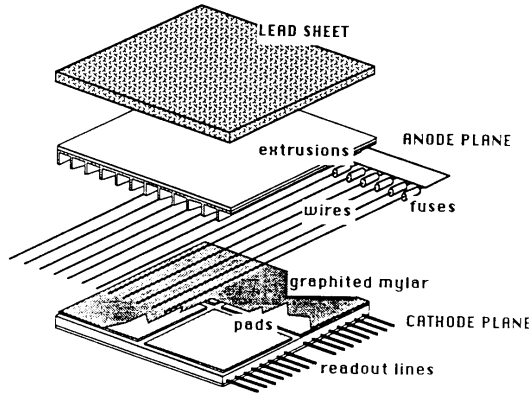


FIG. 2.5 – Schéma d'une couche d'un module.

La mesure du signal des damiers donne une mesure directe de l'énergie déposée par une particule dans une tour. Une fois les tours regroupées en amas, la répartition de l'énergie entre les tours et par compartiment permet l'identification des électrons. Deux estimateurs sont ainsi définis: R_T et R_L .

R_T est lié à la forme transverse de la gerbe par la relation

$$R_T = \frac{E_4/p - \langle E_4/p \rangle}{\sigma_{E_4/p}}, \quad (2.5)$$

où E_4 est l'énergie déposée dans les quatre tours les plus proches de la trace dans chacun des trois compartiments, p est l'impulsion de la trace chargée, $\langle E_4/p \rangle$ et $\sigma_{E_4/p}$ sont les valeurs moyenne et écart-type attendus pour un électron.

R_L , lié au maximum de développement de la gerbe, permet l'étude de la forme longitudinale de la gerbe.

Après combinaison avec la mesure du dE/dx dans la TPC, les trois estimateurs permettent de sélectionner les électrons dans les jets avec une efficacité d'environ 78 %.

Le profil longitudinal des gerbes électromagnétiques peut aussi être étudié grâce à l'information délivrée par les fils travaillant en mode proportionnel. Cependant, les données des fils ne peuvent être utilisées que pour des particules isolées (électrons de Bhabhas). La redondance des damiers et fils fournit

un moyen efficace de vérifier le bon comportement du calorimètre. Signalons enfin la présence d'un effet de non linéarité de la réponse du détecteur avec l'énergie, du à un effet de saturation dans les tubes proportionnels. Cet effet, mesuré lors des tests en faisceau, suit la fonction

$$\frac{E_m}{E} = 1 - \alpha E, \quad (2.6)$$

avec E_m l'énergie mesurée et E l'énergie de l'électron incident. Le paramètre α , indépendant de l'angle d'incidence de la particule, vaut

$$\alpha = (7.8 \pm 0.6) \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}. \quad (2.7)$$

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique(HCAL) est un calorimètre à échantillonnage, de principe similaire au calorimètre électromagnétique. Il se différencie de ce dernier par des absorbeurs en fer au lieu du plomb, et par des fils fonctionnant en mode saturé(tubes "streamer"). Le détecteur est composé de 24 modules dans le tonneau, et de 6 modules dans chaque bouchon. La couverture angulaire du calorimètre hadronique est très large, puisqu'il descend jusqu'à un angle de $\theta = 6^\circ$ (soit $|\cos\theta| \leq 0.994$). Chaque module représente une succession de 23 couches, correspondant à environ 7.2 longueurs d'interaction à 90° . Comme pour le calorimètre électromagnétique, la mesure de l'énergie se fait à l'aide de damiers regroupés en tours projectives. Une tour couvre typiquement une région angulaire de $3.7^\circ \times 3.7^\circ$, correspondant à environ 4×4 tours du calorimètre électromagnétique. Lors du passage d'une particule, deux types d'information sont fournies, l'une analogique (signal des damiers), l'autre digitale (déclenchement des tubes "streamer"). L'identification des muons peut utiliser ces deux types d'information.

La résolution en énergie du calorimètre pour des pions à incidence normale est de

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E/\text{GeV}}}. \quad (2.8)$$

2.2.3 Les chambres à muons

Les muons interagissent très peu avec la matière, conséquence de leur nature leptonique et de leur masse importante. Pour des impulsions supérieures à 3 GeV/c, ils traversent en général tout le détecteur, déposant seulement sur leur passage une faible quantité d'énergie. Pour cette raison deux plans de tubes similaires à ceux du calorimètre hadronique sont ajoutés à l'extérieur du détecteur. Contrairement aux tubes du calorimètre hadronique, la

lecture du signal se fait uniquement de manière digitale (passage ou non de la particule). Sur chaque plan les bandes de lecture sont alternativement selon x et y afin de connaître la position précise du muon.

2.2.4 Les luminomètres

Comme nous verrons au chapitre 6, pour mesurer les couplages à trois bosons chargés grâce à la section efficace, il faut connaître très précisément l'accord entre les nombres d'événements enregistrés et attendus. La relation qui nous permet de décider s'il y a couplage anormal ou pas est

$$\chi^2 = \frac{(N_{\text{données}} - \epsilon_{MC} \sigma_{MC} \mathcal{L})^2}{N_{\text{données}}}, \quad (2.9)$$

avec $N_{\text{données}}$ le nombre d'événements sélectionnés, ϵ_{MC} l'efficacité de sélection d'un événement, σ_{MC} la section efficace attendue, et $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée⁵. Pour que le χ^2 de la relation 2.9 soit efficace, nous devons contrôler à la fois σ_{MC} et $\mathcal{L}$ avec une précision meilleure que l'incertitude statistique. Le rôle principal des détecteurs à bas angle pour la mesure des couplages est de fournir une valeur précise de la luminosité intégrée. Afin de réaliser cette mesure, les luminomètres exploitent le fait que le processus Bhabha à bas angle, très bien connu théoriquement, a une section efficace importante. Dans ALEPH deux types de calorimètres sont installés à bas angle:

- Les SICAL (Silicon Calorimeter) sont des calorimètres à échantillonnage cylindriques situés de part et d'autre du point d'impact. Chaque calorimètre contient une succession de 12 couches dont le milieu absorbeur est composé de tungstène, alors que le milieu sensible utilise du silicium. Le SICAL couvre une région angulaire de 24 à 58 mrad, bien qu'à LEP2 la limite inférieure de détection est de 32 mrad à cause du masque anti-radiation.
- Le LCAL (Luminosity Calorimeter) est de conception similaire au calorimètre électromagnétique. Il est composé de deux modules semi-circulaires, positionnés entre environ $\theta = 55$ mrad et $\theta = 170$ mrad.

Il faut noter que ces deux calorimètres, en plus de mesurer la luminosité, augmentent la couverture à bas angle du détecteur.

Les luminosités intégrées mesurées par année et par énergie grâce aux LCAL et SICAL sont résumées dans le tableau 2.2. Seules les données au delà de 1997 sont mentionnées dans le tableau. En effet, la sensibilité des couplages

5. Dans la formule 2.9, nous avons négligé les bruits de fonds. Il serait plus exact de remplacer $\epsilon_{MC} \sigma_{MC}$ par $\sum_i \epsilon_i \sigma_i$ où i représente un processus physique donné.

anormaux $WW\gamma$ et WWZ s'améliorant fortement avec l'énergie⁶, les données en dessous de 183 GeV sont peu utiles. Nous remarquons aussi dans la table 2.2 que chaque année est réalisée une courte période de faisceau à une énergie proche du pic du Z. Ces échantillons, d'abord utiles pour la calibration du détecteur, permettront aussi l'étude des systématiques liées au détecteur, celles-ci étant plus simples à comprendre au pic du Z qu'à haute énergie.

Les incertitudes sur la luminosité sont de l'ordre de 0.5 % [60], peu élevées elles sont dominées par les incertitudes systématiques. Les principales incertitudes systématiques expérimentales sont liées au positionnement des détecteurs, du faisceau et à la définition de la zone sensible. Leur contribution totale est de 0.34 % [60, 61]. L'incertitude systématique théorique obtenue à partir du générateur d'événements Bhabha à bas angle BHLUMI [62] est d'environ 0.12 %.

Année	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}$ enregistrée par ALEPH (pb^{-1})	$\mathcal{L}$ utilisée pour les analyses WW (pb^{-1})	Incertitude relative (%)
1997	91	2.283	1.155	0.55
	183	59.181	56.826	
1998	91	3.145	3.035	0.44
	189	179.234	174.350	
1999	91	3.910	3.460	0.50
	192	29.050	28.931	
	196	82.618	79.857	
	200	88.189	86.277	
	202	42.141	41.893	
2000	91	4.192	3.797	0.47
	205	81.752	81.409	
	207	136.899	133.212	

TAB. 2.2 – Luminosité intégrée $\mathcal{L}$ par année et par énergie moyenne dans le centre de masse $\sqrt{s}$. L'année 2000 a été divisée, par choix, en deux lots, car la distribution en énergie était plus large que les autres années.

6. Voir le tableau 1.3 et le texte au dessous.

2.3 Simulation et reconstruction des particules

Nous présentons ci-dessous les principaux programmes et algorithmes nécessaires pour créer les “objets” utilisés dans les analyses W. Les processus physiques sont d’abord simulés à travers le détecteur. Puis, le programme de reconstruction d’ALEPH permet, entre autre, de former des objets simples dans chacun des sous-détecteurs. Enfin, l’algorithme de “flux d’énergie” recoupe et combine les principales informations des différents sous-détecteurs afin de mesurer le flux d’énergie des particules.

2.3.1 La simulation du détecteur

Comme nous avons vu dans les sections 1.3.6 et 1.4 du chapitre 1, tous les processus physiques simulés sont produits par des générateurs Monte Carlo, permettant d’obtenir des particules finales dans tout l’espace de phase. Afin de pouvoir utiliser facilement cette information, un format standard d’écriture des données, nommé KINGAL [63], a été installé pour tous les générateurs. Le programme de simulation du détecteur GALEPH [64] lit les fichiers KINGAL, suit les particules dans le détecteur et simule la réponse du détecteur.

La programmation de la simulation d’un détecteur est une tâche très complexe, car il est important de concilier des contraintes souvent opposées. D’une part, il est nécessaire de bien reproduire l’énorme complexité du détecteur décrit dans la section précédente. D’autre part, la simulation doit être suffisamment courte, afin que la production de millions d’évènements Monte Carlo soit envisageable. Au final, on aboutit souvent à des choix entre complexité et rapidité. Néanmoins, il est important de se rappeler que ces choix sont envisagés pour un certain type d’analyse, ce qui ne signifie pas qu’ils sont valables dans tous les cas de figure⁷.

GALEPH s’appuie sur le programme GEANT [65] pour la création de la géométrie du détecteur. Le suivi des particules et leurs interactions avec le détecteur sont aussi réalisés par GEANT, à l’exception des électrons dans les calorimètres dont le développement de la gerbe est modélisé à partir des données de tests en faisceau. La simulation des interactions hadroniques se fait avec le programme GHEISHA, fourni dans GEANT.

Par contre, les étapes de collection de l’énergie (“hits”), numérisation (“digits”), et simulation du bruit sont différentes pour chaque sous-détecteur et ajustées en fonction des tests effectués. Enfin, la simulation des dépôts d’énergie dans la TPC est réalisée par un autre programme TPCSIM.

7. Un autre problème est lié à l’évolution rapide des capacités de calcul, lorsque les programmes sont amenés à être utilisés pendant de longues périodes.

Une fois la simulation terminée, l'ensemble des données est stocké dans un format similaire à celui des données réelles. Néanmoins, les informations sur la nature des particules initiales sont conservées afin de pouvoir optimiser ultérieurement les algorithmes de sélection et reconstruction.

2.3.2 La reconstruction des évènements

La reconstruction des évènements est réalisée par le programme JULIA(Job to Understand Lep events In Aleph) [66]. Présentons donc quelques points importants de la reconstruction.

JULIA reconstruit les traces chargées à partir des informations des détecteurs à traces, comme indiqué dans le paragraphe 2.2.1. De plus, les signaux des fils et des damiers de la TPC sont associés aux traces lorsque c'est possible, afin de déterminer la perte moyenne par ionisation dE/dx . Une recherche des vertex secondaires, pouvant provenir de la désintégration de hadrons(K_s^0 par exemple) ou de la conversion de photons, est aussi réalisée. Les traces des vertex secondaires ainsi reconstruites sont appelées V^0 .

Les objets calorimétriques sont reconstruits en regroupant en amas des tours dont l'énergie est suffisamment importante(un seuil de 30 MeV est utilisé pour le calorimètre électromagnétique). L'énergie des amas peut être corrigée d'un certain nombre d'effets géométriques ou physiques. Les positions en θ et en ϕ sont calculées à partir des barycentres en énergie des amas, et sont corrigées des effets de granularité du détecteur("S-shape" représentée sur la figure 2.6). On cherche finalement les éventuelles relations entre les amas électromagnétiques, hadroniques, et les traces chargées.

L'identification des muons se fait à l'aide des informations digitales du calorimètre hadronique et des chambres à muon. L'identification des électrons utilise le dE/dx de la TPC et les deux estimateurs R_T et R_L définis au paragraphe 2.2.2.

L'identification et la reconstruction des photons sont réalisées par l'algorithme GAMPEX [67]. Pour chaque amas électromagnétique défini plus haut, une recherche des maxima locaux est réalisée. Si aucune trace chargée est située à moins de 2 cm d'un maximum, un photon est défini et son énergie est calculée à partir des quatre tours situées autour du maximum. Grâce à cet algorithme, on peut créer plusieurs candidats photons pour un même amas du calorimètre électromagnétique.

2.3.3 L'algorithme de "flux d'énergie"

Le but de l'algorithme de "flux d'énergie" est de mesurer les caractéristiques des particules produites dans l'évènement(hadrons chargés ou neutres,

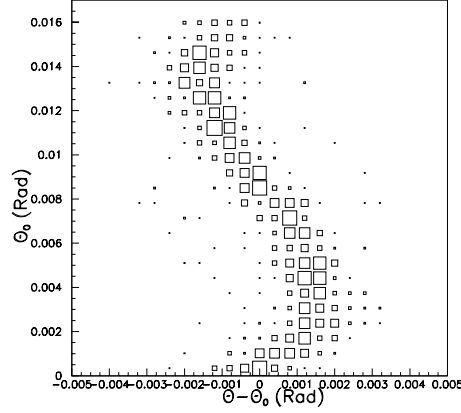


FIG. 2.6 – *Barycentre θ d'un amas électromagnétique en fonction du point d'impact de la trace θ_0 .*

photons, leptons) sans double comptage et en utilisant l'information de l'ensemble des sous-détecteurs et les estimateurs construits dans le programme de reconstruction. Pour cela, il est nécessaire de regrouper et classer tous les objets créés par JULIA. D'autre part, l'algorithme effectue un premier “nettoyage” des traces et des amas calorimétriques.

La procédure de “nettoyage” consiste principalement à :

- Verrouiller toutes les traces chargées dont le nombre de points de mesure dans la TPC est inférieur à 4, ou dont la distance d'approche minimale au vertex est selon $z > 10$ cm ou selon $r > 2$ cm. De plus, si l'impulsion de la trace est supérieure à 15 GeV/c, on demande, au moins, 8 impacts dans la TPC et un impact dans l'ITC. Ce premier “nettoyage” est utilisé pour garder seulement les traces de bonne qualité.
- Il est possible de récupérer une partie des traces chargées verrouillées précédemment si elles proviennent d'un vertex secondaire situé à moins de 15 cm du vertex principal selon z et à moins de 5 cm selon r .
- Un “nettoyage” des objets calorimétriques est effectué en vérifiant, entre autre, la cohérence des informations provenant des fils et des damiers.

Une fois le nettoyage terminé, les objets restant sont classés en plusieurs grands types :

- Les électrons et muons identifiés à l'aide des estimateurs calculés dans JULIA sont classés type 1 et 2 respectivement. De plus, les objets calorimétriques associés sont verrouillés.

- Les traces V^0 issues de vertex secondaires sont identifiées (type 3).
- Les autres “bonnes” traces chargées sont nommées type 0 et sont traitées comme des pions chargés.
- Les type 4 sont constitués des photons identifiés par l’algorithme GAMPEX. Un objet “flux d’énergie” type 4 peut être aussi un photon de Bremsstrahlung. En effet, lorsqu’un électron a été identifié, l’énergie calculée à partir de la trace “électron” est comparée à l’énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique. Si la différence est supérieure à 3 sigmas, alors un photon de Bremsstrahlung est identifié.
- A cette étape de l’algorithme, en dehors des amas calorimétriques dans les luminomètres, les objets calorimétriques restant proviennent, à priori, de hadrons neutres ou chargés. Pour chaque objet calorimétrique, on ajoute alors les énergies du ECAL et du HCAL $(E_{ECAL} + E_{HCAL})^8$, après soustraction de l’énergie (E_{Traces}) des éventuelles traces chargées associées aux amas. Si la différence $(E_{ECAL} + E_{HCAL}) - E_{Traces}$ est supérieure à un seuil de 500 MeV et à la résolution attendue sur l’énergie calorimétrique, alors l’objet est identifié comme un résidu calorimétrique. Les résidus calorimétriques sont classés en trois catégories.
 - Les objets avec uniquement un amas dans le HCAL sont appelés résidus hadroniques(type 5).
 - Les objets avec uniquement un amas dans le ECAL sont appelés résidus électromagnétiques(type 6).
 - Enfin, les objets étalés sur les deux calorimètres sont des résidus mixtes(type 9).
- Les types 7 et 8 sont les amas calorimétriques provenant des luminomètres LCAL et SICAL.

Le tableau 2.3 résume les types d’objets “flux d’énergie” définis ci-dessus. Pour conclure, la résolution en énergie d’ALEPH, après utilisation des objets “flux d’énergie”, est [59]

$$\sigma(E) = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E/\text{GeV}} + (0.6 \pm 0.3)\text{GeV}. \quad (2.10)$$

8. La réponse du calorimètre est différente pour des électrons et des pions. Pour tenir compte de cet effet, l’énergie du calorimètre électromagnétique est corrigée d’un facteur qui dépend du compartiment en profondeur.

	Numéro	0	1	2	3	
	Type de particule	Traces chargées	Electrons	Muons	V^0	
Numéro	4	5	6	7	8	9
Type de particule	Photons	Résidus HCAL	Résidus ECAL	LCAL	SICAL	Résidus mixtes

TAB. 2.3 – *Définition des types d’objets “flux d’énergie”. Les traces chargées sont séparées des objets neutres.*

Chapitre 3

Etude de la simulation du détecteur ALEPH

L'étude et l'extraction des principales caractéristiques du boson W à LEP2 utilisent de manière intensive la simulation des événements. A l'instar des paramètres du boson Z à LEP1, la masse du W , ou les couplages, sont extraits par un ajustement des données Monte Carlo sur les données réelles principalement grâce à la cinématique des événements. Par conséquent, tout désaccord entre les données réelles et les données simulées devient une source d'erreur systématique. Une compréhension poussée des performances de la simulation et des biais pouvant être introduits, est donc cruciale pour réaliser une mesure robuste.

Dans ce chapitre, nous allons rechercher et étudier les principaux défauts de la simulation, pertinents pour les analyses W . Nous examinerons d'abord en détail, la simulation du calorimètre électromagnétique d'ALEPH, et les problèmes rencontrés. Nous verrons comment il est possible de contourner les défauts de la simulation par un "nettoyage" systématique des objets defectueux¹. Les événements au pic du Z sont utilisés tout au long du chapitre pour comprendre et étudier les problèmes et les différentes améliorations. Ces améliorations seront aussi testées à haute énergie au prochain chapitre grâce aux événements de retour radiatif au Z . Commençons par introduire les mesures et méthodes qui sont à l'origine de ce travail.

1. Nous préférons contourner les problèmes plus que les résoudre, car les données Monte Carlo finales étaient déjà produites lorsque l'étude a débuté. Il semblait invisable de tout produire à nouveau une fois les problèmes résolus.

3.1 Motivations

Les analyses W se distinguent d'autres analyses LEP, par leur dépendance importante vis à vis de la simulation². Par exemple, la mesure de la masse du boson W, excepté aux énergies proches du seuil de production de paires de W^3 , est réalisée par une méthode de reconstruction directe des produits de désintégration des deux bosons W. La sensibilité envers le Monte Carlo est accrue par l'utilisation d'ajustements contraints, importants pour améliorer la résolution. En conséquence, l'analyse de la masse du boson W est très sensible aux masses des jets, donc à la multiplicité non seulement des traces chargées, mais aussi des fragments dans les calorimètres.

Le problème de simulation du calorimètre électromagnétique a été mis en évidence par l'étude de la stabilité de la masse du boson W pour différentes modélisations des jets [68, 69]. Les différents algorithmes de reconstruction des jets étaient initialement proposés afin de diminuer l'importance de l'incertitude sur la reconnection de couleur dans le canal hadronique. Leur but était de retirer les objets les plus sensibles aux effets de reconnection de couleur. Afin de vérifier la stabilité de la méthode, les mêmes algorithmes étaient appliqués dans les canaux semileptoniques moins sensibles aux effets de reconnection de couleur. Les résultats obtenus pour différentes analyses des événements, dites en " p_{cut} ", sont représentés sur la figure 3.1. Une analyse en p_{cut} consiste à retirer progressivement dans les jets les objets de faible impulsion (inférieure à p_{cut}). D'autres types de reconstruction des jets sont possibles, comme l'analyse en "cône". Dans le cas d'une analyse en "cône", on enlève au fur et à mesure les objets loin des jets (au delà du rayon angulaire R). Cependant, quel que soit le type de reconstruction, une instabilité vis à vis de l'analyse standard (analyse avec tous les objets "flux d'énergie") d'environ 100 MeV/ c^2 est observée, soit un biais d'approximativement deux fois l'incertitude totale sur la masse jusqu'alors.

De nombreuses informations peuvent être extraites de la figure 3.1:

1. l'effet ne semble pas être seulement du à l'observation de reconnection de couleur dans le canal hadronique(d), puisque le même comportement est observé dans les canaux semileptoniques(e).
2. la mesure de la masse devient plus stable pour une coupure en $p_{cut} > 1$ GeV/ c et elle est en accord avec une analyse où tous les résidus électromagnétiques ont été retirés (lignes fines sur la figure 3.1).

2. La forte dépendance des analyses W envers le Monte Carlo, contrairement aux autres mesures de LEP1 et LEP2, explique, entre autre, pourquoi les problèmes énumérés dans ce chapitre ne se sont pas traduits par des effets dans les autres analyses.

3. Au seuil, on peut mesurer la masse du boson W grâce à la section efficace.

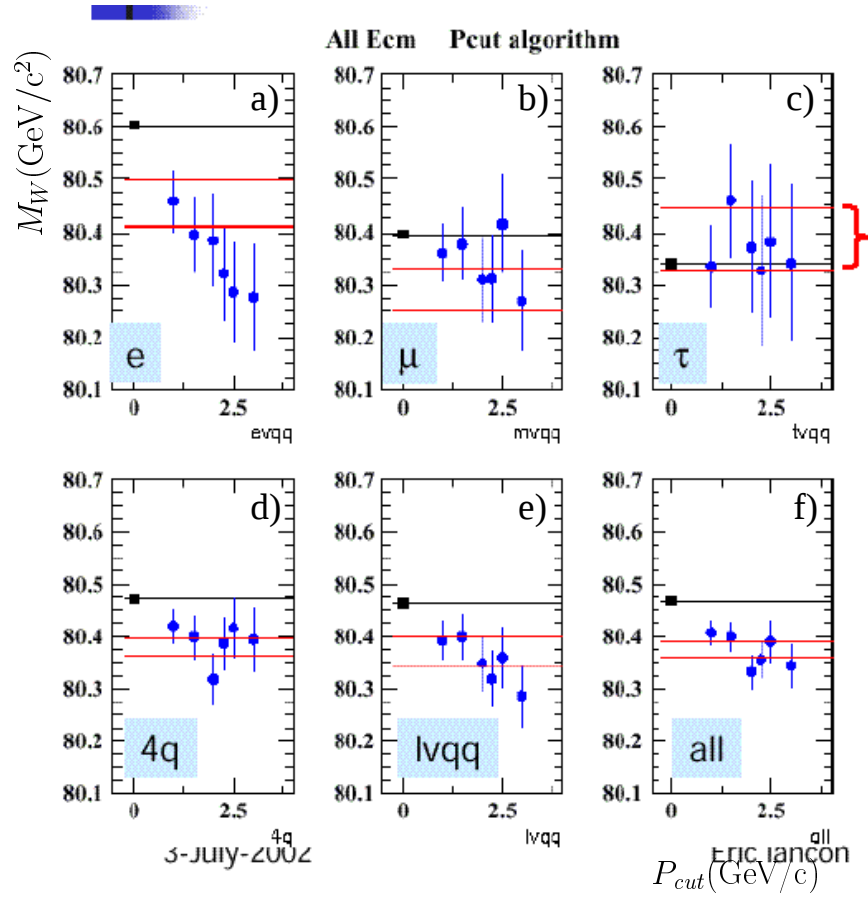


FIG. 3.1 – Courbe de stabilité de la masse du W sous différentes analyses en p_{cut} . Une analyse en p_{cut} signifie que l'on reconstruit les jets avec seulement les particules d'impulsion supérieure à p_{cut} . L'analyse standard est représentée par le point le plus à gauche et une ligne horizontale épaisse. Les deux lignes fines ajoutées sur chaque figure correspondent aux intervalles de confiance de 68% obtenus à partir d'une analyse sans résidus électromagnétiques. Ces résultats ont été montrés durant la semaine ALEPH de juillet 2002 par E. Lançon.

3. le canal semileptonique en électron(a) semble être plus instable que les autres canaux.

On peut déduire de cette dernière observation que la reconstruction des jets n'est pas la seule responsable de l'instabilité, puisque dans les canaux semileptoniques, selon le type de lepton, la stabilité est plus ou moins grande. À l'inverse, les mesures dans le canal hadronique montrent que l'effet n'est

pas simplement lié à la présence du lepton. D'autre part, l'observation 2 indique que des objets électromagnétiques contribuent à l'effet. Ceci semble être confirmé par le fait que l'on observe un déficit important de résidus électromagnétiques dans les jets pour des données simulées comme le montre la figure 3.2.

Etant donné la complexité des événements W et leur faible statistique, nous

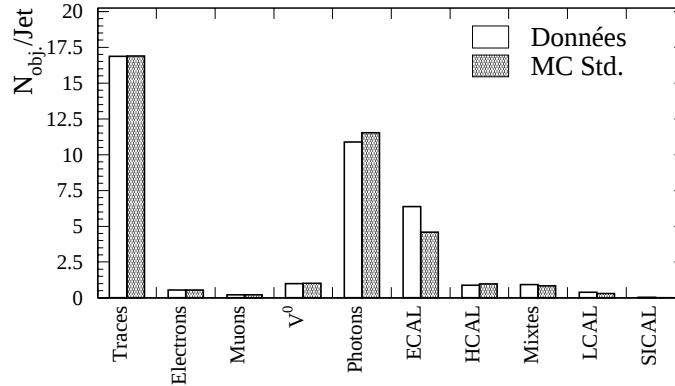


FIG. 3.2 – Nombre moyen d'objet "flux d'énergie" par type dans un jet pour des événements hadroniques au pic du Z. Les différentes abréviations sont: Traces=traces chargées(type 0), ECAL=résidus électromagnétiques(type 6), HCAL=résidus hadroniques(type 5), Mixtes=résidus mixtes(type 9). Les nombres exacts sont donnés dans la table 3.2.

allons chercher les causes du déficit sur d'autres types d'événements. Les possibles effets dus à la présence de l'électron seront étudiés avec les Bhabhas(au pic du Z ou à haute énergie) et les dimuons, afin de comparer les deux environnements(comportement différent dans le calorimètre électromagnétique). Les jets sont étudiés dans ce chapitre avec les événements hadroniques au pic du Z.

3.2 Simulation du calorimètre électromagnétique d'ALEPH

Dans le chapitre 2, nous avons présenté rapidement le calorimètre électromagnétique, ainsi que la reconstruction des amas. Nous allons maintenant étudier plus en détail des caractéristiques importantes du calorimètre, à tra-

vers sa simulation. Nous suivrons tout au long de cette section une approche chronologique des problèmes et des solutions trouvées pour les résoudre. Pour cela, nous commençons par analyser les événements Bhabhas et dimuons, afin de comprendre si l'instabilité observée sur la masse du W dans le canal $e\nu qq$ est liée à la présence de l'électron.

3.2.1 Etude des événements Bhabhas et dimuons

Le principal but de la sélection des Bhabhas et des dimuons est d'obtenir des électrons et des muons avec une très grande pureté. D'autre part, la sélection ne doit pas utiliser les estimateurs R_T et R_L définis en 2.2.2, car nous voulons étudier la forme des gerbes électromagnétiques.

Sélection des événements Bhabhas

La sélection des Bhabhas au pic du Z est réalisée à partir de coupures proches de celles décrites dans l'article [70]:

- Une présélection globale est d'abord appliquée. Il doit y avoir entre 2 et 8 "bonnes" traces chargées dans l'événement (cette présélection se nomme Classe 15). Une "bonne" trace satisfait les conditions: au moins quatre impacts dans la TPC, une impulsion supérieure à 1 GeV/c, une distance d'approche minimale de l'axe z : $d_0 < 2$ cm, et cette distance d_0 correspond à une position en $|z| < 10$ cm. Les candidats électrons satisfont aussi $|\cos\theta| < 0.95$. Lorsque exactement deux traces sont sélectionnées, elles doivent être de charges opposées. Par la suite les deux traces de plus grande impulsion sont considérées comme les deux candidats leptons.
- Une coupure angulaire $|\cos\theta^*| < 0.9$ est appliquée avec

$$\cos\theta^* = \frac{\cos\frac{1}{2}(\theta_{l^-} + \pi - \theta_{l^+})}{\cos\frac{1}{2}(\theta_{l^-} + \pi + \theta_{l^+})}. \quad (3.1)$$

- Une coupure sur la somme des impulsions $\sum_{i=1}^2 P_i > 0.2 \times \sqrt{s}$ permet de réduire le fond $\gamma\gamma$.
- Une coupure sur la somme des énergies dans le calorimètre électromagnétique $\sum_{i=1}^2 E_i^{ECAL} > 0.45 \times \sqrt{s}$ supprime fortement les fonds $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$.
- Enfin une coupure, légèrement redondante avec la coupure précédente, sur la somme des impulsions et des énergies dans les calorimètres élec-

tromagnétique et hadronique impose

$$\sum_{i=1}^2 (P_i + E_i^{ECAL} + E_i^{HCAL}) > 1.4 \times \sqrt{s}.$$

Les effets de chaque coupure peuvent être observés sur la figure 3.3. La sélection des Bhabhas à haute énergie est quasiment identique.

Sélection des évènements dimuons

La sélection des dimuons s'appuie sur les évènements de type Classe 15, définis pour les bhabhas, ayant au moins deux candidats muons de charge électrique opposée.

L'identification d'un muon utilise deux méthodes [71], dites "analogique" et "digitale" en rapport avec le type d'information utilisé pour le calorimètre hadronique.

- La méthode digitale vérifie si plus de 10 plans du HCAL ont été traversés, si au moins 50% des plans actifs traversés par la trace sont déclenchés, et si 30% des plans actifs déclenchés appartiennent aux 10 derniers plans du HCAL. Une trace est aussi acceptée si au moins un plan des chambres à muons est touché.
- La méthode analogique s'appuie sur le fait que le muon perd à priori peu d'énergie dans la matière. On demande donc que la somme des énergies électromagnétique et hadronique soit inférieure à 60% de l'impulsion, que la somme de l'énergie électromagnétique et de l'impulsion soit inférieure à 60% de l'énergie du LEP, et qu'au moins un des dix derniers plans du HCAL soit touché.

Après identification des deux muons, une simple coupure sur la masse invariante ($> 60 \text{ GeV}/c^2$) suffit à retirer le bruit de fond $\tau\tau$ au pic du Z, comme représenté sur la figure 3.4.

Etude des amas électromagnétiques

Nous pouvons maintenant étudier l'environnement de l'électron. Nous commençons par représenter la répartition angulaire des amas électromagnétiques autour de l'électron. Nous réalisons aussi la même étude pour les muons. Les distributions obtenues, représentées sur la figure 3.5, montrent un clair excès d'objets dans les données réelles par rapport aux données simulées à environ 4° autour de l'électron. De plus, leur absence autour des muons indique que le problème est lié à la présence d'un électron énergétique.

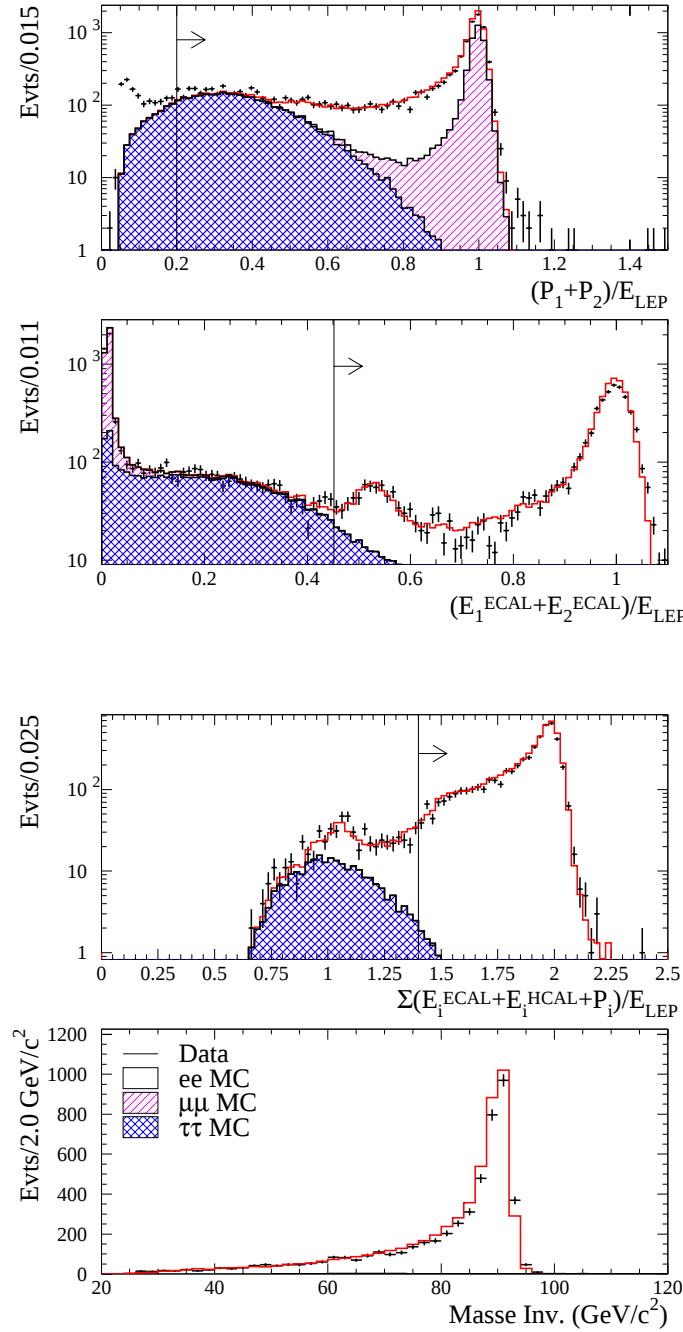


FIG. 3.3 – Sélection de Bhabhas au pic du Z en 1998. E_{LEP} représente l'énergie dans le centre de masse. Sur la première figure, le bruit de fond $\gamma\gamma$ visible à gauche dans les données réelles n'est pas simulé. La dernière figure, en bas, représente la distribution de la masse invariante des deux électrons après toutes les coupures (l'élargissement plus important de la distribution dans les données réelles est lié à la correction de saturation).

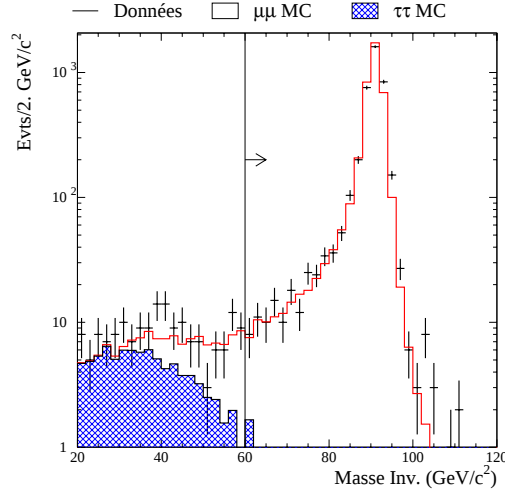


FIG. 3.4 – *Distribution de la masse invariante des deux candidats muons pour les données au pic du Z de 1998.*

L'excès dans les données réelles est très uniforme en θ et en ϕ et ne peut donc pas être imputé à une région du détecteur. Enfin, on peut vérifier que l'excès est constant dans le temps car il ne dépend pas du numéro de RUN lors de l'enregistrement des données.

L'excédant d'amas électromagnétiques se retrouve partiellement dans les résidus électromagnétiques de l'algorithme de "flux d'énergie", comme le montre la figure 3.6.

La coupure "compartiment unique"

Grâce aux figures 3.5 et 3.6, nous savons que les amas électromagnétiques en excès ont une faible énergie et sont répartis de manière uniforme. Nous pouvons aussi nous demander comment est répartie l'énergie de chaque amas en profondeur. Pour cela, nous représentons sur la figure 3.7 la fraction d'énergie d'un amas dans chacun des trois compartiments en profondeur (cf paragraphe 2.2.2) du calorimètre électromagnétique. Nous déduisons de cette figure que la quasi-totalité des amas électromagnétiques en excès autour de l'électron ont toute leur énergie dans un seul compartiment en profondeur du calorimètre. Par conséquent, si nous voulons réduire cet excès de manière efficace, nous couperons tous les amas dont l'énergie est entièrement contenue dans un seul compartiment. En pratique, nous appliquons la coupure sur les amas électromagnétiques, puis nous propageons l'information aux photons en

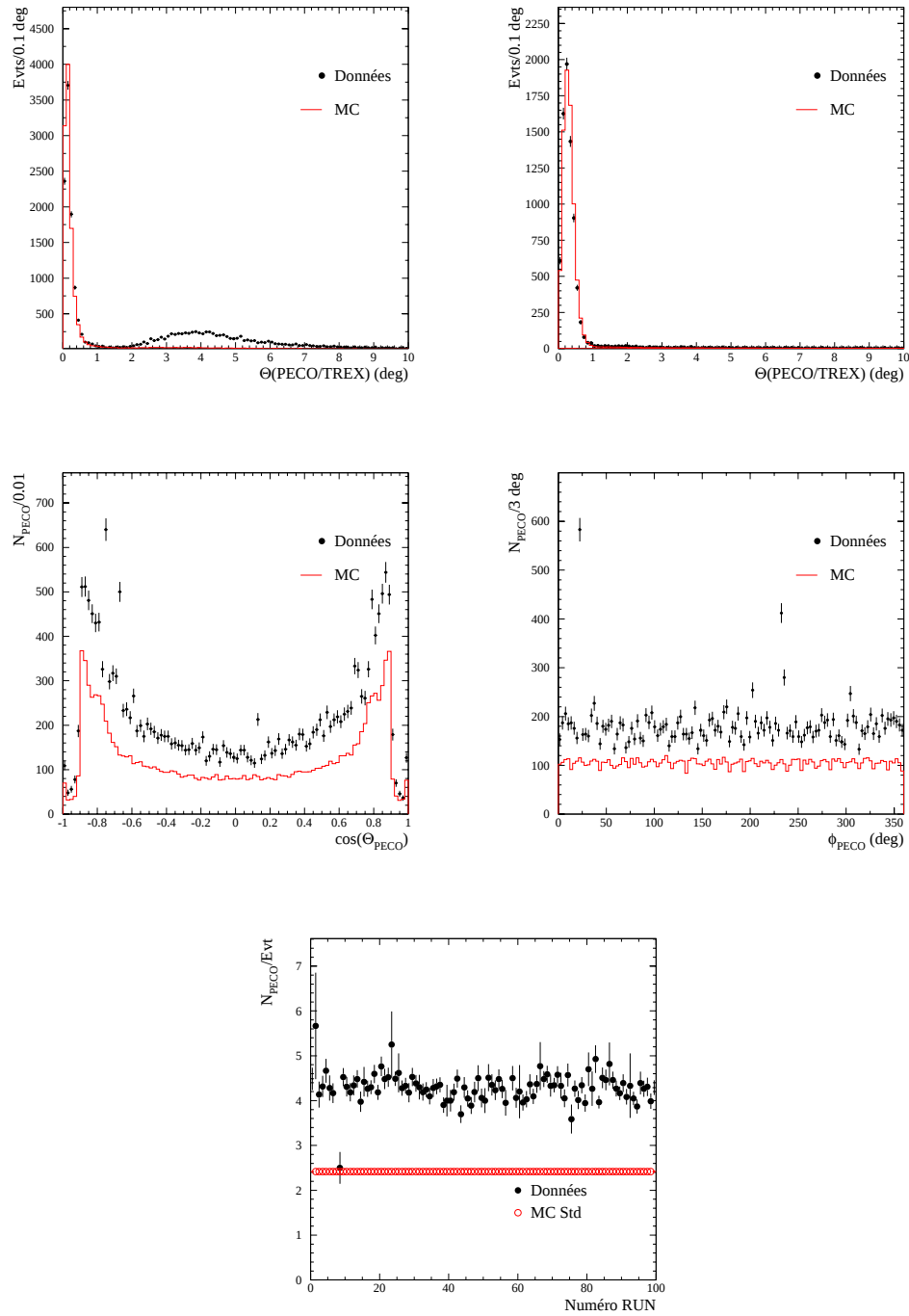


FIG. 3.5 – *Distribution angulaire des amas électromagnétiques autour des électrons(en haut à gauche) et des muons(en haut à droite). $\theta(\text{PECO/TREX})$ correspond à l'angle en degré entre un amas électromagnétique(PECO) et l'extension de la trace jusqu'au calorimètre électromagnétique(TREX). Distribution du nombre d'amas électromagnétiques pour des bhabhas en fonction de $\cos(\theta)$ (au milieu à gauche) et ϕ (au milieu à droite). Les pics dans les deux distributions du bas correspondent à des cellules bruyantes du calorimètre. En bas, nombre moyen d'amas par événement en fonction du numéro de RUN lors de la prise de données.*

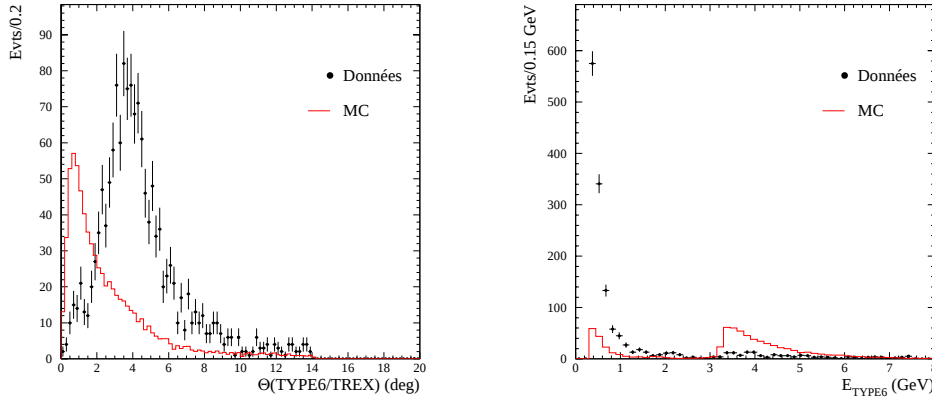


FIG. 3.6 – *Distribution angulaire et en énergie des résidus électromagnétiques (Type 6) autour des électrons. L’excès de données Monte Carlo pour des énergies au delà de 3.5 GeV vient de l’algorithme de “flux d’énergie”. En effet, la correction de saturation, décrite au paragraphe 2.2.2, n’est pas toujours appliquée de manière cohérente entre données réelles et simulées. Ce problème est néanmoins sans influence pour les analyses W .*

redéfinissant, pour chaque amas, les photons candidats. Enfin les objets “flux d’énergie” sont recalculés. Dans la suite du chapitre, nous nous référerons à cette coupure par l’appellation coupure “compartiment unique”.

3.2.2 La simulation des gerbes électromagnétiques

Dans la section précédente, nous avons observé un large excès d’amas électromagnétiques autour des électrons dans les données réelles. Grâce à la coupure “compartiment unique”, nous sommes en mesure de diminuer l’excès. Néanmoins, nous aimerions savoir si cet excès vient de la simulation des gerbes électromagnétiques.

Description

Pour décrire une gerbe, nous disposons de deux méthodes différentes implémentées dans GALEPH:

La paramétrisation est la méthode standard de développement des gerbes électromagnétiques des électrons et positrons [57, 64]. Contrairement aux simulations du type GEANT, aucune particule secondaire n’est créée à chaque pas: le dépôt de l’énergie, transversalement à l’axe de

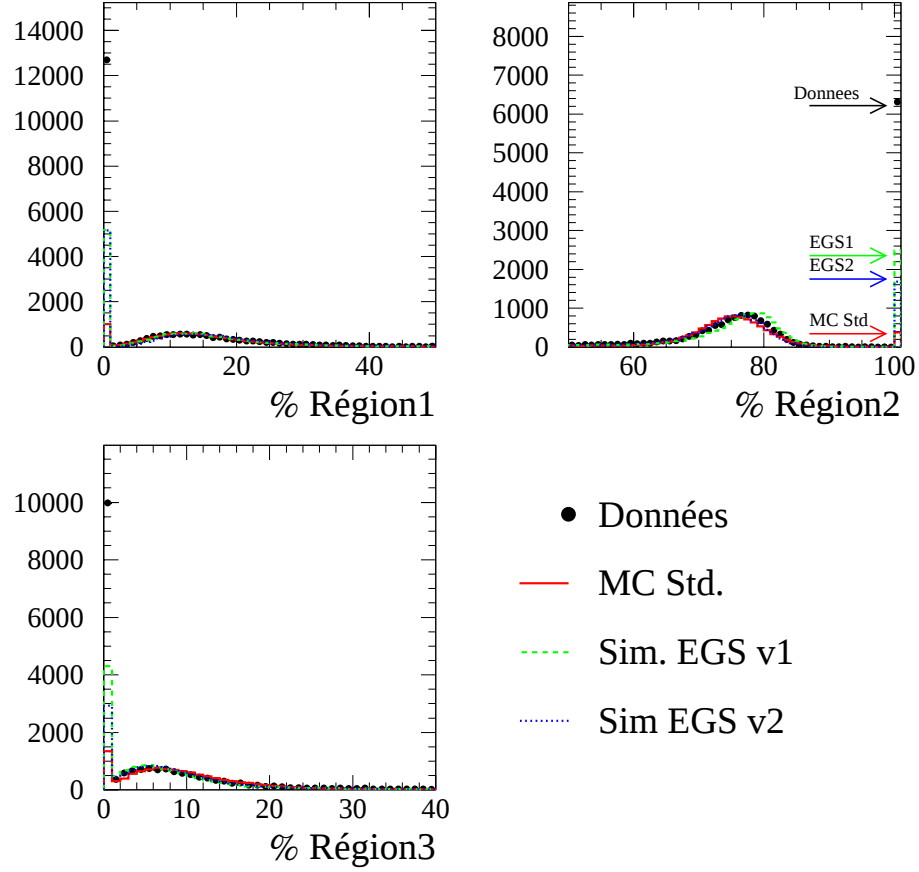


FIG. 3.7 – *Fraction d'énergie d'un amas dans chacun des trois compartiments en profondeur du calorimètre électromagnétique pour des électrons issus du processus Bhabha. L'excès d'amas électromagnétique dans les données correspond à des amas dont toute l'énergie est contenue dans un seul compartiment du calorimètre. MC Std. est la simulation standard des gerbes électromagnétiques utilisée jusqu'à présent. Sim. EGS v1 et Sim. EGS v2 sont deux autres simulations des gerbes décrites dans la prochaine sous-section. On notera qu'aucune d'entre elles ne reproduit complètement l'excès de données.*

développement dans le calorimètre, s'appuie sur un modèle probabiliste. Les formes longitudinales et transverses de la gerbe sont reproduites à l'aide de distributions ajustées sur les données des faisceaux tests. Le profil longitudinal moyen de la gerbe suit la fonction

$$\frac{dE}{dS} = K(S - S_0)^{\alpha-1} e^{-\beta(S-S_0)}, \quad (3.2)$$

avec S la distance longitudinale exprimée en unité de longueur de radiation, S_0 la distance où débute la gerbe, K un coefficient de normalisation, α et β des fonctions de l'énergie. Afin de reproduire des fluctuations d'énergie importantes pour des électrons de plus de 1 GeV, les coefficients α et β peuvent varier. Il a ainsi été observé expérimentalement que les paramètres $1/\alpha$ et β/α sont non corrélés entre eux [57]. La forme transverse de la gerbe est, quant à elle, correctement reproduite par une fonction du type

$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial y} = \frac{A}{(r + a)^n}, \quad (3.3)$$

avec x, y, z un système de coordonnées lié à la particule (z est selon la ligne de vol de la particule initiale), A une constante de normalisation, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, n une constante, et a une fonction de z représentant l'étalement transverse moyen pour une profondeur donnée. Les variables a et n ont été déterminées en ajustant la forme transverse sur les données des tests en faisceau.

La simulation EGS (Electron Gamma Shower) utilise les routines de GEANT [65] pour effectuer les dépôts d'énergie induits par les collisions ou radiations des particules à chaque pas. Les particules secondaires créées à chaque étape sont à leur tour propagées dans le calorimètre formant ainsi la gerbe électromagnétique. Contrairement à la paramétrisation, cette méthode utilise donc une technique Monte Carlo qui permet de tenir compte des corrélations dans le développement de la gerbe. Pour accélérer le développement de la gerbe, le calorimètre est modélisé par un milieu moyen. Afin de reproduire les fluctuations d'échantillonnage et d'énergie, les dépôts moyens d'énergie sont ensuite élargis selon une distribution de Landau, dont les paramètres sont ajustés par type de région (tonneau, bouchons, type de couche).

La comparaison des deux méthodes explique une grande partie du problème de l'excès d'amas électromagnétiques dans les données réelles autour des électrons, comme le montre la figure 3.8. En effet, la paramétrisation n'inclut pas de corrélations en profondeur entre les dépôts d'énergie d'un pas à

un autre. Ainsi, les fluctuations locales de la gerbe ne sont pas reproduites. Par exemple, l'émission d'un photon énergétique en début de gerbe n'est pas simulée.

On observe sur la figure 3.8 est que la coupure "compartiment unique" entraîne l'accord entre les données réelles et la simulation EGS en terme de multiplicité.

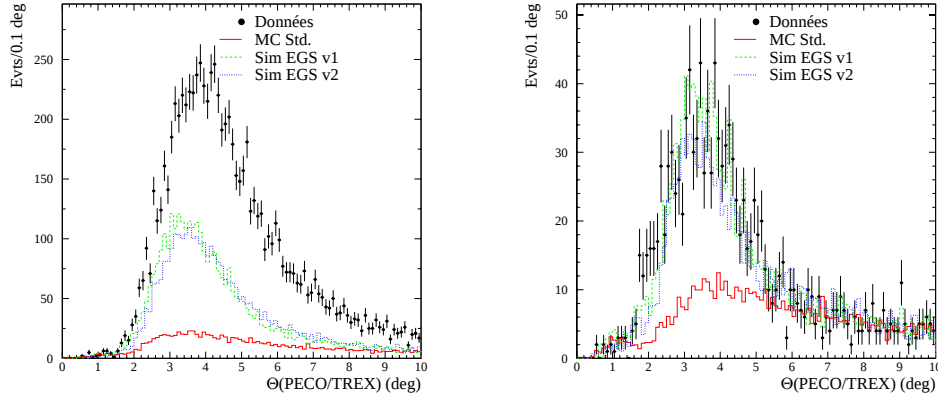


FIG. 3.8 – *Distribution angulaire des amas électromagnétiques(PECO) situés autour de l'électron(TREX), et n'appartenant pas à ce dernier, avant(à gauche) et après(à droite) la coupure "compartiment unique". Les données sont des Bhabhas au pic du Z en 1998. MC Std. est la simulation standard des gerbes électromagnétiques à l'aide d'une paramétrisation. Sim. EGS v1 est une simulation GEANT de la gerbe dans un milieu moyen, et Sim. EGS v2 est une simulation GEANT avec un milieu plus détaillé(alternance d'absorbeurs et de milieux sensibles)*

Une autre amélioration frappante apportée par la simulation EGS est observée sur la distribution angulaire de l'objet hadronique associé à l'électron comme le montre la figure 3.9.

Par contre, d'autres problèmes apparaissent avec la simulation EGS car dans le milieu moyen les gerbes électromagnétiques sont trop fines. Le coeur de la gerbe se retrouve ainsi avec un excédent d'énergie dans le Monte Carlo par rapport aux données réelles, ce qui n'était pas le cas avec la paramétrisation(cf figure 3.10).

La simulation EGS détaillée

Afin de connaître l'importance de l'approximation du milieu moyen, nous modifions la simulation EGS en introduisant une géométrie plus détaillée

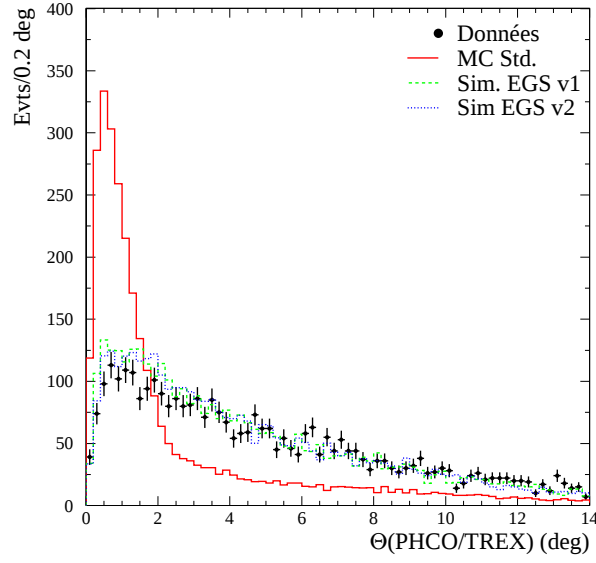


FIG. 3.9 – *Distribution angulaire de l'amas hadronique (PHCO) associé à un électron (TREX).*

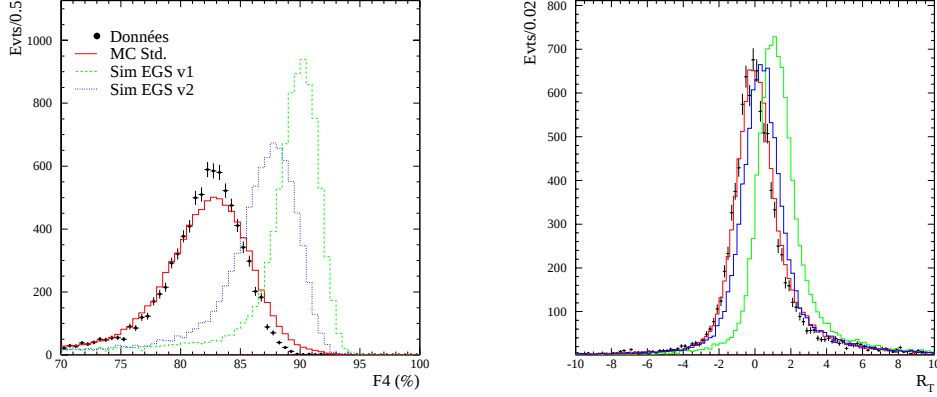


FIG. 3.10 – *A gauche: fraction d'énergie d'un amas électromagnétique dans ses quatre tours principales F_4 pour les données réelles, et pour trois simulations différentes des gerbes. Données réelles et Monte Carlo sont des Bhabhas au pic du Z en 1998. A droite: influence de la fraction d'énergie dans les quatre tours sur l'estimateur R_T .*

du calorimètre dans la simulation. Au lieu d'utiliser un milieu moyen pour lequel les fluctuations d'échantillonnages sont introduites en dégradant les dépôts d'énergie, nous modélisons le calorimètre par une succession d'absorbeurs (mélange de plomb, aluminium et plastique) et de milieux sensibles (gaz). Pour comprendre l'effet du milieu détaillé, nous commençons par comparer, sur une simulation simple d'un module, les formes des gerbes électromagnétiques suivant le degré de description du milieu. Ainsi, nous observons sur la figure 3.11 que la gerbe s'étale plus pour un milieu détaillé que pour un milieu moyen plus dense. Ceci s'explique par le fait que la gerbe s'étale plus largement dans un gaz (0.32 cm de gaz par couche de 0.78 cm d'épaisseur) que dans un milieu moyen.

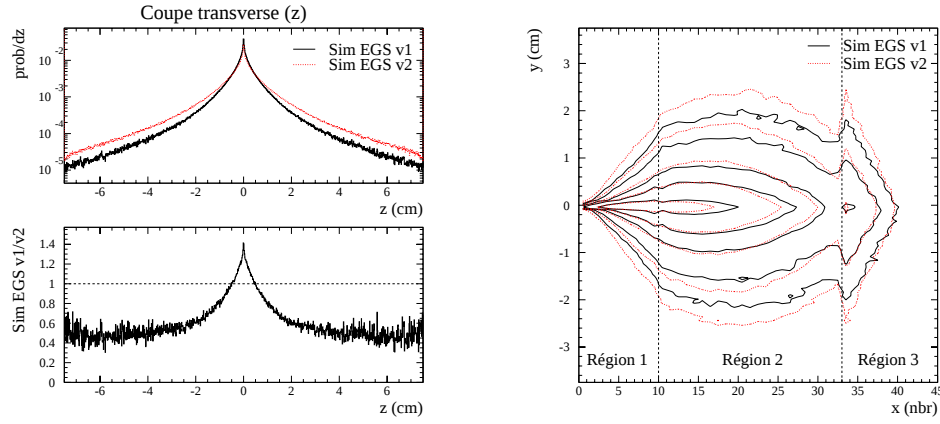


FIG. 3.11 – *Etude de la forme d'une gerbe électromagnétique sur une simulation simplifiée d'un module. A gauche, la distribution transverse de l'énergie déposée par des électrons de 10 GeV dans le gaz est représentée pour une simulation GEANT en milieu moyen (Sim EGS v1) et en milieu détaillé (Sim EGS v2). Chaque distribution est normalisée à 1. A droite, la forme de la gerbe est représentée en fonction de x (en unité de couche), l'axe longitudinal, et y, l'une des deux directions transverses. La présence d'une discontinuité entre les régions 1 et 2 (cf section 2.2.2) s'explique par l'existence d'une plaque en PVC de 0.5 mm d'épaisseur entre les deux régions. L'élargissement de la gerbe dans la région 3 est dû au facteur 2 appliqué sur l'énergie déposée dans le gaz pour tenir compte de l'épaisseur accrue des feuilles de plomb (4 mm au lieu de 2 mm) dans cette région.*

Nous pouvons aussi étudier l'influence du champ magnétique sur la forme de la gerbe, comme cela est montré sur la figure 3.12. Nous en déduisons que la simulation EGS décrit mieux la forme transverse de la gerbe dans un champ

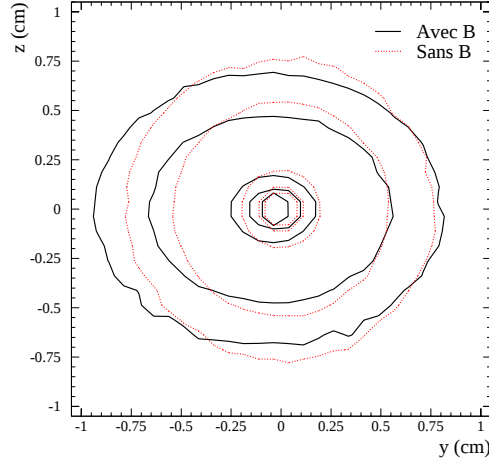


FIG. 3.12 – Courbes d'équiprobabilité selon les dimensions transverses d'une gerbe électromagnétique pour des simulations avec un champ magnétique de $B = 1.5$ T et sans champ magnétique.

magnétique que la paramétrisation qui suppose que la gerbe a une symétrie cylindrique. Cependant, l'importance de l'effet est très faible à la fois sur la forme de la gerbe ($< 10\%$ d'élargissement) et sur la position du coeur (les cellules du calorimètre font environ $3 \times 3 \text{ cm}^2$).

Finalement, nous modifions la simulation GALEPH, afin de comparer la simulation détaillée avec les données réelles. Sur la figure 3.13, sont représentées, pour les différentes simulations, les distributions du nombre de tours touchées dans le calorimètre en fonction de l'angle ϕ (exprimé en unité de tour). Ces distributions ont été obtenues grâce aux informations des damiers. La figure 3.14 permet de contrôler, quant à elle, le profil longitudinal de la gerbe pour les différentes simulations, grâce aux informations des fils.

Cependant, malgré les améliorations apportées par la simulation détaillée, un excès de données réelles par rapport au Monte Carlo autour de l'électron subsiste, comme le montre la figure 3.8 de gauche. Ajouter une alternance d'absorbeurs et de milieux sensibles dans la simulation n'explique pas le nombre plus important d'objets dans les données réelles. Par contre, nous comprenons mieux les défauts de la simulation EGS.

La simulation EGS (en milieu moyen) sera utilisée par la suite pour déterminer les incertitudes systématiques liées à la reconstruction. Nous résumons donc, dans le tableau 3.1, les principales caractéristiques de chaque simulation des gerbes électromagnétiques.

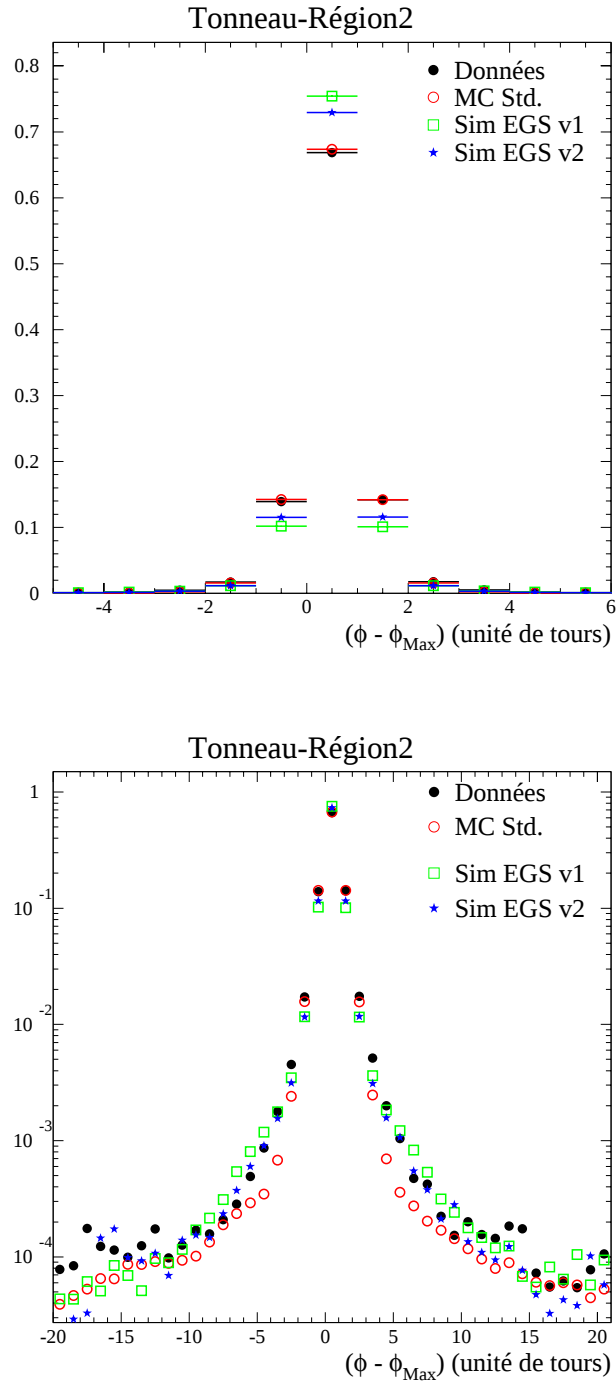


FIG. 3.13 – *Distribution des tours touchées en fonction de l'angle en unité de tour entre une cellule et la tour d'énergie maximum de l'électron. La distribution en échelle linéaire en haut pointe le coeur de la gerbe, alors que la distribution en échelle logarithmique en bas montre les queues. On observe le comportement opposé de la paramétrisation (MC Std.) et de la simulation EGS, la première reproduisant bien le coeur de la gerbe, la seconde reproduisant bien les queues de la gerbe.*

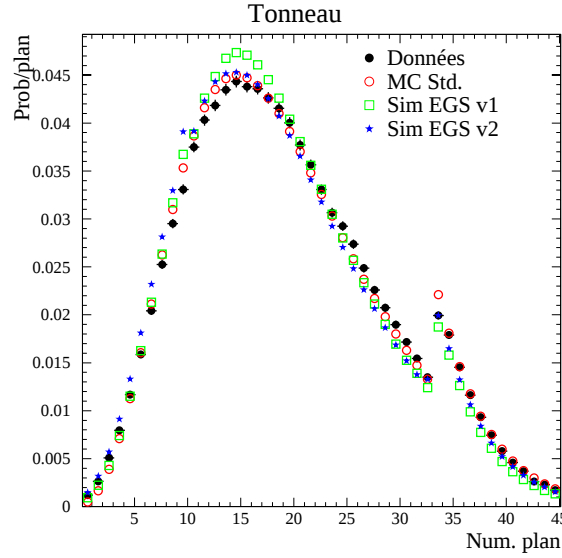


FIG. 3.14 – *Distribution longitudinale des gerbes électromagnétiques pour des électrons de 45 GeV. Les histogrammes sont normalisés à 1. Les différences entre simulations sont moins flagrantes, bien que la simulation EGS en milieu moyen (SimEGSv1) semble moins bien reproduire la fraction d'énergie déposée au maximum de la gerbe. La discontinuité observée à la couche 33 est due à l'augmentation de l'épaisseur de plomb par couche dans le troisième compartiment.*

En particulier, la paramétrisation a été choisie comme simulation standard car elle reproduit bien en moyenne la forme transverse du cœur des gerbes, on peut donc exploiter la granularité du détecteur pour faire de la physique dans les jets (comme cela a été le cas à LEP1 avec la physique des saveurs lourdes).

La simulation EGS, quant à elle, n'est pas très adaptée pour reconnaître les saveurs en fonction du profil de la gerbe, mais reproduit très bien (après "nettoyage") les quantités d'objets "flux d'énergie" par type, comme nous allons le voir ci-dessous.

3.2.3 Les événements hadroniques au pic du Z

Jusqu'à présent, nous avons travaillé uniquement avec des électrons. Néanmoins, au début du chapitre, nous avons mis en avant le fait que l'instabilité de la masse du W provenait à la fois des leptons et des jets (présence de l'instabilité dans le canal hadronique). Afin de mieux comprendre l'influence des

Type de simulation	Avantages	Inconvénients
Paramétrisation	• rapide • bonne description du coeur de la gerbe et de la forme transverse moyenne	• pas de corrélations en profondeur • Ne tient pas compte du champ magnétique
Simulation EGS version 1	• corrélations entre chaque pas	• lente • Profil transverse mal reproduit
Simulation EGS version 2	• Meilleure description des profils qu’en milieu moyen	• très lente • Profil transverse mal reproduit

TAB. 3.1 – *Principales caractéristiques de chaque type de simulation des gerbes électromagnétiques.*

amas électromagnétiques sur les jets, nous choisissons d’étudier le processus $q\bar{q}$ au pic du Z.

Situation initiale

Dans le but d’organiser notre étude, commençons par comprendre quelles sont les grandeur importantes pour reconstruire une masse de manière directe. La masse invariante de deux jets peut s’écrire sous la forme

$$M_{12}^2 = (\tilde{p}_1 + \tilde{p}_2)^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2(E_1 E_2 - |\vec{P}_1| |\vec{P}_2| \cos \theta_{12}), \quad (3.4)$$

avec $\tilde{p}_i = (E_i, \vec{P}_i)$ le quadrivecteur du jet i . La masse invariante M_{12} est donc reliée aux masses des jets, à leurs énergies, et à l’angle d’ouverture entre les deux jets. Nous voulons séparer par la suite les effets relatifs à la masse ou à l’énergie totale des jets, de ceux relatifs à la direction des jets. Pour cela, nous utilisons le fait qu’au pic du Z les jets sont en général dos à dos⁴. Les effets relatifs aux angles apparaîtront surtout sur des événements $q\bar{q}$ de haute énergie avec un retour radiatif important, sujets du prochain chapitre.

Dans les tableaux 3.2, 3.3, et 3.4, nous indiquons les contributions de chaque type d’objet “flux d’énergie” en terme de multiplicité, d’énergie, et de masse de jet. La reconstruction des jets utilisée est celle, dite “standard”, c’est-à-dire sans aucun “nettoyage” du calorimètre électromagnétique autre que celui réalisé par l’algorithme de “flux d’énergie”.

Que déduisons nous des informations des différents tableaux?

4. Une coupure sur un Thrust $T > 0.8$ élimine les événements trois jets avec un gluon dur par exemple. Le Thrust est défini par $T = \max_{\vec{n}} \sum \frac{|\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{P_{tot}}$.

		Objets chargés				Objets neutres					Total
Type de flux	Traces chargées	Electrons	Muons	V^0	Total	Photons	Rés. HCAL	Rés. ECAL	Rés. mixtes	Total	
Données	16.870(18)	0.545(3)	0.219(2)	0.988(5)	18.622(20)	10.877(14)	0.885(3)	6.377(11)	0.922(3)	19.060(20)	38.104(32)
MC Std.	16.890(18)	0.545(3)	0.201(2)	1.026(5)	18.662(20)	11.532(15)	0.966(3)	4.582(9)	0.844(3)	17.927(19)	36.906(32)
Sim. EGS	16.889(18)	0.543(3)	0.200(2)	1.025(5)	18.657(20)	10.755(14)	0.937(3)	5.417(10)	0.797(3)	17.907(19)	36.884(31)
Données - MC Std.	-0.020(26)	0.000(4)	0.018(2)	-0.039(6)	-0.040(28)	-0.655(21)	-0.081(5)	1.794(14)	0.077(4)	1.133(28)	1.198(45)
Données - Sim. EGS	-0.020(26)	0.003(4)	0.018(2)	-0.037(6)	-0.036(28)	0.122(20)	-0.051(5)	0.960(15)	0.125(4)	1.153(28)	1.220(45)

TAB. 3.2 – *Multiplicité par type d'objet "flux d'énergie" pour l'analyse "standard" dans le cas d'événements $q\bar{q}$ au pic du Z. Les nombres entre parenthèses sont les incertitudes sur les derniers chiffres significatifs. Dans la dernière colonne on effectue la somme de tous les objets "flux d'énergie", ce qui inclut les objets dans les luminomètres en plus des objets déjà présentés.*

		Objets chargés				Objets neutres					Total
Type de flux	Traces chargées	Electrons	Muons	V^0	Total	Photons	Rés. HCAL	Rés. ECAL	Rés. mixtes	Total	
Données	48.115(51)	1.857(13)	1.376(13)	1.094(8)	52.441(50)	22.445(38)	2.291(15)	4.662(10)	5.162(25)	34.560(43)	87.573(35)
MC Std.	48.093(50)	1.803(12)	1.268(13)	1.067(8)	52.232(48)	23.344(38)	2.622(16)	3.775(10)	5.017(25)	34.757(43)	87.345(34)
Sim. EGS	48.045(50)	1.821(13)	1.270(13)	1.071(8)	52.206(49)	23.621(39)	2.532(15)	4.376(10)	4.541(24)	35.069(43)	87.630(34)
Données - MC Std.	0.022(72)	0.054(18)	0.108(18)	0.026(12)	0.209(69)	-0.899(54)	-0.331(21)	0.887(14)	0.144(36)	-0.197(61)	0.228(49)
Données - Sim. EGS	0.070(72)	0.036(18)	0.106(18)	0.023(12)	0.236(69)	-1.176(54)	-0.240(21)	0.286(14)	0.621(35)	-0.509(61)	-0.057(49)

TAB. 3.3 – *Energie totale par type d'objet flux d'énergie pour l'analyse "standard".*

		Objets chargés				Objets neutres					Total
Type de flux	Traces chargées	Electrons	Muons	V^0	Total	Photons	Rés. HCAL	Rés. ECAL	Rés. mixtes	Total	
Données	6.896(11)	0.059(1)	0.024(0)	0.114(1)	7.516(12)	2.395(6)	0.102(1)	0.939(3)	0.169(1)	5.053(9)	13.525(18)
MC Std.	6.884(11)	0.059(1)	0.021(0)	0.118(1)	7.491(12)	2.793(6)	0.124(1)	0.649(2)	0.153(1)	5.079(9)	13.463(18)
Sim. EGS	6.882(11)	0.059(1)	0.021(0)	0.119(1)	7.493(12)	2.711(6)	0.118(1)	0.801(2)	0.138(1)	5.147(9)	13.540(18)
Données - MC Std.	0.013(16)	0.000(1)	0.003(1)	-0.004(1)	0.025(17)	-0.398(9)	-0.022(2)	0.290(3)	0.016(2)	-0.026(13)	0.062(25)
Données - Sim. EGS	0.015(16)	0.000(1)	0.003(1)	-0.005(1)	0.023(17)	-0.317(9)	-0.016(2)	0.138(4)	0.031(2)	-0.094(13)	-0.015(25)

TAB. 3.4 – *Masse invariante des jets par type d'objet flux d'énergie pour l'analyse "standard".*

- Le nombre moyen d'objet par jet est plus important dans les données réelles que dans celles simulées.
- L'excès de multiplicité dans les données est principalement dû aux résidus électromagnétiques. Le déficit de résidus est plus grand pour la simulation standard(paramétrisation) que pour la simulation EGS.
- L'énergie totale et la masse invariante des jets est en bon accord entre données et Monte Carlo.
- Par type d'objet, il existe d'importantes disparités sur l'énergie et la masse, en particulier, pour les résidus électromagnétiques et photons.

La coupure “compartiment unique”

Nous avons vu que dans les événements Bhabha, il était possible de réduire fortement l'excès d'amas électromagnétiques grâce à une coupure sur les amas dont toute l'énergie est contenue dans un seul compartiment du calorimètre électromagnétique(figures 3.7 et 3.8). Si nous appliquons maintenant cette même coupure sur l'ensemble des amas d'un événement $q\bar{q}$, l'excès de résidus électromagnétiques diminue fortement comme le montre la figure 3.15. Par contre, nous voyons apparaître un large excès de résidus dans la simulation autour des bouchons. Pour comprendre la source du comportement différent des résidus entre tonneau et bouchons, nous allons étudier la simulation du bruit.

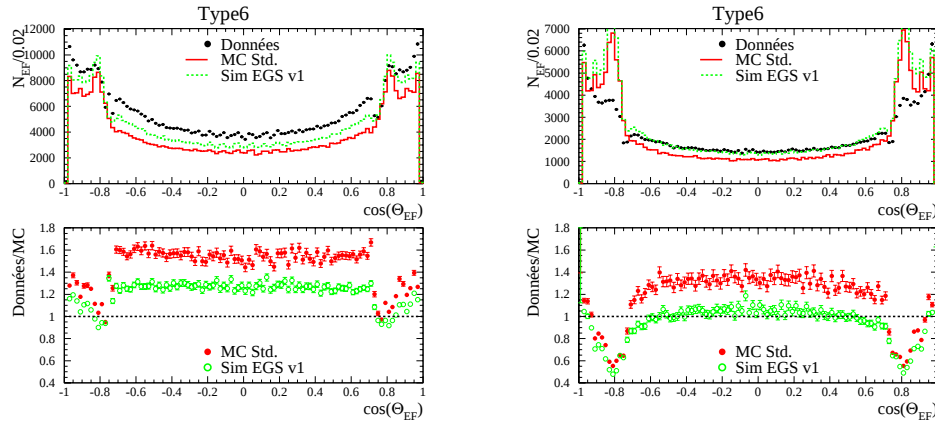


FIG. 3.15 – *Distribution angulaire des résidus électromagnétiques(type 6) avant(à gauche) et après(à droite) la coupure “compartiment unique” pour des événements $q\bar{q}$ au pic du Z. On voit apparaître après coupure un excès de données simulées dans les bouchons. La zone de transition entre le tonneau et les bouchons se situe vers $0.7 < |\cos(\theta_{EF})| < 0.8$.*

Mais, spécifions auparavant deux détails supplémentaires sur la coupure “compartiment unique”.

1. La coupure n'est pas appliquée si l'amas électromagnétique est associé à une trace chargée, car nous supposons qu'il s'agit dans ce cas d'un muon, ou hadron chargé.
2. La coupure n'est pas appliquée si l'amas est dans le dernier compartiment du calorimètre électromagnétique et est associé à un amas du calorimètre hadronique, car nous supposons qu'il s'agit, dans ce cas, du début de la gerbe d'un hadron neutre.

La simulation du bruit

Dans ce paragraphe, nous considérons deux problèmes sur la simulation du bruit d'où peut provenir l'excès de résidus électromagnétiques dans les bouchons du ECAL.

Nous commençons donc par décrire les deux problèmes, puis nous proposons une solution pour réduire leur influence.

1. Si nous étudions la répartition angulaire des tours touchées dans le calorimètre électromagnétique, nous observons des inconsistances entre données réelles et simulées au niveau de la zone de transition entre le tonneau et les bouchons (figures 3.16 et 3.17).
Comme nous voyons sur la figure 3.17, dans la simulation, des tours peuvent être présentes dans des régions non physiques du détecteur. On retire donc toutes les cellules non physiques contenues dans un amas.
2. Le second problème est lié à la simulation même du bruit et à son intensité. En effet, si on calcule le nombre moyen de tours formant un amas électromagnétique, en fonction de θ , pour des événements dimuons, un excès important est observé dans les bouchons pour les données Monte Carlo (figure 3.18 de gauche). La figure 3.18 de droite montre que les tours en excès sont de faible énergie. Finalement, sur la figure 3.19, on observe que la distribution en énergie du bruit est trop large dans le Monte Carlo⁵. L'effet est cependant important surtout dans les compartiments 2 et 3 des bouchons, pour lesquelles la déviation standard du bruit est non négligeable devant le seuil en énergie utilisé pour former les amas (30 MeV).

5. Le bruit électronique est simulé dans GALEPH par une gaussienne centrée en zéro (soustraction de piédestal) et dont la déviation standard dépend de la région en profondeur (électroniques différentes) et en θ (tonneau, bouchons).

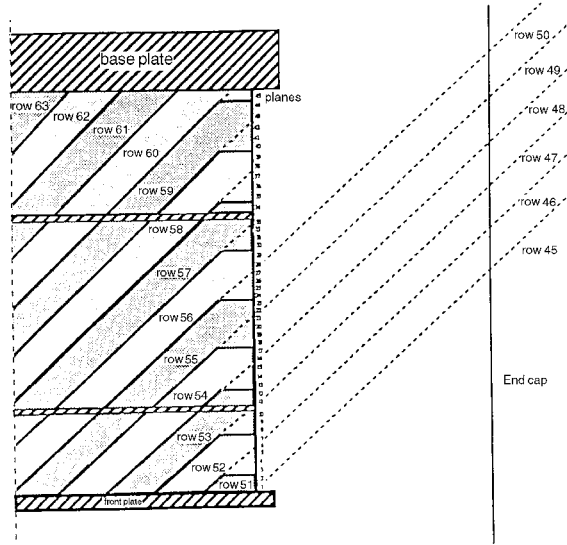


FIG. 3.16 – Visualisation des tours pathologiques(notées “row” sur le schéma) situées à l’interface entre le tonneau(à gauche sur la figure) et un bouchon. Pour les tours projectives situées au dessous de 57, on voit qu’au plus deux compartiments en profondeur sont possibles, et au dessous de 52 un seul compartiment subsiste (les trois compartiments sont séparés par des zones achurées).

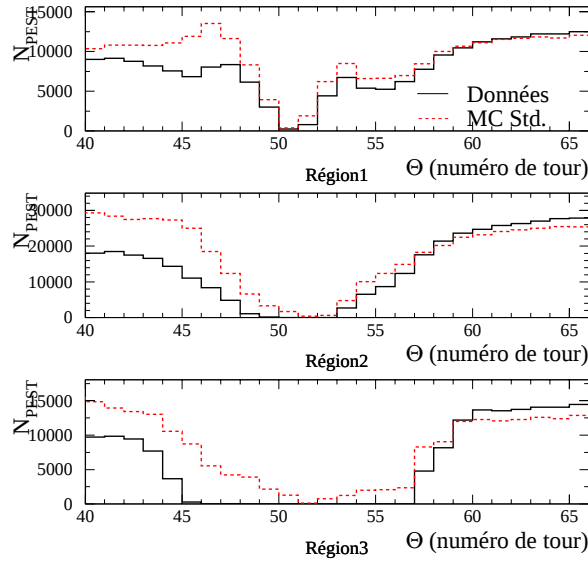


FIG. 3.17 – Nombre de tours(PEST) touchées en fonction de θ (selon la numérotation des tours) et de la région en profondeur(compartiment) du calorimètre. Dans la région 3, de nombreuses cellules enregistrées dans le Monte Carlo sont non physiques selon les critères de la figure 3.16.

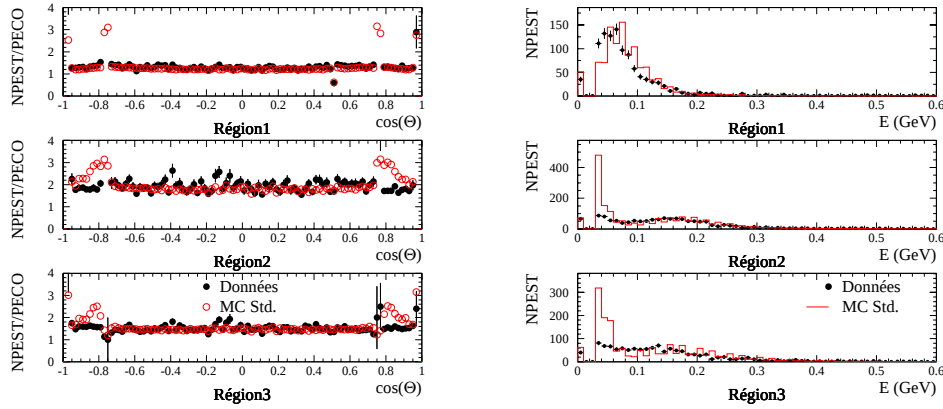


FIG. 3.18 – *A gauche: nombre moyen de tours(PEST) incluses dans un amas électromagnétique(PECO) en fonction de l'angle de l'amas. Pour $|\cos\theta| > 0.8$, la particule est dans un des bouchons. A droite: distribution en énergie des tours(PEST) en fonction de la région en profondeur(compartiment) pour le bouchon A($z > 0$). Sur chaque distribution, on distingue les dépôts d'énergie des muons(environ un "mip" par plan) et un excès de Monte Carlo à basse énergie correspondant à la queue du bruit.*

Revenons maintenant au problème de l'excès de résidus électromagnétiques dans les bouchons après la coupure "compartiment unique".

L'excès de bruit simulé dans les bouchons nous laisse envisager que les amas vont être anormalement larges dans les données simulées. Par conséquent, les amas des données simulées s'étendront de manière fréquente sur plusieurs compartiments en profondeur. Si nous appliquons la coupure "compartiment unique", nous ne retirons donc pas les mêmes proportions d'amas électromagnétiques dans les données réelles et simulées.

Afin de décider si l'amas est réellement dans un compartiment unique ou pas, nous modifions le calcul des proportions d'énergie par compartiment en retirant

- toutes les cellules non physiques dans la zone de chevauchement tonneau-bouchon(figure 3.17),
- toutes les cellules dont l'énergie est inférieure à 60 MeV dans les compartiment 2 et 3 des bouchons(figure 3.18 de droite et 3.19).

Une fois appliquée, cette méthode améliore sensiblement l'accord données réelles-données Monte Carlo sur les résidus électromagnétiques(figure 3.20). Néanmoins, afin de contrôler l'effet du bruit, de nouveaux échantillons de simulation EGS ont été produits avec des valeurs corrigées du bruit. Ils

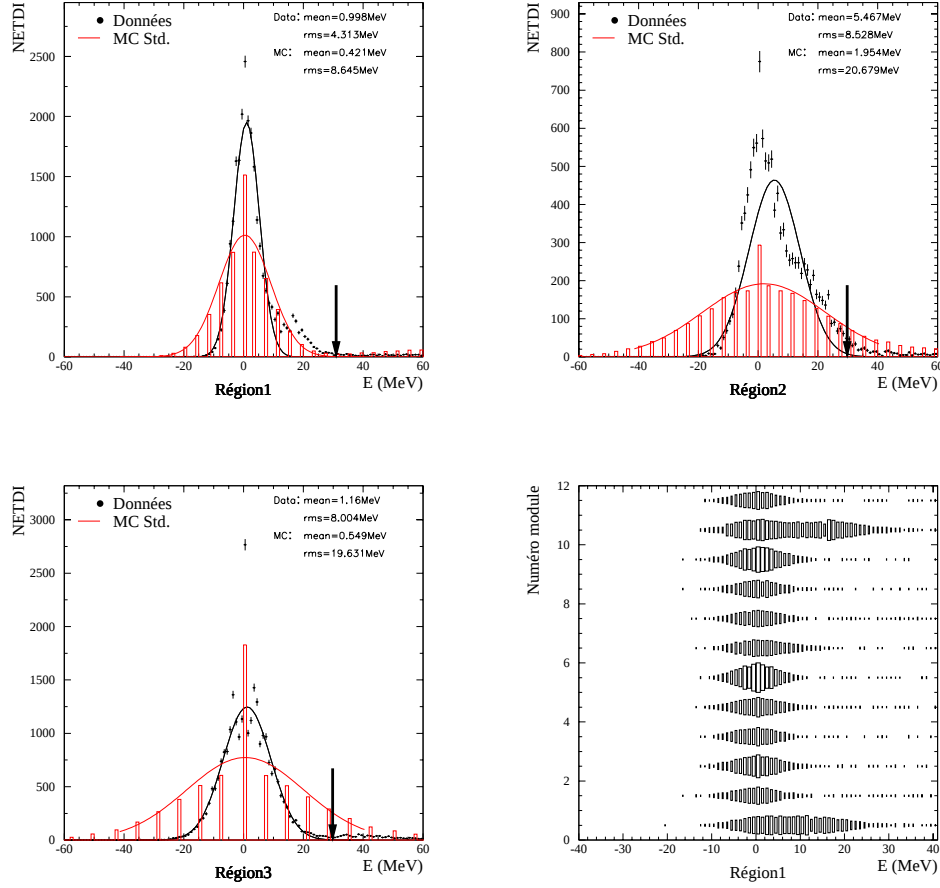


FIG. 3.19 – Distributions du bruit dans le bouchon A par région en profondeur (compartiment) après soustraction des piédestaux. Les distributions sont obtenus à partir d'événements $\mu^+\mu^-$ au pic du Z. Les flèches indiquent le seuil de 30 MeV appliqué pour la formation des amas. Le comportement non gaussien des régions 1 et 2 dans les données réelles est dû aux modules 1 et 11 comme on peut le voir en bas à droite. Le peigne dans le Monte Carlo provient de la présence d'un seul gain (bas) dans la simulation, alors que deux gains sont utilisés en réalité.

montrent un bon accord avec les données réelles pour le nombre de résidus électromagnétiques (figure 3.20), mais aussi pour le nombre de photons (figure 3.21).

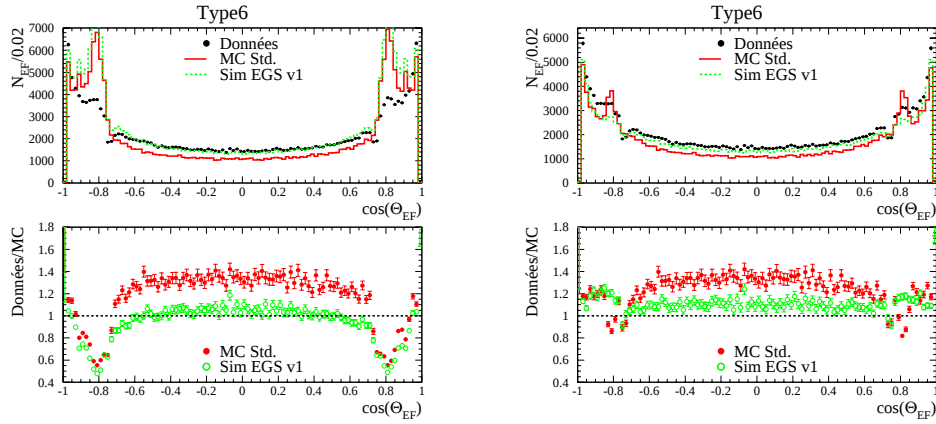


FIG. 3.20 – *Distribution angulaire des résidus électromagnétiques (type 6) avant (à gauche) et après (à droite) le calcul des fractions d'énergie par région sans les cellules de basses énergies des bouchons et les cellules non physiques de l'interface tonneau-bouchons. De plus, pour la simulation EGS de droite, les valeurs correctes du bruit ont été simulées, ce qui explique l'absence de pic au début des bouchons.*

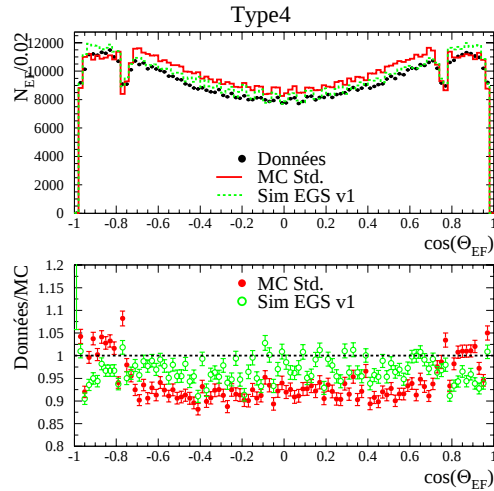


FIG. 3.21 – *Distribution angulaire des photons (type 4) après “nettoyage” du calorimètre électromagnétique (les photons sont très faiblement touchés par le “nettoyage”).*

Tableaux récapitulatifs

Les tableaux 3.5, 3.6 et 3.7, que l’on pourra comparer aux tableaux 3.2, 3.3 et 3.4 correspondant à l’analyse “standard”, résument les multiplicités, les énergies totales et les masses des jets par type d’objet “flux d’énergie” sur des événements $q\bar{q}$ au pic du Z après “nettoyage” du calorimètre électromagnétique. Les conclusions principales que l’on peut tirer des tableaux sont

- pour les trois observables, un meilleur accord entre les données réelles et simulées concernant les résidus électromagnétiques.
- un bon accord sur l’énergie totale des jets, du fait de l’application de corrections sur l’énergie sur les photons. Ces corrections ont été calculées à partir du processus $\mu^+\mu^-\gamma$ [72]. Pour la simulation EGS, l’énergie des photons est plus difficile à étalonner car la proportion d’énergie dans le coeur de la gerbe est trop importante(cf figure 3.10).
- l’accord global sur la masse invariante des jets est détérioré en comparaison avec l’analyse sans “nettoyage”, principalement, car les photons(type 4) ne sont plus compensés par les résidus électromagnétiques.

3.2.4 Bilan des coupures

Nous terminons cette section par un bref bilan des coupures proposées ci-dessus.

1. La coupure principale consiste à retirer les objets électromagnétiques dont toute l’énergie est contenue dans un seul compartiment du calorimètre. La coupure “compartiment unique” est uniquement motivée par l’observation que l’excès d’amas dans les données réelles correspond à des objets présents dans un seul compartiment en profondeur. La nature exacte de ces objets n’est pas entièrement comprise, bien que les améliorations apportées par la simulation EGS pointent un problème de fluctuations d’énergie dans les gerbes.
2. Mais, afin de conserver un maximum d’amas physiques(muons, hadrons chargés et neutres), la coupure précédente n’est pas appliquée dans les deux cas suivants: une trace chargée est liée à l’amas, ou l’amas est dans le dernier compartiment du calorimètre électromagnétique et est associé à un amas hadronique.
3. Pour réduire les effets de la mauvaise simulation du bruit dans les bouchons: les cellules non physiques sont retirées, et les cellules de moins de 60 MeV dans les régions 2 et 3 des bouchons ne sont pas prises en compte dans le calcul des fractions d’énergie par compartiment. Ces

Type de flux d'énergie	Objets chargés					Objets neutres					Total
	Traces chargées	Electrons	Muons	V^0	Total	Photons	Rés. HCAL	Rés. ECAL	Rés. mixtes	Total	
Données	16.870(18)	0.545(3)	0.219(2)	0.988(5)	18.622(20)	10.744(14)	0.886(3)	2.413(6)	0.918(3)	14.962(17)	33.775(29)
MC Std.	16.890(18)	0.545(3)	0.201(2)	1.026(5)	18.662(20)	11.398(15)	0.971(3)	2.039(6)	0.834(3)	15.243(17)	34.218(30)
Sim. EGS	16.868(18)	0.572(3)	0.200(2)	1.025(5)	18.666(20)	11.096(14)	0.926(3)	2.205(6)	0.769(3)	14.996(17)	33.977(29)
Données - MC Std.	-0.020(26)	0.000(4)	0.018(2)	-0.039(6)	-0.040(28)	-0.654(21)	-0.085(5)	0.375(8)	0.084(4)	-0.281(24)	-0.443(41)
Données - Sim. EGS	0.002(26)	-0.027(4)	0.019(2)	-0.037(6)	-0.043(28)	-0.352(20)	-0.039(5)	0.209(8)	0.149(4)	-0.034(24)	-0.201(41)

TABLE. 3.5 – *Multiplicité par type d'objet flux d'énergie pour une analyse après "nettoyage" du calorimètre électromagnétique. Les événements proviennent du processus $q\bar{q}$ au pic du Z. Une simulation correcte du bruit est mise pour la simulation EGS. Les nombres entre parenthèses sont les incertitudes sur les derniers chiffres significatifs.*

Type de flux d'énergie	Objets chargés					Objets neutres					Total
	Traces chargées	Electrons	Muons	V^0	Total	Photons	Rés. HCAL	Rés. ECAL	Rés. mixtes	Total	
Données	48.116(51)	1.857(13)	1.376(13)	1.094(8)	52.442(50)	22.355(38)	2.296(15)	2.065(7)	5.151(25)	31.867(43)	84.618(36)
MC Std.	48.094(50)	1.803(12)	1.268(13)	1.067(8)	52.232(48)	22.503(37)	2.632(16)	1.878(7)	5.022(25)	32.035(43)	84.621(35)
Sim. EGS	47.962(50)	1.903(13)	1.269(13)	1.070(8)	52.204(49)	23.073(37)	2.482(15)	1.945(7)	4.545(24)	32.044(42)	84.601(34)
Données - MC Std.	0.022(72)	0.054(18)	0.108(18)	0.026(12)	0.210(69)	-0.147(54)	-0.336(22)	0.187(10)	0.129(36)	-0.168(61)	-0.003(50)
Données - Sim. EGS	0.154(72)	-0.046(18)	0.107(18)	0.023(12)	0.239(69)	-0.717(54)	-0.186(21)	0.119(10)	0.606(35)	-0.177(60)	0.017(50)

TABLE. 3.6 – *Énergie totale par type d'objet flux d'énergie pour une analyse après "nettoyage" du calorimètre électromagnétique. Des corrections en énergie ont été appliquées à partir du processus $\mu\mu\gamma$ [72].*

Type de flux d'énergie	Objets chargés					Objets neutres					Total
	Traces chargées	Electrons	Muons	V^0	Total	Photons	Rés. HCAL	Rés. ECAL	Rés. mixtes	Total	
Données	6.888(11)	0.059(1)	0.024(0)	0.114(1)	7.507(12)	2.366(6)	0.103(1)	0.265(1)	0.168(1)	4.061(8)	12.479(17)
MC Std.	6.880(11)	0.059(1)	0.021(0)	0.118(1)	7.488(12)	2.661(6)	0.125(1)	0.219(1)	0.150(1)	4.317(8)	12.698(17)
Sim. EGS	6.872(11)	0.063(1)	0.021(0)	0.119(1)	7.495(12)	2.602(6)	0.116(1)	0.231(1)	0.131(1)	4.198(8)	12.592(17)
Données - MC Std.	0.008(16)	0.000(1)	0.003(1)	-0.004(1)	0.019(17)	-0.296(9)	-0.022(2)	0.046(2)	0.018(2)	-0.256(12)	-0.219(24)
Données - Sim. EGS	0.016(16)	-0.004(1)	0.003(1)	-0.005(1)	0.013(17)	-0.237(9)	-0.014(2)	0.034(2)	0.037(2)	-0.138(12)	-0.113(24)

TABLE. 3.7 – *Masses invariante des jets par type d'objet flux d'énergie pour une analyse après "nettoyage" du calorimètre électromagnétique.*

deux coupures sont parfaitement justifiées car elles correspondent à des défauts clairement identifiés de la simulation.

3.3 Le bruit de fond du faisceau

Dans cette section, nous résumons brièvement les principales caractéristiques du “nettoyage” d’autres sous-détecteurs que le calorimètre électromagnétique, qui nous seront utiles par la suite. Le “nettoyage” du luminomètre SICAL était utilisé dans ALEPH depuis plusieurs années. Par contre les “nettoyages” du LCAL et du HCAL sont apparus récemment, motivés par des études de bruit de fond du faisceau.

En particulier, le “nettoyage” du calorimètre hadronique sera important pour le processus $Z\gamma$.

3.3.1 Nettoyage des luminomètres

Compte tenu de leur positionnement à bas angle, les luminomètres sont particulièrement sensibles aux bruits de fond du faisceau. Puisque ce bruit de fond n’est pas simulé par le Monte Carlo, il est important de le réduire par un “nettoyage” des objets douteux.

Un algorithme permettant de retirer les principales sources de bruit dans le calorimètre SICAL a été mis au point. Ainsi, pour chaque amas du SICAL, le bruit peut provenir:

- de l’électronique, si toute l’énergie est contenue dans une des 12 couches du calorimètre, et le nombre de damiers touchés est égal à un multiple du nombre de canaux de lecture d’une carte.
- d’une “décharge de faisceau”, si l’énergie de l’amas est supérieure à celle du faisceau et que le nombre de damiers touchés est supérieur à 400 (en moyenne 90 damiers sont touchés pour un électron provenant d’un événement Bhabha).
- de particules provenant de derrière le SICAL, si le profil longitudinal est inversé (les 12 couches du calorimètre permettent une étude précise du profil).
- de particules qui ont voyagé entre le tube à vide et le blindage ou interagit dans le blindage. On observe alors des amas en dessous de 32 mrad, zone protégée par le blindage installé à LEP2.

Les amas identifiés comme provenant d’une des quatre sources de bruit sont retirés.

Afin de connaître les propriétés du bruit de fond, il est possible d’observer ses effets en utilisant des données issues d’un déclenchement aléatoire. Lors d’un

déclenchement aléatoire, la probabilité d'obtenir un événement physique est très faible (au moins inférieure au rapport de la fréquence d'événement physique de quelques Hertz et de la fréquence de croisement de 45 kHz). Sur la figure 3.22, la distribution angulaire des amas reconstruits dans le SICAL est représentée pour les déclenchements aléatoires. Ainsi, on constate que, malgré le "nettoyage" du SICAL qui supprime les principaux problèmes, une partie des objets subsistent. A partir de ces distributions, il est ensuite possible d'évaluer la probabilité qu'un objet SICAL lors d'un processus physique provienne du bruit de fond du faisceau. Ainsi la probabilité d'obtenir un amas de plus de 50 GeV/c est d'environ 0.16%⁶.

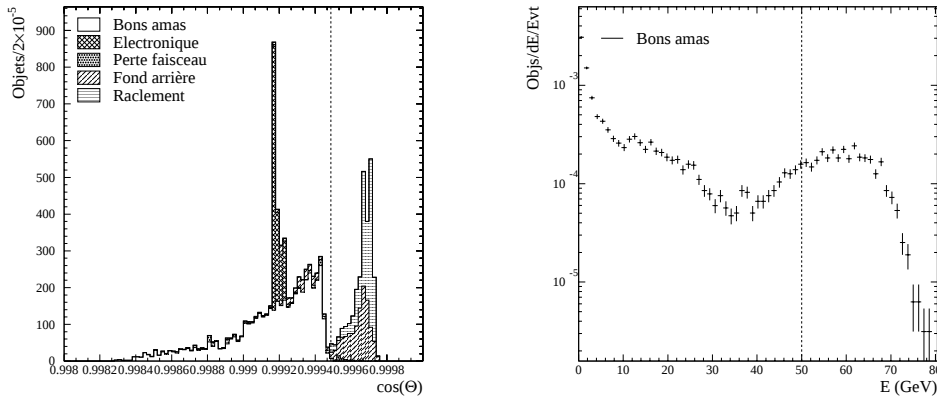


FIG. 3.22 – *Distribution angulaire et en énergie des objets SICAL pour les données de 1998 issues de déclenchements aléatoires. Sur la figure de gauche, la ligne en pointillés représente la limite supérieure du blindage installé à LEP2. Après "nettoyage" seuls les "bons amas" subsistent. Leur distribution en énergie nous renseigne sur la probabilité d'obtenir un amas dû au bruit de fond du faisceau dans un événement physique.*

Un "nettoyage" similaire à celui du calorimètre électromagnétique est aussi réalisé dans le luminomètre LCAL. Tous les objets de moins de 1 GeV entièrement contenus dans le troisième compartiment en profondeur sont retirés (comme pour le calorimètre électromagnétique, les damiers du LCAL sont regroupés en tours sur trois régions en profondeur). La raison de ce "nettoyage" est aussi liée au bruit du faisceau. Ces objets entièrement contenus dans le troisième compartiment du LCAL correspondent à des particules provenant du faisceau et entrant dans le luminomètre par l'arrière.

6. Cette probabilité n'est qu'une estimation grossière car le bruit de fond du faisceau dépend de paramètres tels que l'énergie du faisceau ou la luminosité.

3.3.2 Nettoyage du calorimètre hadronique

Le “nettoyage” du bruit de fond du faisceau s’effectuait initialement seulement sur le luminomètre SICAL. Cependant, l’observation d’un large excès d’objets dans les données pour les régions à bas angle du calorimètre hadronique a motivé l’extension du “nettoyage” à ce sous-détecteur. En effet, si l’on observe la distribution en $\cos\theta$ des amas hadroniques produits lors d’évènements déclenchés aléatoirement, deux pics à bas angle apparaissent très nettement (figure 3.23), ce qui renforce l’hypothèse de bruit de fond du faisceau. Afin de nettoyer efficacement, on peut aussi remarquer que l’excès correspond à des objets dont le nombre de plans touchés dans le calorimètre hadronique est inférieur à trois. Le “nettoyage”, s’appuyant sur cette dernière

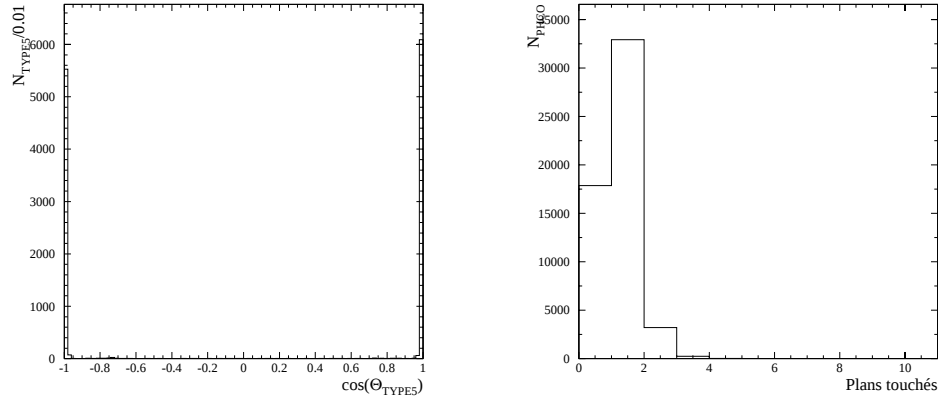


FIG. 3.23 – *Distribution angulaire (à gauche) des résidus hadroniques (TYPE5) de l’algorithme de “flux d’énergie” pour des données issues de déclenchements aléatoires en 1998. À droite, distribution du nombre de plans touchés par les amas hadroniques (PHCO) situés à moins de 15 degré du faisceau.*

remarque, retire tous les amas hadroniques situés à des angles $|\cos\theta| \geq 0.97$, et avec moins de trois plans touchés. On peut apprécier la qualité du “nettoyage” sur la figure 3.24 pour des évènements $Z\gamma$ en hadrons. Le “nettoyage” du calorimètre hadronique est important pour la mesure de l’énergie du LEP, car la topologie particulière des évènements $Z\gamma$ empêche une compensation en moyenne des effets. En effet, comme l’explique le schéma 3.25, la nature asymétrique des évènements de retour radiatif entraîne qu’un amas hadronique à bas angle n’influencera pas les jets de la même manière s’il est du côté opposé ou du même côté que les jets. Au chapitre 4, nous donnerons l’importance exacte du phénomène sur la mesure de l’énergie du LEP.

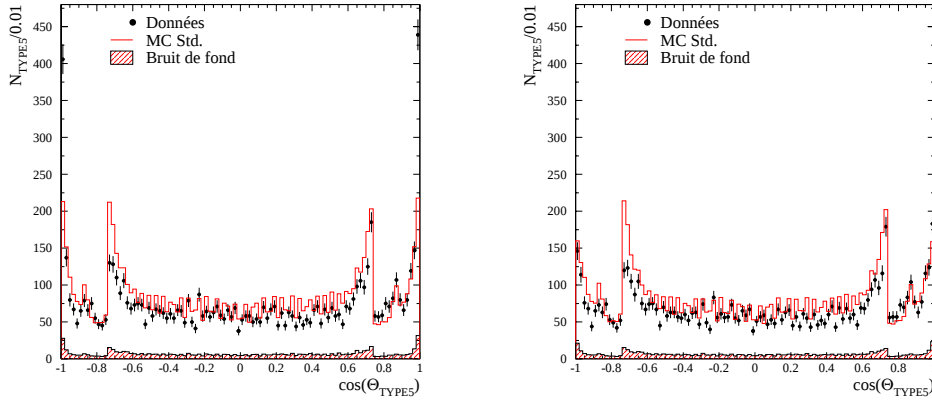


FIG. 3.24 – Distribution angulaire des résidus hadroniques (TYPE5) de l’algorithme de “flux d’énergie” avant (à gauche) et après (à droite) le “nettoyage” des amas hadroniques à bas angle. Les données proviennent des événements sélectionnés pour l’analyse $Z\gamma$ en hadrons en 1998.

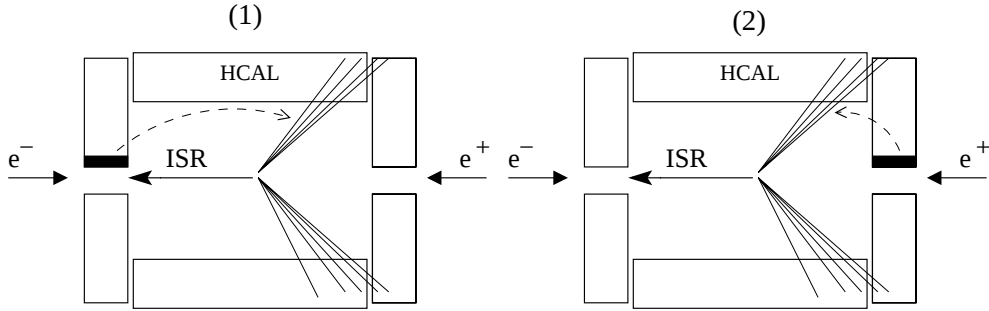


FIG. 3.25 – Influence des résidus hadroniques sur la direction des jets. Pour un événement $Z\gamma$ typique, les deux jets sont propulsés dans la direction opposée à la radiation initiale. Lors de la reconstruction, les objets “flux d’énergie” sont forcés à former deux jets, ce qui signifie qu’un amas hadronique issu du bruit de fond du faisceau (case noire) entre dans un des jets. Cependant l’effet sera plus accentué lorsque l’amas est dans la configuration (1) par rapport à la configuration (2) (effet au second ordre).

3.4 Conclusion

Pour conclure ce chapitre, nous revenons au problème initial sur l’instabilité de la mesure de la masse du boson W (cf figure 3.1). Sur la figure 3.26 sont représentées, après “nettoyage” des calorimètres, les courbes de stabilité de

la masse du W en fonction de la coupure en p_{cut} dans les canaux hadronique et semileptonique.

Ainsi, on obtient

- des résultats stables en fonction du p_{cut} , contrairement à l’analyse sans “nettoyage”(figure 3.1),
- une correction d’environ -50 MeV dans le canal hadronique par rapport à l’analyse sans “nettoyage”,
- une correction d’environ -85 MeV dans les canaux semileptoniques par rapport à l’analyse sans “nettoyage”. En particulier une variation de -150 MeV a été calculée dans le canal $e\nu qq$. Ce changement est lié à la diminution du nombre de résidus électromagnétiques dans les jets et à l’élimination des objets calorimétriques autour de l’électron(procédure décrite dans la section 5.2.1 du chapitre 5).

Nous avons donc vérifié que les objets électromagnétiques étaient à l’origine de l’instabilité de la masse du boson W.

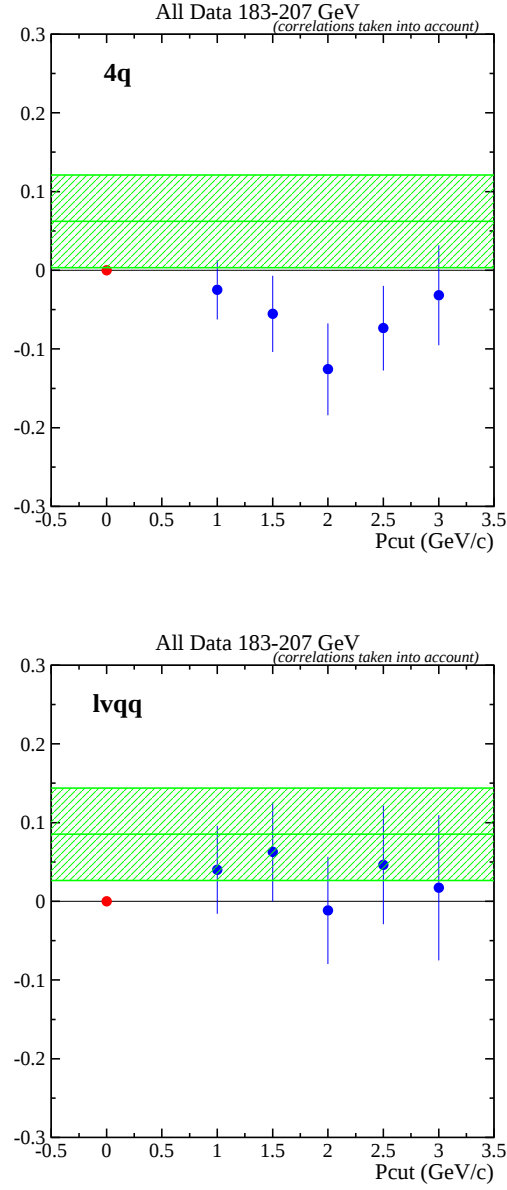


FIG. 3.26 – Courbes de stabilité de la masse du W dans les canaux hadronique(en haut) et semileptonique(en bas). Chaque point représente la différence de masse entre une reconstruction particulière(pour une valeur du p_{cut} donné) et l'analyse standard(point le plus à gauche). La corrélation entre chaque analyse en p_{cut} et l'analyse standard est prise en compte dans l'incertitude. La zone achurée représente la mesure sans aucun "nettoyage" des calorimètres.

Chapitre 4

Contrôle des reconstructions avec les évènements $Z\gamma$

Dans le chapitre précédent, des algorithmes de “nettoyage” des différents sous-détecteurs ont été proposés et mis en place. Nous avons pu montrer leur efficacité à stabiliser la mesure de la masse du boson W.

Dans ce chapitre, nous recherchons un autre processus physique avec des caractéristiques similaires au processus WW (énergie, masse des jets), afin de contrôler les différents “nettoyages” sur une analyse autre que celle de la masse du boson W. Le processus de retour radiatif au pic du Z, souvent nommé $Z\gamma$, semble être le meilleur candidat pour réaliser cette tâche¹.

Lorsque le Z se désintègre en hadrons, les évènements ressemblent beaucoup aux évènements WW semileptoniques, avec néanmoins la particularité d’avoir un Z propulsé selon l’axe du faisceau lorsque le photon est émis selon la direction incidente. Cette topologie particulière, combinée à la méthode d’extraction, rendent la mesure de l’énergie très sensible aux problèmes d’angles. Afin de vérifier la cohérence de la mesure dans le canal hadronique, l’énergie du LEP lorsque le Z se désintègre en deux muons est mesurée. Ce canal, très pur, permet de tester l’influence des traces chargées sur la mesure.

Commençons donc par rappeler l’intérêt du processus $Z\gamma$ à LEP2, puis nous décrirons successivement les analyses dans les canaux $\mu^+\mu^-$ et $q\bar{q}$.

1. Sans sa faible section efficace à LEP2, le processus de production de paires de boson Z aurait été idéal pour tester les “nettoyages”.

4.1 La mesure de l'énergie du LEP et le processus $Z\gamma$

Grâce à la proximité et l'ampleur de la résonance du Z , les processus du type $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z(+n_{ISR}\gamma) \rightarrow f\bar{f}(+n_{ISR+FSR}\gamma)$ émettent souvent des photons dans l'état initial, de telle sorte que le boson Z soit sur couche de masse(cf figure 1.14). Dans un tel cas, si la plupart des photons sont émis par un des deux fermions initiaux, le boson Z est alors propulsé dans le sens contraire aux photons. Il en résulte une topologie typique avec deux fermions dans un même hémisphère, contrairement aux événements sans radiation pour lesquels les deux fermions sont produits dos à dos. En particulier, si un seul photon est émis, son énergie est reliée simplement à celle du centre de masse et donc du faisceau par la relation

$$E_\gamma = \frac{s - M_Z^2}{2\sqrt{s}}, \quad (4.1)$$

où l'on a supposé que le Z est produit sur couche de masse. Toujours dans le cas d'un rayonnement initial unique(ou plusieurs photons colinéaires), il est aussi possible de remonter simplement à la masse invariante des deux fermions $\sqrt{s'}$ grâce à la formule, dite des angles,

$$\frac{s'}{s} = \frac{\beta_1 \sin\theta_1 + \beta_2 \sin\theta_2 - \beta_1 \beta_2 |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\beta_1 \sin\theta_1 + \beta_2 \sin\theta_2 + \beta_1 \beta_2 |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}, \quad (4.2)$$

avec $\beta_{1,2} = \frac{|\vec{p}_{1,2}|}{E_{1,2}}$ et $\theta_{1,2}$ les angles entre les deux fermions et le photon.

Or, la plupart des photons émis par rayonnement dans l'état initial amènent la masse invariante des deux fermions au pic du Z ; la formule 4.2 permet donc une mesure simple de $\sqrt{s}$, l'énergie de LEP, pourvu que l'on sache mesurer les deux angles $\theta_{1,2}$ et les deux vitesses $\beta_{1,2}$.

Dans les prochaines sections, nous construirons toujours nos estimateurs à partir de $\frac{s'}{s}$. Nous utiliserons aussi souvent une formule approchée qui néglige la masse des fermions devant leur énergie, soit $\beta_{1,2} = 1$.

Finalement, la formule 4.2 est exacte uniquement lorsqu'un seul photon ou plusieurs photons colinéaires sont émis, car on suppose $E_\gamma = |\vec{p}_\gamma|$. Pour plusieurs photons non colinéaires, l'équivalence n'est plus garantie, comme le montre la figure 4.1.

4.2 Sélection et reconstruction du photon

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu le rôle primordial du photon. Il est donc important de le détecter lorsqu'il est émis dans l'acceptance

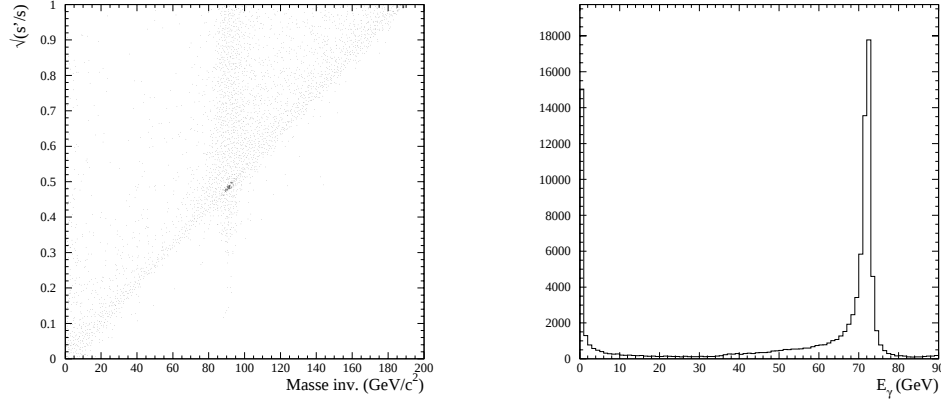


FIG. 4.1 – *A gauche: relation entre $\frac{s'}{s}$ calculé avec la formule des angles 4.2 et la masse invariante des deux quarks. Les quadri-vecteurs utilisés sont ceux produits par le générateur KK2F [46](avant reconstruction) pour un lot d'événements Monte Carlo $q\bar{q}$ à 188.6 GeV. La bande verticale autour de la masse du Z correspond aux événements doublement radiatifs mal reconstruits par la formule des angles. A droite, distribution de l'énergie du photon le plus énergétique pour le même lot que sur la figure de gauche.*

du détecteur, sinon, nous supposons que sa direction est celle du faisceau(z). Afin de sélectionner les photons, nous utilisons un algorithme écrit par les membres du groupe BEW(“Beyond ElectroWeak”) qui est appliqué à l'ensemble des événements présélectionnés(présélection “Classe 15” pour les événements $\mu^+\mu^-$ et “Classe 16” pour les événements $q\bar{q}$).

L'algorithme consiste d'abord à rechercher l'amas électromagnétique le plus énergétique dans chacun des deux luminomètres LCAL et SICAL. D'autre part, les particules du LCAL et SICAL sont éliminées et n'entrent plus dans le reste de la reconstruction(et en particulier dans les jets).

Dans une seconde étape, des jets de $y_{cut} = 0.008$ (la formation des jets est décrite au paragraphe 5.2.3 du chapitre 5) sont créés. Pour chaque jet, la fraction d'énergie électromagnétique est calculée à partir de la somme des énergies des électrons, photons, et résidus électromagnétiques identifiés par l'algorithme de “flux d'énergie”. Un jet est alors déclaré photon s'il possède une impulsion supérieure à 10 GeV et satisfait l'une des conditions suivantes:

- une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 0.95 et moins de quatre objets(neutres et chargés) dans le jet.
- une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 0.9 et une énergie totale supérieure à 25 GeV.

Les objets contenus dans les jets sélectionnés, comme les photons ou les résidus électromagnétiques, sont ensuite éliminés pour la reconstruction du reste de l'évènement.

Finalement, une dernière sélection est réalisée pour déterminer s'il s'agit d'un photon de retour radiatif

- un amas dans le luminomètre SICAL de plus de 50 GeV, et aucun candidat photon de plus de 20 GeV dans le luminomètre LCAL et le calorimètre électromagnétique. Nous citons ce premier cas, car historiquement les photons dans le SICAL étaient recherchés. Néanmoins, nous avons abandonné leur utilisation pour ne pas être sensible au bruit de fond du faisceau(cf figure 3.22).
- un amas dans le luminomètre LCAL de plus de 50 GeV, et aucun candidat photon de plus de 20 GeV dans le luminomètre SICAL et le calorimètre électromagnétique.
- un et un seul candidat photon dans le calorimètre électromagnétique avec plus de 50 GeV, et aucun amas de plus de 20 GeV dans les luminomètres SICAL et LCAL.

Il est alors possible d'utiliser la direction du candidat photon lors de la reconstruction. L'énergie du photon, par contre, est seulement utilisée pour la sélection décrite ci-dessus. Signalons aussi que, lorsqu'un candidat photon a été trouvé avec plus de 50 GeV dans un calorimètre, si un candidat photon de plus de 20 GeV est identifié dans un des deux autres calorimètres, alors l'évènement est rejeté, on suppose qu'il s'agit d'un évènement doublement radiatif.

4.3 Les événements $Z\gamma$ en muons

Les événements $Z\gamma$ en muons sont utiles car ils permettent une mesure de l'énergie du LEP avec uniquement les détecteurs de trace. Ils sont aussi utilisés pour contrôler les résultats du canal hadronique.

Ci-dessous, nous commençons par décrire la sélection des événements, puis la méthode d'extraction de l'énergie du faisceau, récemment modifiée dans ce canal, et, enfin, nous donnons les résultats sur l'énergie du LEP.

4.3.1 Sélection

Les principales étapes d'identification et de sélection des événements dimuons à haute énergie sont très similaires aux méthodes utilisées dans le paragraphe 3.2.1 pour l'étude des événements dimuons au pic du Z. Après une présélection générale demandant, principalement, un nombre de traces

chargées inférieur à huit (nommée Classe 15, cf. 3.2.1), on identifie les candidats muons par l'une des deux méthodes "analogique" ou "digitale" décrites en 3.2.1. Les éventuels muons cosmiques sont éliminés par les deux coupures $|d_0^1| + |d_0^2| < 1$ cm et $|z_0^1| + |z_0^2| < 5$ cm avec $d_0^{1,2}$ la distance transverse minimale d'approche du point d'interaction et $z_0^{1,2}$ la valeur correspondante selon z . Ensuite, un rejet des masses invariantes supérieures à 60 GeV/c² amoindrit les fonds $\tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les fonds WW, ZZ, et Zee sont, quant à eux, sévèrement réduits lors de la sélection des évènements dimuons radiatifs par la coupure $|\Delta| < 10$ GeV (fenêtre en énergie). L'observable Δ est calculée grâce à la formule

$$\Delta = \frac{M_Z}{\sqrt{s'/s}} - E_{LEP}, \quad (4.3)$$

avec E_{LEP} la valeur mesurée par la machine. Le rapport s'/s est estimé grâce à la formule des angles 4.2 avec $\beta_{1,2} = 1$. D'autre part, les angles $\theta_{1,2}$ des muons sont toujours déterminés par rapport à l'axe du faisceau. Après toutes les coupures, le fond principal est dû au processus $e^+e^- \rightarrow Zee$. Les nombres d'évènements observés et attendus sont reportés sur le tableau 4.1 pour les huit énergies utilisées par la suite. D'autre part, les effets des principales coupures sont résumés sur le tableau 4.2.

4.3.2 Mesure de l'énergie du LEP

Méthode d'extraction de l'énergie du faisceau

L'estimation de l'énergie du LEP ci-dessous utilise une méthode d'ajustement de la distribution de Δ par une double fonction de Breit et Wigner. Cette méthode simple a été construite après l'observation de problèmes sur la méthode de pondération.

Néanmoins, décrivons rapidement pourquoi l'ajustement par pondération ne convient pas dans le canal $\mu^+\mu^-$. L'ajustement par pondération, qui sera décrit avec plus de détails dans la section 6.1.2 du chapitre 6, utilise le fait simple que pour connaître la forme d'une distribution à l'énergie E_f à partir d'une autre distribution à l'énergie E_i , il suffit de multiplier chaque événement par un poids w proportionnel au rapport des deux distributions. Les poids sont, en général, calculés avec des programmes semi-analytiques rapides, ce qui évite de générer des échantillons Monte Carlo à de nombreuses énergies. Dans le cas de la mesure de l'énergie du LEP, nous utilisons le programme Zfitter [73] pour calculer les poids entre deux énergies. Afin de vérifier le bon fonctionnement de la pondération, on extrait l'énergie du LEP sur des échantillons simulés à des énergies proches du Monte Carlo standard. Quatre échantillons sont générés aux énergies $E = E_{nom.} \pm 0.5$ GeV et

Energie(MC)	(GeV)	182.6	188.6	191.6	195.5	199.5	201.6	204.9	206.5	188.6	183.6
Energie(LEP)	(GeV)	182.652	188.629	191.595	195.516	199.512	201.624	204.860	206.530	$\rightarrow 206.5$	$\rightarrow 206.5$
Luminosité	(pb^{-1})	56.8	174.4	28.9	79.9	86.3	41.9	81.4	133.2	626.0	683.0
$\mu^+\mu^-$		75.4	207.7	32.7	83.9	83.6	39.9	72.6	115.0	635.4	710.8
$\tau^+\tau^-$		0.2	0.4	0.0	0.2	0.1	0.1	0.1	0.2	1.1	1.3
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$		0.7	1.6	0.4	1.1	1.1	0.4	0.8	1.0	6.4	7.1
WW		0.3	0.8	0.1	0.2	0.2	0.1	0.1	0.3	1.8	2.1
ZZ		0.4	1.1	0.2	0.4	0.5	0.2	0.5	0.6	3.5	3.9
Zee		2.2	7.4	1.2	3.5	3.8	1.8	3.6	5.7	27.0	29.2
MC		77.0	216.0	33.0	87.0	87.0	40.0	75.0	120.0	658.0	735.0
Données		85	205	33	113	80	36	80	121	668	753
Nbre σ		0.91	-0.75	0.00	2.79	-0.75	-0.63	0.90	0.09	0.39	0.66

TAB. 4.1 – Nombre d'événements $\mu^+\mu^-$ avec retour radiatif obtenus et attendus avec les données réelles et simulées par énergie. Seuls les bruits de fond suffisamment conséquents sont mentionnés. Les données entre 189 GeV et 207 GeV ayant été l'objet d'une étude détaillée par B. Trocisé [54], nous donnons les résultats combinés à la fois entre 189 et 207 GeV, et entre 183 et 207 GeV. La dernière ligne indique la différence en nombre de σ entre les nombres obtenus et attendus.

Coupure	Classe 15	Nbre muons	Cosmiques	Masse Invariante	Fenêtre Δ
$\mu^+\mu^-$	3540.3	3255.0	3249.8	3211.7	635.4
$\tau^+\tau^-$	3416.0	108.7	108.5	35.1	1.1
e^+e^-	167429.5	0.0	0.0	0.0	0.0
$q\bar{q}$	623.3	0.3	0.3	0.0	0.0
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	20665.8	7499.5	7484.0	158.9	6.4
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	10232.5	21.4	21.3	0.1	0.0
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	19362.3	0.0	0.0	0.0	0.0
WW	890.8	127.6	127.5	101.2	1.8
ZZ	93.6	34.1	34.1	25.6	3.5
Zee	547.7	72.3	72.2	56.6	27.0
$Z\nu\nu$	0.8	0.2	0.2	0.2	0.0
MC	226770.0	11095.0	11075.0	3569.0	658.0
Données	494570.0	10461.0	10390.0	3578.0	668.0
Pureté(%)	1.56	29.34	29.34	89.99	96.57

TAB. 4.2 – Influence des principales coupures dans le canal $\mu^+\mu^-$ sur les différents bruits de fond sommés pour toutes les énergies entre 189 et 207 GeV. Chaque colonne représente le nombre d'évènements gardés après la coupure. Voir le texte pour la signification exacte de chaque coupure. 0.0 signifie que le nombre attendu d'évènements est inférieur à 0.05.

$E = E_{nom.} \pm 1$ GeV. Les résultats de l'ajustement sont ensuite comparés avec les valeurs vraies, comme représenté sur la figure 4.2. La raison du désaccord entre les valeurs pondérées et les valeurs générées dans le Monte Carlo est la dépendance des poids non seulement en fonction de s'/s (ou $x = 1 - s'/s$), mais aussi en fonction du nombre de photons émis. Malheureusement, les distributions de s'/s en fonction du nombre de photons ne sont pas disponibles dans Zfitter, ce qui nous empêche d'utiliser ce programme pour calculer les poids.

Nous sommes donc obligés d'utiliser une autre méthode que la pondération dans le canal muonique. Le choix d'utiliser un ajustement par une double fonction de Breit et Wigner est celui de la simplicité, et a déjà été appliqué par l'expérience OPAL [74]. Il consiste à ajuster la distribution du nombre d'évènements en fonction de Δ par une fonction du type

$$f(\Delta) = A \frac{(\Delta + E_0)^2 \Gamma_{\pm}^2}{((\Delta + E_0)^2 - (\Delta^* + E_0)^2)^2 + (\Delta + E_0)^2 \Gamma_{\pm}^2}, \quad (4.4)$$

avec

- A un coefficient de normalisation,
- $E_0 = \mathcal{O}(\sqrt{s}) = 200$ GeV un coefficient suffisamment élevé pour obtenir une résonance massive (si E_0 était trop petit, l'allure de la courbe serait

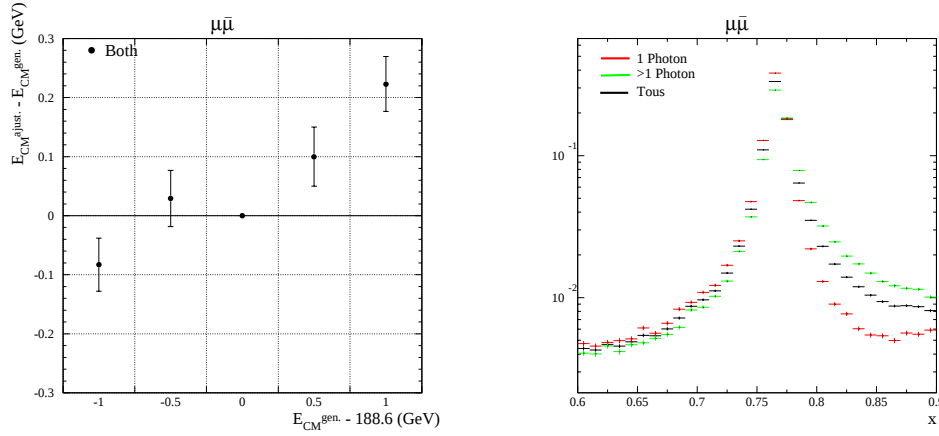


FIG. 4.2 – *A gauche: différence entre l'énergie ajustée par pondération et l'énergie générée pour différents lots d'événements simulés autour de 188.6 GeV. A droite: distribution des événements en fonction de $x = 1 - s'/s$ et le nombre de photons générés (d'énergie supérieure à 0.5 GeV). La queue sur la droite du pic du Z, pour plus de un photon généré, correspond principalement aux photons rayonnés dans l'état final.*

complètement différente),

- $\Gamma_{\pm}$ les largeurs de la Breit et Wigner, pour $\Delta > 0$ et $\Delta < 0$,
- Δ^* la position du pic.

Suivant la méthode d'OPAL [74], les coefficients Γ_+ et Γ_- sont ajustés sur les données simulées. Par contre A et Δ^* sont des paramètres libres. La relation entre Δ^* et la différence d'énergie $\Delta E = E_{Z\gamma} - E_{LEP}$ est linéaire, comme le montre la figure 4.3 pour les données simulées autour de 188.6 GeV. D'autre part, la pente a et l'ordonnée à l'origine b de la droite sont indépendantes de l'énergie à laquelle l'étalonnage est réalisé. Par exemple, à 189 GeV $a = 0.940 \pm 0.023$ et $b = 0.048 \pm 0.013$ GeV, et à 207 GeV $a = 0.933 \pm 0.025$ et $b = 0.047 \pm 0.013$. La raison de l'indépendance de l'ajustement en fonction de l'énergie considérée est que l'observable Δ est construite de manière à être seulement sensible aux écarts d'énergie avec la valeur mesurée par la machine. Cet aspect permet, en particulier, de combiner les échantillons de différentes énergies. Etant donné la très faible statistique des données réelles à certaines énergies, la combinaison des échantillons évite d'être trop sensible aux fluctuations statistiques individuelles.

Résultats

Les résultats par énergie sont résumés sur la figure 4.4. Après addition

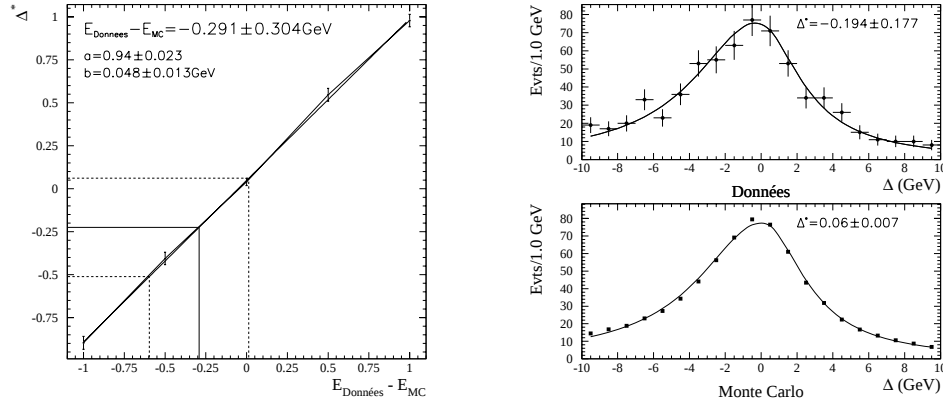


FIG. 4.3 – *A gauche: courbe d'étalonnage de la position du pic de la Breit et Wigner en fonction de la différence d'énergie entre un échantillon quelconque et l'échantillon de référence à 188.6 GeV. Grâce à quatre lots de données simulées ajoutés à l'échantillon de référence, un ajustement linéaire est réalisé. La pente a et l'ordonnée à l'origine b sont indiquées avec leurs incertitudes. A droite: distribution du nombre d'évènements dans les données réelles et simulées (renormalisées à la luminosité) en fonction de Δ pour l'ensemble des échantillons entre 188.6 GeV et 206.5 GeV. La valeur de la position du pic Δ^* issue d'un ajustement par une double Breit et Wigner est aussi indiquée.*

des principales incertitudes systématiques, les résultats combinés sont

$$\Delta E = E_{Z\gamma} - E_{LEP} = -294 \pm 195(Stat.) \pm 87(Syst.) \text{ MeV} \quad (4.5)$$

pour les données de 189 à 207 GeV, et

$$\Delta E = E_{Z\gamma} - E_{LEP} = -203 \pm 174(Stat.) \pm 86(Syst.) \text{ MeV} \quad (4.6)$$

pour les données de 183 à 207 GeV. Une comparaison de la valeur mesurée avec celle attendue est représentée sur la figure 4.5.

Incertitudes systématiques

Nous décrivons ci-dessous seulement les principales incertitudes systématiques affectant la mesure. Une étude plus détaillée de l'ensemble des incertitudes systématiques peut être trouvée dans la thèse de B. Trocmé [54]. Toutes les incertitudes systématiques sont évaluées sur les données simulées grâce à la méthode des pseudo-expériences. Cette méthode, décrite avec plus de détails au paragraphe 6.1.3, consiste à former des échantillons de Monte

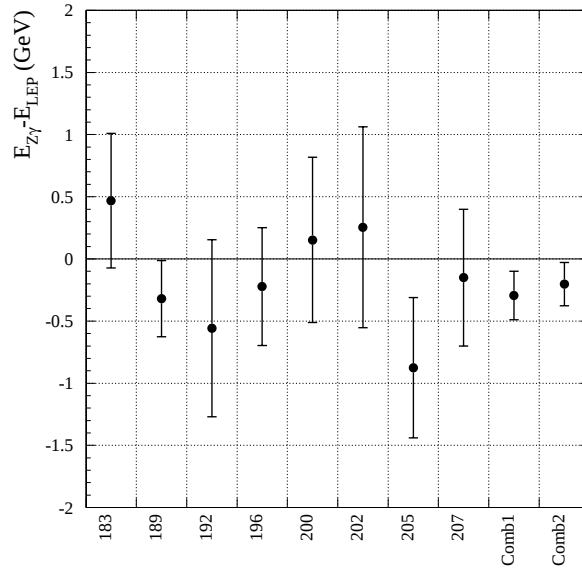


FIG. 4.4 – *Résultat par énergie. Seules les incertitudes statistiques sont représentées. Comb1 correspond au résultat de la combinaison de tous les échantillons entre 189 et 207 GeV. Dans Comb2, on ajoute en plus l'échantillon à 183 GeV.*

Carlo de taille similaire aux données², puis à évaluer ensuite pour chaque échantillon la différence d'énergie entre des lots avec ou sans la modification due à un effet systématique. Cette méthode présente l'avantage d'évaluer l'incertitude sur le biais.

Les incertitudes systématiques sont classées par catégories. Les incertitudes relatives au détecteur sont la principale source d'incertitude:

- Un possible biais angulaire sur l'angle polaire θ entre données réelles et simulées est évalué dans [54] en comparant les informations des différents détecteurs de traces VDET, ITC et TPC sur des événements dimuons au pic du Z. Un biais de 0.3 mrad est appliqué sur chaque trace. Les biais des deux traces sont opposés afin d'ouvrir ou de refermer l'angle entre les deux fermions (effet maximal sur l'énergie).
- La résolution sur l'angle θ est aussi déterminée grâce aux événements dimuons au pic du Z. L'incertitude est estimée en dégradant la résolu-

2. Cette condition n'est pas indispensable pour calculer une incertitude systématique. Néanmoins, nous utilisons aussi les pseudo-expériences pour calculer les valeurs et erreurs attendues.

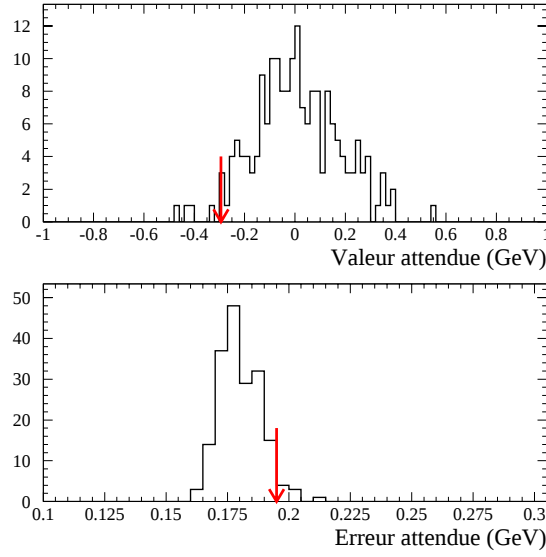


FIG. 4.5 – *En haut: distribution des valeurs ajustées de ΔE sur un lot de 186 pseudo-expériences de taille similaire aux données réelles. La flèche indique la valeur observée avec les données réelles. En bas: même chose pour l'incertitude statistique.*

tion des traces de 0.6 mrad.

L'incertitude théorique liée à la modélisation du rayonnement dans KK2F [46] est estimée en dégradant d'un ordre en α la simulation des photons.

Une série d'incertitudes nouvelles par rapport à la thèse de B. Trocmé sont introduites pour tenir compte de la modification de la méthode d'extraction de l'énergie:

- La pente a et l'ordonnée à l'origine b , extraites lors de l'étalonnage, sont modifiées de plus ou moins leurs incertitudes.
- On fait varier le décalage $E_0 = 200$ GeV utilisé dans la Breit et Wigner de ± 10 GeV.
- Les largeurs $\Gamma_{\pm}$ sont ajustées à partir du Monte Carlo. On fait varier leurs valeurs en fonction des incertitudes calculées lors de l'ajustement.

Les incertitudes sur les deux bruits de fond principaux Zee et $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ sont évaluées en retirant la contribution du bruit de fond correspondant.

Les incertitudes systématiques sont résumées sur le tableau 4.3. Nous en déduisons que l'incertitude systématique totale sur l'énergie est dominée par un éventuel biais sur la direction des traces. Un exemple d'évaluation d'une

Systématique	Biais (MeV)
Détecteur	
Biais angulaire	82.6 ± 1.6
Résolution angulaire	0.4 ± 1.8
Théorie	
Modélisation radiations	5.6 ± 0.1
Méthode	
Pente a	0.5 ± 0.5 (3%)
Ordonnée b	11.3 ± 0.9
$\Gamma_{\pm}$	-
E_0	1.5 ± 0.1
Bruits de fond	
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.5 ± 1.6
Zee	1.5 ± 2.6

TAB. 4.3 – *Récapitulatif des principales incertitudes systématiques dans le canal $\mu^+\mu^-$ obtenues pour l'ensemble des données entre 189 et 207 GeV. On notera que l'incertitude sur la pente a n'est pas estimée correctement avec des pseudo-expériences, puisqu'elle varie linéairement avec la valeur mesurée. On prendra donc plutôt une incertitude relative de 3%.*

incertitude systématique est donné sur la figure 4.6.

4.4 Les événements $Z\gamma$ en hadrons

Dans cette section, nous étudions le processus $Z\gamma$ en hadrons pour comprendre si les effets observés sur la masse du boson W au chapitre 3 sont aussi présents lors de la mesure de l'énergie du LEP.

Pour cela, nous contrôlons si

- l'analyse $Z\gamma$ est stable lorsque l'on modifie la reconstruction des jets (analyse en " p_{cut} "). Si ce n'est pas le cas, nous vérifions si le "nettoyage" du calorimètre électromagnétique améliore la stabilité.
- les "nettoyages" des calorimètres proposés au chapitre 3 rapprochent ou éloignent la mesure de l'énergie par ALEPH de la mesure de l'énergie donnée par LEP.

Mais, avant de donner les résultats, décrivons rapidement les sélection, reconstruction et méthode d'extraction de l'énergie du LEP pour les événements $Z\gamma$ en hadrons.

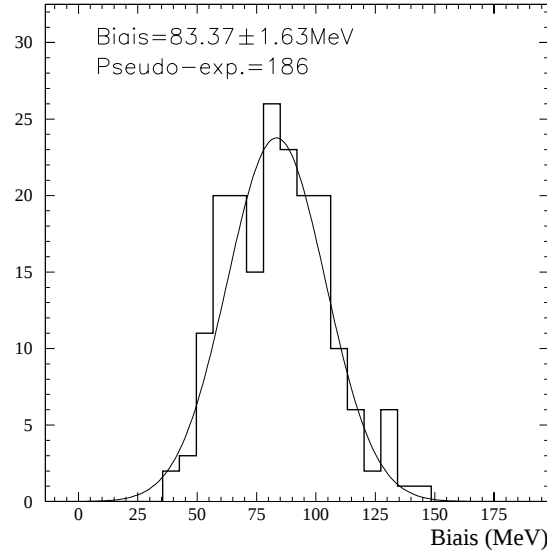


FIG. 4.6 – *Évaluation de l'incertitude systématique due à un possible biais angulaire de $+0.3 \text{ mrad}$ sur la direction de chaque muon grâce à la méthode des pseudo-expériences.*

4.4.1 Sélection et reconstruction

Sélection

La sélection des évènements $Z\gamma$ hadroniques requiert en premier lieu un nombre suffisant de “bonnes” traces chargées. Cette présélection, nommée Classe 16, demande au moins cinq traces dans la TPC satisfaisant chacune quatre conditions: un nombre d’impacts dans la TPC supérieur ou égal à quatre, une distance d’approche minimale du vertex $|d_0| < 2 \text{ cm}$, une valeur selon z correspondante vérifiant $|z_0| < 10 \text{ cm}$, et un angle par rapport au faisceau tel que $|\cos\theta| < 0.95$. De plus, la somme des énergies des “bonnes” traces chargées doit être supérieure à 10% de l’énergie dans le centre de masse.

Après la présélection, deux coupures sont utilisées pour réduire les principaux bruits de fond(cf figure 4.7):

1. le nombre de “bonnes” traces chargées doit être supérieur à sept. Cette coupure élimine les bruits de fond Bhabhas ou composés de taus($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$).
2. la masse invariante de l’ensemble des objets “flux d’énergie” reconstruits

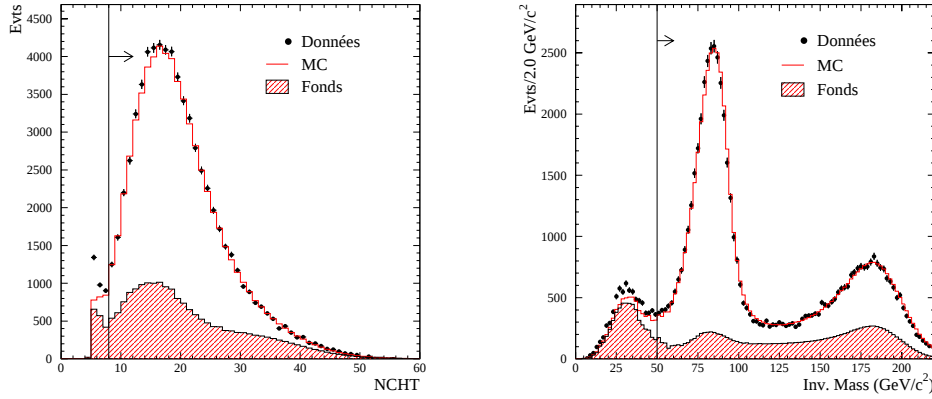


FIG. 4.7 – *A gauche: distribution des événements satisfaisant la coupure “classe 16” en fonction de leur nombre de “bonnes” traces chargées. Une coupure sur un nombre supérieur à sept est ensuite réalisée. A droite: distribution des événements après la coupure de gauche en fonction de la masse invariante des deux jets reconstruits (coupure à 50 GeV/c²).*

doit être supérieure à 50 GeV/c².

Finalement, l’angle de chaque jet doit satisfaire $|\cos\theta| < 0.95$, et une fenêtre en $0.60 < x = 1 - s'/s < 0.88$ est utilisée pour conserver seulement les événements radiatifs. Le rapport s'/s est calculé à partir de la formule 4.2. Les tableaux 4.4 et 4.5 résument les nombres attendus et observés d’événements $Z\gamma$ hadroniques après sélection, ainsi que l’influence des principales coupures.

Reconstruction

La reconstruction des photons a déjà été décrite au paragraphe 4.2. Néanmoins, il est très important de vérifier que les objets appartenant aux candidats photons dans le calorimètre électromagnétique sont correctement éliminés, car tout objet non attaché à un photon est inclus dans un jet. Une différence entre les données réelles et simulées autour du photon se répercute par une modification de la direction du jet d’autant plus importante que l’objet est éloigné de ce dernier (ce qui est le cas pour un photon). On peut vérifier sur la figure 4.8 que le fait de former un jet électromagnétique pour détecter les photons permet de s’assurer que tous les objets créés par le photon sont correctement attachés à ce dernier. On remarque aussi un excès de données réelles par rapport à la simulation dans les résidus électromagnétiques et mixtes autour du photon. Cet excès est similaire à celui observé

Energie(MC) (GeV)	182.6	188.6	191.6	195.5	199.5	201.6	204.9	206.5	188.6	183.6
Energie(LEP) (GeV)	182.652	188.629	191.595	195.516	199.512	201.624	204.860	206.530	→ 206.5	→ 206.5
Luminosité (pb^{-1})	56.8	174.4	28.9	79.9	86.3	41.9	81.4	133.2	626.0	683.0
$q\bar{q}$	2668.2	7467.8	1186.6	3095.0	3148.3	1486.2	2754.0	4405.3	23543.2	26211.4
WW	63.8	239.1	42.7	127.2	144.9	71.9	144.9	240.1	1010.9	1074.7
ZZ	11.3	34.1	5.7	16.4	19.4	10.0	21.8	37.4	144.8	156.1
Zee	71.1	225.5	38.0	106.1	116.0	57.1	110.5	180.7	833.9	905.0
$Z\nu\nu$	0.1	0.2	0.0	0.1	0.2	0.1	0.2	0.4	1.2	1.3
$\gamma\gamma \rightarrow hadrons$	12.5	52.5	10.3	32.2	37.2	12.3	24.0	39.4	207.9	220.4
$\tau^+\tau^-$	0.5	1.3	0.2	0.5	0.6	1.8	0.5	0.9	4.2	4.7
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	0.3	0.3
MC	2824.0	8017.0	1280.0	3375.0	3463.0	1634.0	3051.0	4901.0	25721.0	28545.0
Données	2924	7938	1297	3379	3434	1595	2954	4783	25380	28304
Nbre σ	1.88	-0.88	0.48	0.07	-0.49	-0.96	-1.76	-1.69	-2.14	-1.43

TAB. 4.4 – Nombre d'évènements $Z\gamma$ en hadrons obtenus et attendus avec les données réelles et Monte Carlo par énergie.

Coupure	Classe 16	Nbre traces	Masse Invariante	$ \cos\theta_{jet} $ < 0.95	Fenêtre en x
$q\bar{q}$	49020.4	48225.6	47089.1	38063.5	23543.2
WW	11149.1	10187.9	10121.9	7705.0	1010.9
ZZ	836.1	805.0	782.5	592.3	144.8
Zee	1677.2	1567.0	1457.5	933.3	833.9
$Z\nu\nu$	6.2	6.0	5.9	5.5	1.2
$\gamma\gamma \rightarrow hadrons$	7115.0	6412.1	1102.2	566.7	207.9
$\tau^+\tau^-$	248.4	21.8	18.6	15.0	4.2
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	146.2	4.9	1.1	0.6	0.3
Bhabha	352.8	1.2	0.5	0.0	0.0
MC	69639.0	67198.0	60548.0	47849.0	25721.0
Données	71967	68075	60248	47603	25380
Pureté(%)	70.39	71.78	77.77	79.55	91.53

TAB. 4.5 – Influence des principales coupures sur les différents bruits de fond sommés pour toutes les énergies entre 189 et 207 GeV. Chaque colonne représente le nombre d'événements gardés après la coupure. Voir le texte pour la signification exacte de chaque coupure. 0.0 signifie que le nombre attendu d'événements est inférieur à 0.05.

autour des électrons Bhabhas.

Les distributions angulaires des candidats photons dans le luminomètre LCAL et dans le calorimètre électromagnétique sont représentées sur la figure 4.9. Lorsque la reconstruction du photon est terminée, les objets “flux d'énergie” restant sont forcés en deux jets. D'autre part, en plus de la reconstruction standard qui utilise tous les types d'objets, plusieurs reconstructions parallèles sont réalisées afin de vérifier la stabilité de l'analyse. Ainsi,

- quatre reconstructions sont formées à partir des jets auxquels on retire les objets dont l'impulsion est inférieure à p_{cut} . Les différentes valeurs de p_{cut} sont 0.5, 1.0, 1.5 et 2.0 GeV/c.
- une reconstruction retire tous les objets calorimétriques situés à moins de 15° de l'axe du faisceau. Cette reconstruction permet de tester l'efficacité du “nettoyage” du calorimètre hadronique.
- une reconstruction enlève tous les résidus purement électromagnétiques (Type6) pour former les jets.
- une reconstruction utilise seulement les traces chargées.

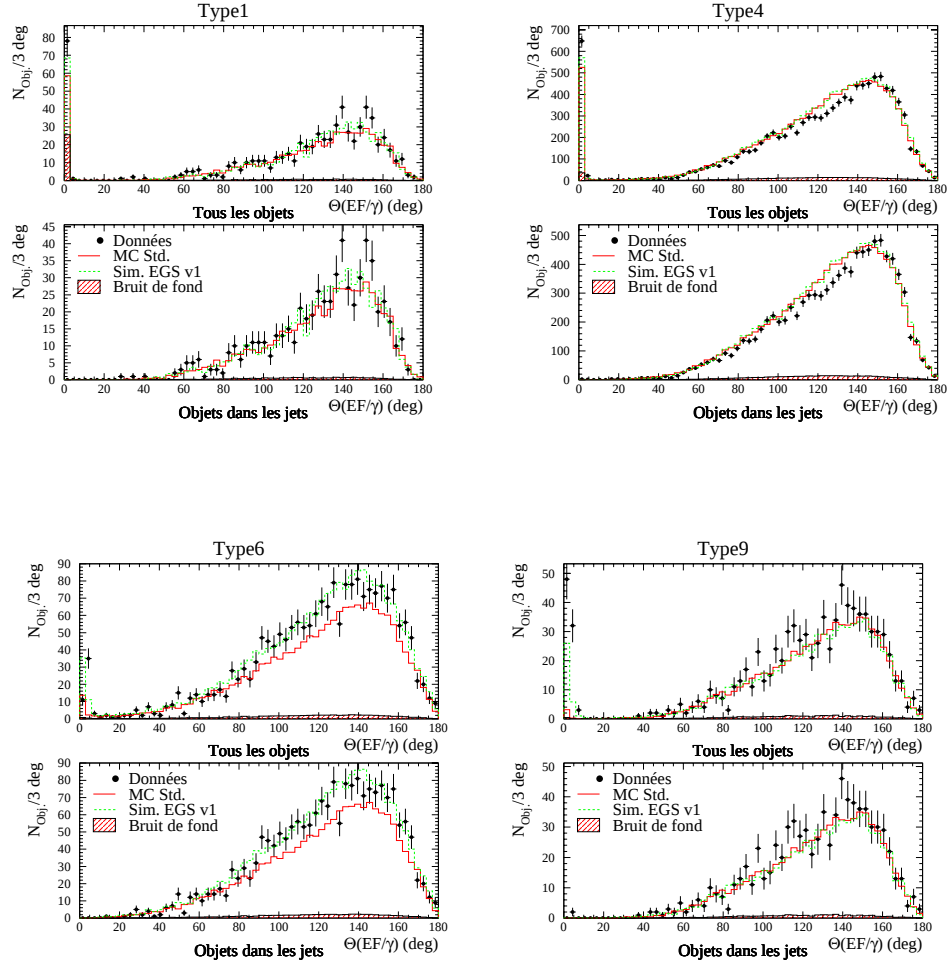


FIG. 4.8 – Distribution des objets “flux d’énergie” par type en fonction de l’angle entre l’objet et un candidat photon dans le calorimètre électromagnétique. Les données réelles et simulées correspondent à des échantillons à 189 GeV après “nettoyage” du calorimètre électromagnétique. Les différents types d’objet représentés sont les électrons (Type1), les photons (Type4), les résidus électromagnétiques (Type6), et les résidus mixtes ECAL-HCAL (Type9). Pour chaque type, on représente les distributions pour tous les objets (incluant donc ceux reconstruits avec le photon, partie haute de la figure), et pour les objets utilisés dans les jets (partie basse de chaque figure).

4.4.2 Mesure de l’énergie du LEP

Méthode d’extraction

Contrairement au cas des évènements $Z\gamma$ en muons, la méthode de pondération fonctionne correctement dans le canal hadronique. En effet, si on

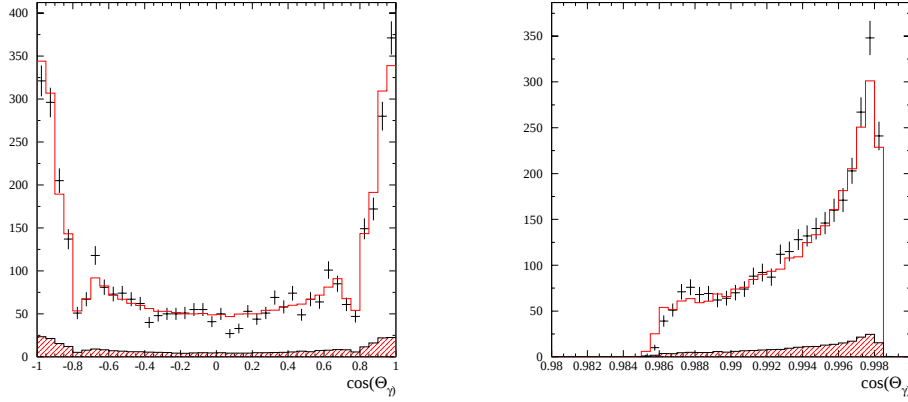


FIG. 4.9 – *Distribution angulaire des photons dans le calorimètre électromagnétique (à gauche) et les luminomètres LCAL (à droite). Pour les luminomètres LCAL on considère la valeur absolue du cosinus de l'angle. Les distributions hachurées correspondent aux bruits de fond.*

représente, comme sur la figure 4.10, la différence d'énergie entre la valeur estimée pour un lot de Monte Carlo et sa valeur vraie en fonction de la valeur vraie, on obtient une distribution des points horizontale. La raison de ce

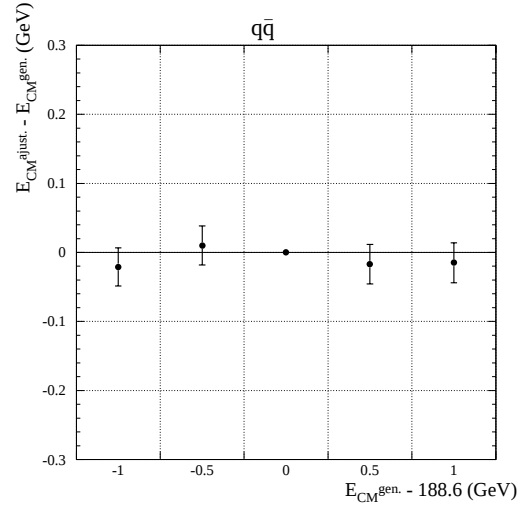


FIG. 4.10 – *Différence entre l'énergie ajustée par pondération et l'énergie générée pour différents lots d'événements simulés autour de 188.6 GeV.*

changement avec le cas muonique pourrait être que l'on considère maintenant

des jets. Or les radiations dans l'état final sont la plupart du temps émises dans le jet. Les radiations dans l'état final sont donc incluses naturellement dans les jets lors de la reconstruction.

Nous utilisons l'observable $x = 1 - s'/s$ pour extraire l'énergie du LEP à chaque énergie grâce à la recherche du maximum d'une fonction de vraisemblance

$$\mathcal{L}(E) = -2\ln\left(\prod_{i=1}^{N_{données}} P_i(E)\right). \quad (4.7)$$

Pour chaque événement, la probabilité $P_i(E)$ est calculée pour une énergie donnée en fonction de sa valeur x_i . Pour cela on recherche sur la distribution en x pour les données simulées(cf figure 4.11), le sous-intervalle j qui contient x_i . A partir du sous-intervalle j , on calcule la probabilité

$$P_i(E) = \frac{N_j^{signal}(E)}{N_j^{signal}(E) + N_j^{fonds}}, \quad (4.8)$$

avec $N_j^{signal}(E)$ le nombre d'évènements sélectionnés pour le signal dans le sous-intervalle j pour une énergie E , et N_j^{fonds} le nombre d'évènements de bruit de fond sélectionnés. On suppose donc que la distribution des bruits de fond varie peu dans la gamme d'énergie considérée(typiquement ± 0.5 GeV autour de l'énergie nominale du Monte Carlo). Les nombres $N_j^{signal}(E)$ sont calculés par pondération avec le programme Zfitter [73] à partir du nombre d'évènements sélectionnés dans le Monte Carlo(produit à l'énergie E_0). La distribution de la variable x après ajustement du Monte Carlo et la courbe de vraisemblance correspondante sont représentées pour les données à 200 GeV sur la figure 4.11.

Résultats et influences des différents “nettoyages”

Dans ce paragraphe, nous étudions la stabilité de la reconstruction standard en fonction des “nettoyages” des calorimètres utilisés. Cette méthode permet de discerner les principales caractéristiques de chaque “nettoyage”. Sur les figures 4.12 et 4.13 sont représentées respectivement:

- la courbe de stabilité d'une analyse sans aucun “nettoyage”,
- la courbe de stabilité d'une analyse avec un “nettoyage” des calorimètres électromagnétique et hadronique.

Tous les échantillons entre 189 et 207 GeV sont utilisés pour ces résultats. Sur chaque figure, on calcule la différence entre l'énergie estimée pour chaque reconstruction auxiliaire(“ p_{cut} ”, coupure à 15° , sans les résidus électromagnétiques, et avec seulement les traces chargées) et l'analyse standard(elle qui

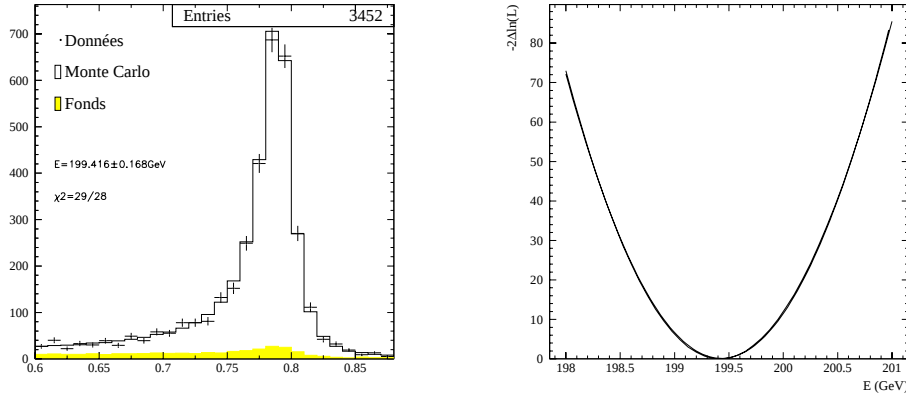


FIG. 4.11 – *A gauche: distribution de la variable $x = 1 - s'/s$ pour les données réelles et simulées à 200 GeV dans le canal hadronique. A droite: courbe de vraisemblance réalisée lors de l'ajustement des données simulées par pondération. On notera le comportement parabolique de la courbe de vraisemblance, qui permet une combinaison simple des mesures pour différentes énergies. Pour ce résultat, la reconstruction des événements est réalisée avec tous les objets “flux d'énergie” et un “nettoyage” du calorimètre hadronique à petit angle polaire.*

utilise tous les objets “flux d'énergie”). En particulier l'incertitude sur la différence d'énergie entre deux reconstructions tient compte de la corrélation entre les deux analyses. Pour calculer ces corrélations, des pseudo-expériences sont réalisées sur les données simulées pour chaque reconstruction. Puis pour chaque pseudo-expérience, les différences d'énergie entre reconstructions sont calculées. Il faut cependant noter que le calcul de la corrélation avec des pseudo-expériences suppose que la corrélation entre deux reconstructions est similaire dans les données réelles et simulées.

Si nous analysons les résultats de la figure 4.12, nous déduisons que:

1. Le résultat extrait par ALEPH n'est pas compatible avec la mesure faite par LEP (incertitude statistique uniquement)

$$E_{Z\gamma} - E_{LEP} = -312 \pm 63 \text{ MeV}. \quad (4.9)$$

2. Si on considère à la fois les angles et les β_{jet} dans la formule 4.2, l'analyse n'est pas stable en fonction du p_{cut} (colonnes 1 à 5 et cercles pleins). Cette observation est en accord avec les mesures faites sur la masse du W (figure 3.1 du chapitre 3).
3. Pour une coupure sur le p_{cut} suffisamment large (environ 2 GeV, colonne 5), l'analyse s'accorde avec une reconstruction des jets sans les résidus

électromagnétiques(colonne 7). Cette seconde observation est aussi en accord avec les résultats sur la masse du W.

4. Les deux points précédents ne sont pas valables si l'énergie du LEP est extraite uniquement grâce la direction des jets(cercles vides). On déduit de cette observation que l'instabilité est liée au β_{jet} , c'est-à-dire aux énergies et masses des jets, et non à la direction des jets.
5. L'analyse standard n'est pas stable si on retire tous les objets "flux d'énergie" au dessous de 15° (colonne 6). Cette instabilité est liée à la présence de l'excès d'amas hadroniques à bas angle(cf section 3.3.2).

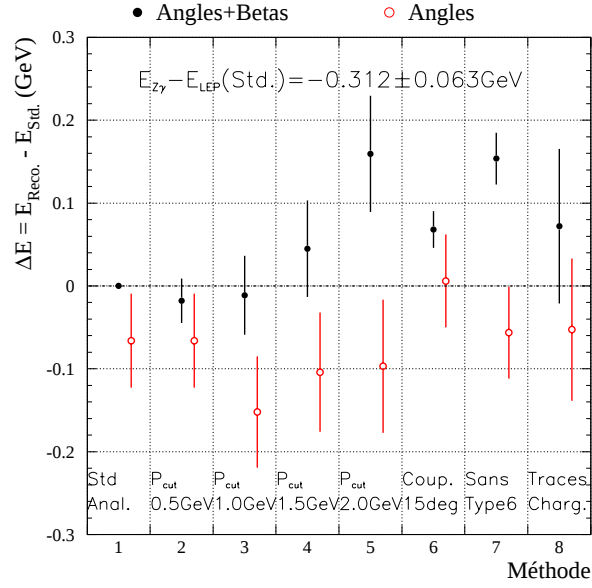


FIG. 4.12 – Comparaison de l'analyse standard(avec tous les objets "flux d'énergie" et utilisation des β_{jet}) avec plusieurs reconstructions différentes des évènements(voir texte pour plus de détails). Les résultats, obtenus à partir des données enregistrées entre 189 et 207 GeV, sont extraits à partir de la formule des angles 4.2 en considérant l'information des β_{jet} (cercles pleins) ou non(cercles vides). Aucun "nettoyage" des calorimètres électromagnétique et hadronique n'est effectué. Les incertitudes représentées sont statistiques et tiennent compte des corrélations entre chaque reconstruction et l'analyse standard. De plus, l'énergie déterminée grâce à l'analyse standard est indiquée(incertitude statistique seulement).

Maintenant, voyons comment évoluent ces résultats avec le "nettoyage" des calorimètres.

Le “nettoyage” du calorimètre hadronique, appliqué pour réduire le bruit de fond du faisceau, entraîne une modification des résultats en accord avec l’observation 5

$$E(\text{après}) - E(\text{avant}) = +79 \pm 10 \text{ MeV} \quad (4.10)$$

si l’analyse est réalisée avec les angles et les β_{jet} , et de

$$E(\text{après}) - E(\text{avant}) = +30 \pm 15 \text{ MeV} \quad (4.11)$$

si l’analyse utilise uniquement les angles dans la relation 4.2. Le “nettoyage” du calorimètre hadronique modifie donc principalement les β_{jet} des jets. On notera que pour ces deux dernières relations, les incertitudes sur les différences sont sûrement légèrement sous-estimées, car la corrélation entre les deux analyses doit être plus large pour le Monte Carlo que pour les données (puisque les objets en excès ne sont pas présents dans le Monte Carlo). A partir de la figure 4.13, plusieurs observations peuvent être faites sur le “nettoyage” du calorimètre électromagnétique:

1. Si on utilise l’information des angles et des β_{jet} des jets, la valeur mesurée par ALEPH grâce au processus $Z\gamma$ est compatible avec celle donnée par LEP. Le changement sur l’énergie apporté par le “nettoyage” des calorimètres est de

$$E(\text{après}) - E(\text{avant}) = +139 \pm 27 \text{ MeV}. \quad (4.12)$$

Ce résultat est calculé à partir de deux analyses: l’une incluant le “nettoyage” du calorimètre hadronique uniquement, l’autre le “nettoyage” des deux calorimètres.

2. La courbe de stabilité est à peu près plate en fonction du p_{cut} (colonnes 1 à 5). La légère pente observée semble être liée aux directions des jets (cercles vides). La stabilité de l’énergie est en accord avec les tests de stabilité de la masse du boson W après “nettoyage” (figure 3.26).
3. Le “nettoyage” du calorimètre électromagnétique ne modifie pas les angles des jets (cercles vides). Si on calcule la différence d’énergie mesurée entre une analyse avec “nettoyage” du calorimètre électromagnétique et une analyse sans, on trouve

$$E(\text{après}) - E(\text{avant}) = -23 \pm 33 \text{ MeV}. \quad (4.13)$$

Les valeurs mesurées avec les angles seulement n’ont donc pas changé depuis l’analyse initiale.

4. Nous avons une contradiction entre les mesures avec(cercles pleins) et sans(cercles vides) l'information du β_{jet} . Le β_{jet} semble privilégier des énergies dans le centre de masse élevées, alors que les angles poussent vers des énergies faibles. La différence entre les deux analyses est

$$E(sans \beta_{jet}) - E(avec \beta_{jet}) = -185 \pm 52 \text{ MeV}. \quad (4.14)$$

5. L'analyse avec uniquement les traces chargées(colonne 8) n'est pas compatible avec l'analyse standard après "nettoyage". Donc, l'analyse avec uniquement les traces chargées n'est pas consistante avec la valeur mesurée par l'accélérateur.

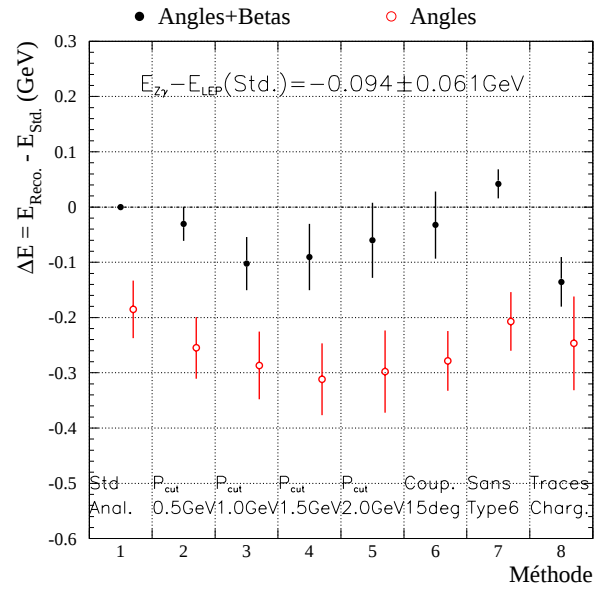


FIG. 4.13 – Courbe de stabilité de l'analyse standard(analyse avec les angles et β) après "nettoyage" des calorimètres électromagnétique et hadronique. Les incertitudes représentées sont statistiques et tiennent compte des corrélations entre chaque reconstruction et l'analyse standard. Voir texte pour l'interprétation.

Incertitudes systématiques sur le "nettoyage" du calorimètre électromagnétique

Afin de mieux comprendre les incohérences observées entre certaines analyses, nous estimons les principales incertitudes systématiques liées au "nettoyage" du calorimètre électromagnétique:

- Les différences après “nettoyage” entre données réelles et simulées (avec le Monte Carlo standard) sur le nombre de résidus électromagnétiques et de photons sont estimées grâce à la simulation EGS qui reproduit mieux les données d’après les résultats du chapitre 3. Si nous comparons avec des pseudo-expériences des lots de simulation EGS avec des lots de Monte Carlo standard, nous trouvons un biais de

$$E(\text{Sim. EGS}) - E(\text{MC Std.}) = +98 \pm 21 \text{ MeV} \quad (4.15)$$

si nous utilisons les angles et β_{jet} des jets, et de

$$E(\text{Sim. EGS}) - E(\text{MC Std.}) = +79 \pm 21 \text{ MeV} \quad (4.16)$$

si nous utilisons les angles uniquement. Le signe du biais indique que si les données réelles sont mieux reproduites par la simulation il faut soustraire la valeur du biais à la valeur mesurée. Donc, avec la simulation EGS, les résultats s’écartent de la valeur donnée par LEP.

- Des corrections en énergie sur les photons [72] permettent d’obtenir un meilleur accord sur l’énergie totale des jets au pic du Z après “nettoyage”. L’effet introduit par ces corrections est de

$$E(\text{avec correction}) - E(\text{sans correction}) = +10 \pm 4 \text{ MeV}, \quad (4.17)$$

pour une analyse avec les angles et les β_{jet} des jets. La faible ampleur de l’effet est compréhensible, car $\beta_{jet} = |\vec{P}_{jet}|/E_{jet}$: la modification de E_{jet} est donc partiellement compensée par $|\vec{P}_{jet}|$.

- La simulation incorrecte du bruit est facilement calculée à partir d’échantillons produits avec des valeurs correctes. Nous trouvons

$$E(\text{Bruit correct}) - E(\text{Bruit incorrect}) = +60 \pm 9 \text{ MeV} \quad (4.18)$$

si nous utilisons les angles et β_{jet} des jets, et

$$E(\text{Bruit correct}) - E(\text{Bruit incorrect}) = -18 \pm 8 \text{ MeV} \quad (4.19)$$

si nous utilisons les angles uniquement. L’ampleur de l’effet (sur les β_{jet}) pourrait être liée à la topologie des événements $Z\gamma$, dont les jets sont souvent produits dans les zones sensibles à ce problème (transitions tonneau-bouchon, bouchons). Nous rappelons aussi que le bruit est surtout important dans les bouchons.

- Finalement des échantillons incluant les trois effets décrits ci-dessus sont utilisés pour définir une incertitude systématique globale. Les valeurs obtenues sont

$$E(\text{EGS améliorée}) - E(\text{MC Std.}) = +154 \pm 20 \text{ MeV} \quad (4.20)$$

si nous utilisons les angles et β_{jet} des jets, et

$$E(EGS \text{ améliorée}) - E(MC \text{ Std.}) = +74 \pm 20 \text{ MeV} \quad (4.21)$$

si nous utilisons les angles uniquement. Si nous supposons que la simulation EGS améliorée décrit mieux les données réelles, la différence entre l'analyse avec uniquement les angles et l'analyse avec les angles et les β_{jet} est d'environ (cf relation 4.14) $-185 + (154 - 74) = -105 \text{ MeV}$. Si nous négligeons l'incertitude sur $154 - 74$, nous voyons que la différence n'est plus que d'environ deux sigmas. L'incohérence entre les analyses avec et sans β_{jet} peut donc être partiellement expliquée par les incertitudes systématiques sur le “nettoyage” du calorimètre électromagnétique. Ces incertitudes sont particulièrement importantes et dominent l'incertitude statistique (61 MeV). D'autre part, toutes les incertitudes sur le “nettoyage” du calorimètre électromagnétique poussent les résultats à s'éloigner de la mesure faite par LEP.

Pour finir ce paragraphe sur les incertitudes systématiques, notons que l'incertitude sur les détecteurs de trace utilisée par le groupe W d'ALEPH (voir le paragraphe 6.2.4 du chapitre 6 pour plus de détails) donne un biais de

$$E(Dét. \text{ traces}) - E(MC \text{ Std.}) = -89 \pm 5 \text{ MeV}. \quad (4.22)$$

L'algorithme introduit des distorsions des traces sur les données simulées afin de mieux reproduire les données réelles. Nous voyons que le biais négatif introduit par cette systématique pousse la valeur mesurée par ALEPH à se rapprocher de l'énergie mesurée par LEP. Elle pourrait donc expliquer une partie du résultat observé avec les traces chargées uniquement (colonne 8 de la figure 4.13).

4.5 Bilan

Nous avons mis en évidence, grâce au processus $Z\gamma$ en hadrons, que la stabilité de la mesure de l'énergie du LEP pouvait être améliorée par le “nettoyage” du calorimètre électromagnétique. Ce résultat est en accord avec celui trouvé sur la masse du boson W (conclusion du chapitre 3). Le désaccord entre les mesures avec les angles et les β_{jet} des jets et les mesures avec les angles uniquement peut être en partie expliquée par les effets systématiques sur le “nettoyage” (simulation EGS, bruit). La différence entre l'énergie du LEP mesurée sur l'accélérateur et celle déterminée à partir du processus $Z\gamma$ semble être liée à la mesure des angles. Ce dernier point est, en particulier, observé lorsqu'on n'utilise que les traces chargées. Si nous voulons exploiter

pleinement le processus de retour radiatif au pic du Z , il sera donc important de comprendre dans le futur la source du problème sur les angles.

Les résultats sur la masse du boson W et la mesure de l'énergie du LEP indiquent que les analyses sont plus robustes aux problèmes de simulation des calorimètres après "nettoyage". En conclusion, nous décidons d'utiliser le "nettoyage" des calorimètres électromagnétique et hadronique pour la mesure des couplages anormaux décrite dans les deux chapitres suivants.

Chapitre 5

Sélection et reconstruction des événements WW

Nous décrivons dans ce chapitre la sélection et la reconstruction des événements WW . La sélection des événements fait appel à toutes les informations du détecteur, étant donné la grande diversité des particules produites par les bosons W (jets, leptons). Dans chaque canal, il faut trouver la série de coupures qui sera le meilleur compromis entre réjection des bruits de fond et efficacité de sélection. A cette fin, des réseaux de neurones sont utilisés pour combiner efficacement les informations des différentes observables discriminantes. Ensuite, la reconstruction des événements permet de reconstituer les quadrivecteurs des quatre fermions produits lors de la désintégration des deux bosons W . Notons que, pour la mesure des couplages anormaux, la charge de chaque fermion est aussi une information primordiale car elle permet de connaître la nature de chaque boson W . Mentionnons enfin que la plupart des algorithmes de sélection et de reconstruction sont identiques pour toutes les analyses W , et ont donc été élaborés grâce à un effort commun des membres du groupe W .

5.1 Sélection

La topologie des événements WW dépend fortement du canal considéré. Pour les événements complètement hadroniques, quatre jets sont observés dans le détecteur. Les principaux bruits de fond proviennent des processus $q\bar{q}$ et ZZ . Les événements semileptoniques sont caractérisés par un lepton énergétique isolé (e , μ) ou un jet de faible multiplicité (τ) accompagné de deux jets et de l'énergie manquante. Les bruits de fond principaux sont $q\bar{q}$ et Zee . Les événements purement leptoniques se distinguent des autres canaux

par la présence de deux leptons ou jets de faible multiplicité(τ) seulement.

5.1.1 Présélection des événements semileptoniques

Le rôle de la présélection est de retirer par des coupures simples les événements provenant indéniablement du bruit de fond, tout en conservant un maximum de signal. La tâche du réseau de neurones est d'autant plus simplifiée que ces coupures sont efficaces. Les coupures sont appliquées les unes après les autres, chacune visant à retirer un type particulier de bruit de fond. Pour les événements semileptoniques(leptons e , μ et τ confondus), la présélection se divise en trois grandes parties:

Classe 16 . Il s'agit d'une présélection générale initialement construite à LEP1 pour choisir plus rapidement les événements Z se désintégrant en hadrons. A LEP2, cette présélection est utilisée dans toutes les analyses avec des jets. L'étape principale consiste à demander au moins cinq "bonnes" traces chargées dans l'événement. Une "bonne" trace possède plus de 3 impacts dans la TPC, provient d'un cylindre centré sur le point d'interaction, de 2 cm de rayon et 20 cm de long, et est émise avec un angle polaire $|\cos\theta| < 0.95$. De plus, l'énergie totale de toutes les traces chargées doit excéder 10% de l'énergie du LEP. Ces coupures permettent de retirer les événements de faible multiplicité provenant souvent de processus physiques dont les produits sont des leptons. Typiquement, il s'agit d'événements Bhabhas, dimuons, mais aussi des désintégrations purement leptoniques des WW.

Paires $q\bar{q}$ de haute énergie . Il s'agit du processus physique $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$, si aucun photon énergétique n'a été émis. Ces événements sont caractérisés par deux jets dos à dos et très peu d'énergie perdue. Pour diminuer leur contribution, on détermine l'énergie et l'impulsion manquante de l'événement grâce aux relations $\mathbb{E} = E_{LEP} - \sum_i^{N_{EF}} E_i$ et $\vec{\mathbb{P}} = -\sum_i^{N_{EF}} \vec{p}_i$, calculées à partir des objets "flux d'énergie". On applique ensuite les trois coupures

$$\mathbb{E} > 0, \quad |\vec{\mathbb{P}}| > 0, \quad \mathbb{E} + |\vec{\mathbb{P}}| > 35 \text{ GeV}, \quad (5.1)$$

représentées sur la figure 5.1

Retour radiatif . Nous avons vu dans le chapitre 4 que les événements de retour radiatif sont caractérisés par deux jets dans un même hémisphère accompagnés d'un photon énergétique. La radiation initiale, d'énergie donnée par 4.1, est, la plupart du temps, émise selon l'axe du faisceau, donc invisible. On applique deux coupures décrites par les relations 5.2

et 5.3 et illustrées sur la figure 5.1

$$\mathbb{P}_z < \frac{s - M_Z^2}{2\sqrt{s}} - 27.5 \text{ GeV}, \quad (5.2)$$

$$\mathbb{P}_z + \sqrt{\mathbb{E}^2 - \mathbb{P}_T^2} < \frac{s - M_Z^2}{\sqrt{s}} - 6 \text{ GeV}, \quad (5.3)$$

avec $\mathbb{P}_T$ l'impulsion transverse manquante.

Une fois la présélection terminée, deux algorithmes différents sont appliqués pour sélectionner les évènements $e/\mu\nu qq$ et $\tau\nu qq$.

5.1.2 Sélection des évènements semileptoniques $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$

Présélection spécifique

Une coupure de présélection est appliquée en plus de la présélection commune à tous les évènements semileptoniques. A nouveau, cette coupure doit permettre de retirer une partie du bruit de fond du processus $Z\gamma$ en utilisant la spécificité de ce dernier:

$$\beta_Z E_{vis} - P_{z,vis} > 5 \text{ GeV}, \quad (5.4)$$

où E_{vis} et $P_{z,vis}$ sont l'énergie totale et l'impulsion totale longitudinale visibles. $\beta_Z = \frac{s - M_Z^2}{s + M_Z^2}$ correspond à la vitesse qu'aurait un Z produit lors d'un retour radiatif. L'effet de la coupure est représenté sur la figure 5.2

Recherche du candidat lepton

Afin de trouver le meilleur candidat lepton, on recherche la "bonne" trace pour laquelle la grandeur $p \cdot \sin(\alpha/2)$ est maximale. p est l'impulsion de la trace chargée. α est l'angle entre la trace et le jet le plus proche formé à partir des autres traces (on utilise un $y_{cut} = 3 \cdot 10^{-4}$, le y_{cut} est défini au paragraphe 5.2.3). Grâce à cet algorithme, la probabilité de sélectionner le bon lepton après coupure sur le réseau de neurones est d'environ 95% [75].

Identification des électrons et muons

Une fois que le candidat lepton est choisi, des critères peu sévères permettent de séparer les électrons des muons.

Les muons sont identifiés grâce à la routine QMUIDO [59]. Cette routine utilise une sélection digitale du muon similaire à l'algorithme décrit en 3.2.1.

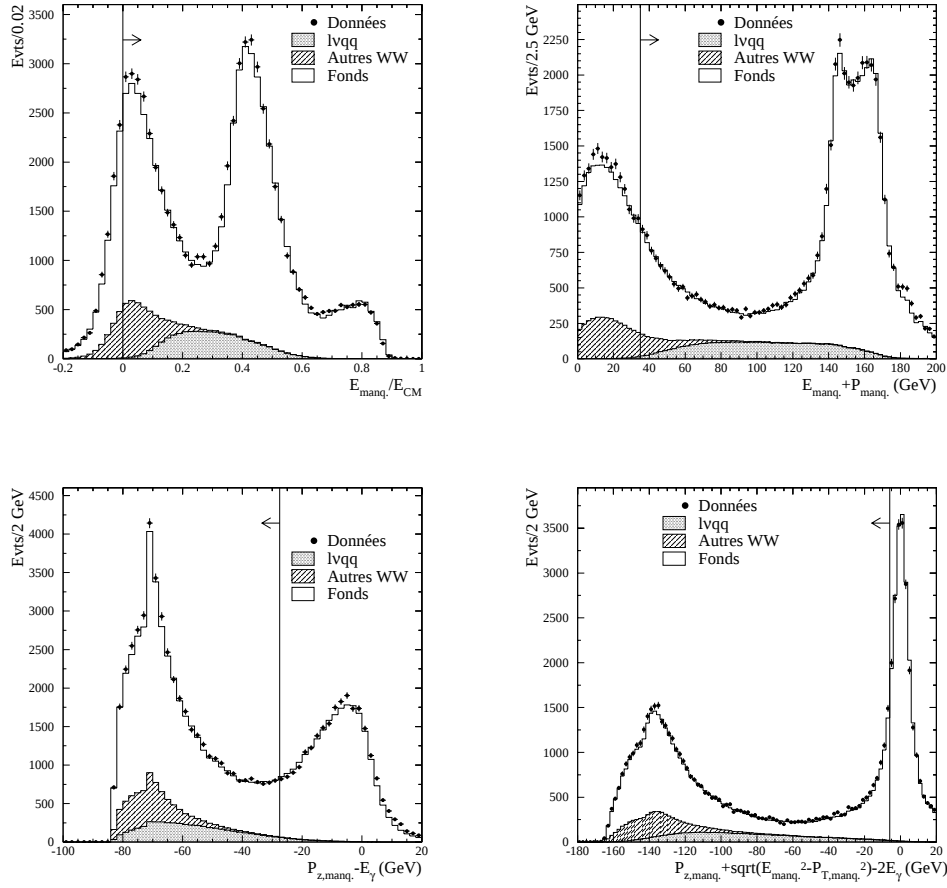


FIG. 5.1 – En haut: coupures de présélection des canaux semileptoniques pour réduire le bruit de fond $q\bar{q}$ sans photon radiatif. En bas: coupures de présélection des canaux semileptoniques pour réduire le bruit de fond $q\bar{q}$ de retour au pic du Z lorsque la radiation initiale s’échappe le long du faisceau. Les événements représentés sont ceux satisfaisant la sélection “Classe 16”. lvqq représente les canaux semileptoniques pour des événements WW en quatre fermions. “AutresWW” signifie l’ensemble des autres canaux. Les données réelles et simulées sont cumulées entre 189 et 207 GeV. Les bruits de fond incluent les processus physiques dont l’état final est $q\bar{q}$, ZZ, Zee, et $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$.

Lorsque la routine échoue pour une trace proche d’un interstice entre deux modules du calorimètre hadronique, des critères moins contraignants sont appliqués. On accepte alors, une trace chargée dont les caractéristiques sont: un dépôt dans le calorimètre électromagnétique de moins de 1 GeV et re-

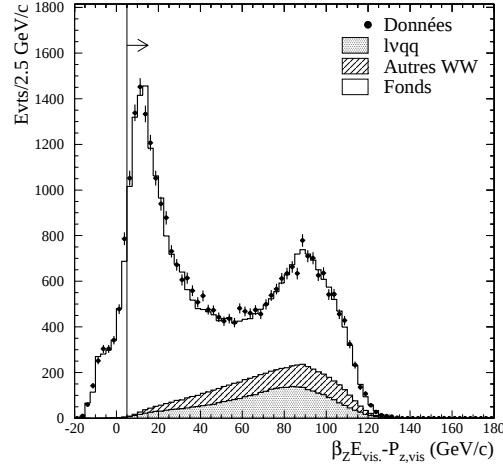


FIG. 5.2 – *Coupure de présélection spécifique aux canaux $e\nu q\bar{q}$ et $\mu\nu q\bar{q}$ pour réduire le fond $Z\gamma$ en hadrons. Seuls les évènements qui satisfont les conditions de la présélection générale sont représentés.*

présentant moins de 10% de l'énergie de la trace, un dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique inférieur à 5 GeV, et correspondant à moins de 10% de l'énergie de la trace.

Un électron doit satisfaire les conditions suivantes:

- Ne pas être identifié comme un muon.
- Si la trace est suffisamment éloignée d'une zone non sensible entre deux modules du calorimètre électromagnétique, elle doit posséder les caractéristiques:

$$R_I > -2.5, \quad R_L > -2.5, \quad R_T > -8.0, \quad (5.5)$$

avec R_I l'estimateur lié à la perte d'énergie linéique (dE/dx) dans la chambre à projection temporelle, et R_T et R_L les deux estimateurs liés à la forme de la gerbe électromagnétique et définis au paragraphe 2.2.2.

- Si la trace s'échappe dans une zone morte du calorimètre électromagnétique, on demande alors $R_I > -2.5$ et de l'énergie dans le calorimètre hadronique répartie dans les dix premier plans en profondeur.

Finalement, électrons et muons doivent posséder une énergie $E_{lept.}$ telle que $E_{lept.} + \mathbb{E} > 30$ GeV (figure 5.3).

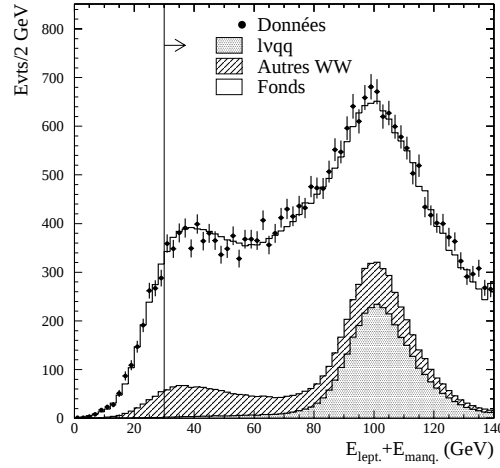


FIG. 5.3 – Somme de l'énergie du lepton $E_{\text{lept.}}$, après correction de *Bremss-trahlung*, et de l'énergie manquante $\mathbb{E}$.

Réseau de neurones

L'utilisation de réseaux de neurones s'est généralisée en physique des particules. S'il existe un tel enthousiasme pour cette nouvelle technique de classification, c'est qu'elle est particulièrement bien adaptée pour la reconnaissance de formes lorsque le nombre de variables considérées est important. Lors d'une analyse, on recherche souvent à séparer les événements de signal des événements des bruits de fond à partir d'observables discriminantes. Contrairement à des coupures linéaires, le réseau de neurones relie efficacement les différentes variables, et introduit des corrélations entre les observables de manière optimale.

Un réseau de neurones typique est composé d'une première couche contenant les observables que l'on souhaite utiliser, de plusieurs couches cachées qui introduisent des relations non linéaires entre les variables, et d'une couche finale souvent composée d'un seul neurone qui fournit la probabilité d'être un signal ou un bruit de fond. Une étape importante avant utilisation d'un réseau de neurones consiste à déterminer le poids de chaque neurone. Pour cela on entraîne le réseau avec des événements simulés à différencier le signal des bruits de fond.

Néanmoins, les réseaux de neurones sont efficaces seulement si les variables d'entrée ont un bon pouvoir discriminant. Le choix des observables est donc primordial. D'autre part, un bon accord entre données réelles et simulées est important pour ces observables afin de ne pas introduire de biais lors de

l'utilisation du réseau.

Pour les événements semileptoniques, trois variables sont utilisées pour construire le réseau de neurones. Il s'agit de l'impulsion transverse totale des particules de l'événement P_T (directement liée à l'impulsion transverse manquante), l'impulsion du lepton chargé $P_{lept.}$ (corrigée d'un éventuel photon Bremsstrahlung pour un électron comme il sera décrit au paragraphe 5.2.1), et d'une variable d'isolation définie par la formule

$$I_l = \log(\tan(\frac{\theta_{ACL}}{2})) + \log(\tan(\frac{\theta_{AFL}}{2})), \quad (5.6)$$

avec θ_{ACL} l'angle maximal du cône centré sur le lepton contenant moins de 200 MeV d'énergie avec des "bonnes" traces chargées, et θ_{AFL} l'angle maximal du cône centré sur le lepton contenant moins de 5 GeV d'énergie avec des objets "flux d'énergie". La figure 5.4 représente les distributions des trois variables d'entrée du réseau de neurones.

Sélection finale

La sélection finale du nombre d'événements semileptoniques requiert que la variable de sortie du réseau de neurones soit supérieure à 0.6, et qu'il y ait au moins sept "bonnes" traces chargées (figure 5.5). Cette seconde coupure est ajoutée pour retirer l'excès de données réelles, observé pour les événements de faible multiplicité.

Sur la figure 5.5, la pureté p , l'efficacité ϵ et la qualité $Q = \sqrt{p\epsilon}$ du réseau sont représentées en fonction de la coupure sur la variable de sortie du réseau de neurones pour les données réelles et simulées à 189 GeV. La pureté est définie comme le rapport du nombre d'événements CC03¹ sur le nombre total d'événements sélectionnés. L'efficacité représente le rapport du nombre d'événements CC03 sélectionnés sur le nombre d'événements générés.

Les tableaux 5.1 et 5.2 résument les nombres d'événements observés et attendus par énergie pour les canaux $evqq$ et $\mu\nu qq$ respectivement.

1. Les données simulées, dites WW4f, contiennent l'ensemble des graphes à quatre fermions similaires à une production de paires de W. Ceci inclut, par exemple, des paires de Z, ou la production de W unique. Pour la mesure des couplages anormaux, seules les paires de W(CC03) sont sensibles aux couplages. On différencie donc les graphes CC03 du bruit de fond quatre fermions pour le calcul des puretés et des efficacités.

Source	183	189	192	196	200	202	205	207
$\mathcal{L}$ (pb ⁻¹)	56.8	174.4	28.9	79.9	86.3	41.9	81.4	133.2
WW(CC03)	106.14	344.72	57.84	162.07	175.24	85.12	165.84	270.81
WW(fonds)	6.43	24.81	4.74	14.42	16.08	8.15	17.24	28.66
ZZ	0.28	1.13	0.21	0.64	0.68	0.37	0.80	1.36
Zee	0.77	2.99	0.45	1.33	1.41	0.86	1.90	3.07
qq	2.89	9.52	1.77	5.14	4.44	2.24	4.46	7.71
ll	0.06	0.34	0.02	0.07	0.06	0.03	0.08	0.17
$\gamma\gamma$	1.07	3.61	0.38	1.71	3.40	1.27	3.91	4.89
Total MC	117.63	387.12	65.40	185.38	201.30	98.04	194.23	316.68
Données	129.00	382.00	66.00	185.00	200.00	111.00	182.00	311.00
Efficacité	81.98	81.51	80.99	80.76	79.80	79.63	79.33	79.44
Pureté	90.23	89.04	88.44	87.42	87.05	86.82	85.38	85.51

TAB. 5.1 – *Nombres d'événements observés et attendus dans le canal $evqq$ après sélection. ll représente les trois processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ avec $l = e, \mu, \tau$. $\gamma\gamma$ englobe l'ensemble des fonds $\gamma\gamma$ en leptons ou hadrons. Les réseaux de neurones utilisé lors de la sélection ne sont pas entraînés à toutes les énergies, ce qui explique les variations d'efficacité et de pureté entre énergie.*

Source	183	189	192	196	200	202	205	207
$\mathcal{L}$ (pb ⁻¹)	56.8	174.4	28.9	79.9	86.3	41.9	81.4	133.2
WW(CC03)	115.25	373.97	63.09	175.64	191.57	93.14	180.49	295.79
WW(fonds)	6.81	23.63	3.88	11.67	14.79	7.08	14.52	23.84
ZZ	0.67	2.67	0.46	1.37	1.94	0.98	2.06	3.40
Zee	0.01	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.03
qq	0.71	2.09	0.33	0.97	1.15	0.58	1.15	1.82
ll	0.02	0.09	0.01	0.03	0.06	0.02	0.02	0.11
$\gamma\gamma$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.10	0.00
Total MC	123.47	402.47	67.77	189.69	209.52	101.81	198.35	324.99
Données	118.00	400.00	69.00	176.00	216.00	103.00	197.00	364.00
Efficacité	88.81	88.31	88.05	87.62	87.36	87.08	86.75	86.48
Pureté	93.34	92.91	93.09	92.59	91.43	91.48	90.99	91.01

TAB. 5.2 – *Nombres d'événements observés et attendus dans le canal $\mu\nu qq$ après sélection.*

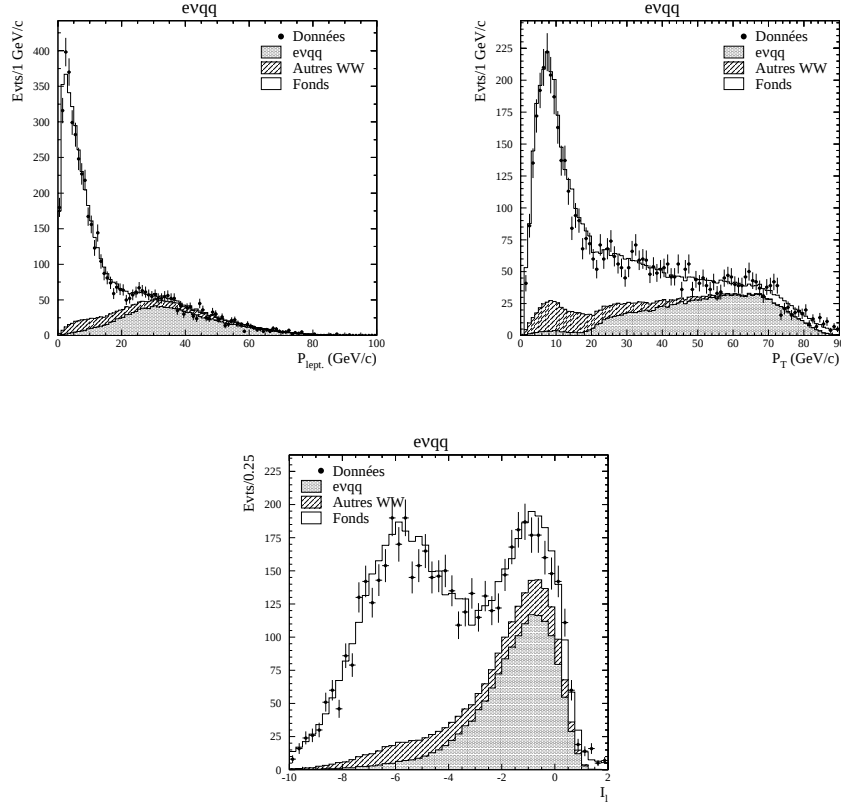


FIG. 5.4 – Distribution des trois variables d'entrée du réseau de neurones dans le canal $evqq$. $P_{\text{lept.}}$ est l'impulsion du lepton après correction de Bremsstrahlung, P_T est l'impulsion transverse totale, et I_l est l'isolation définie en 5.6. Les distributions des événements sont représentées après présélection et coupure sur le nombre de traces chargées.

5.1.3 Sélection des événements semileptoniques $\tau\nu qq$

Présélection spécifique

En plus des coupures générales décrites au paragraphe 5.1.1, deux coupures sont ajoutées:

- Le nombre de traces chargées dans l'événement doit être supérieur ou égal à sept.
- Tout objet neutre de plus de 10 GeV doit être situé à moins de 30° d'une autre particule.

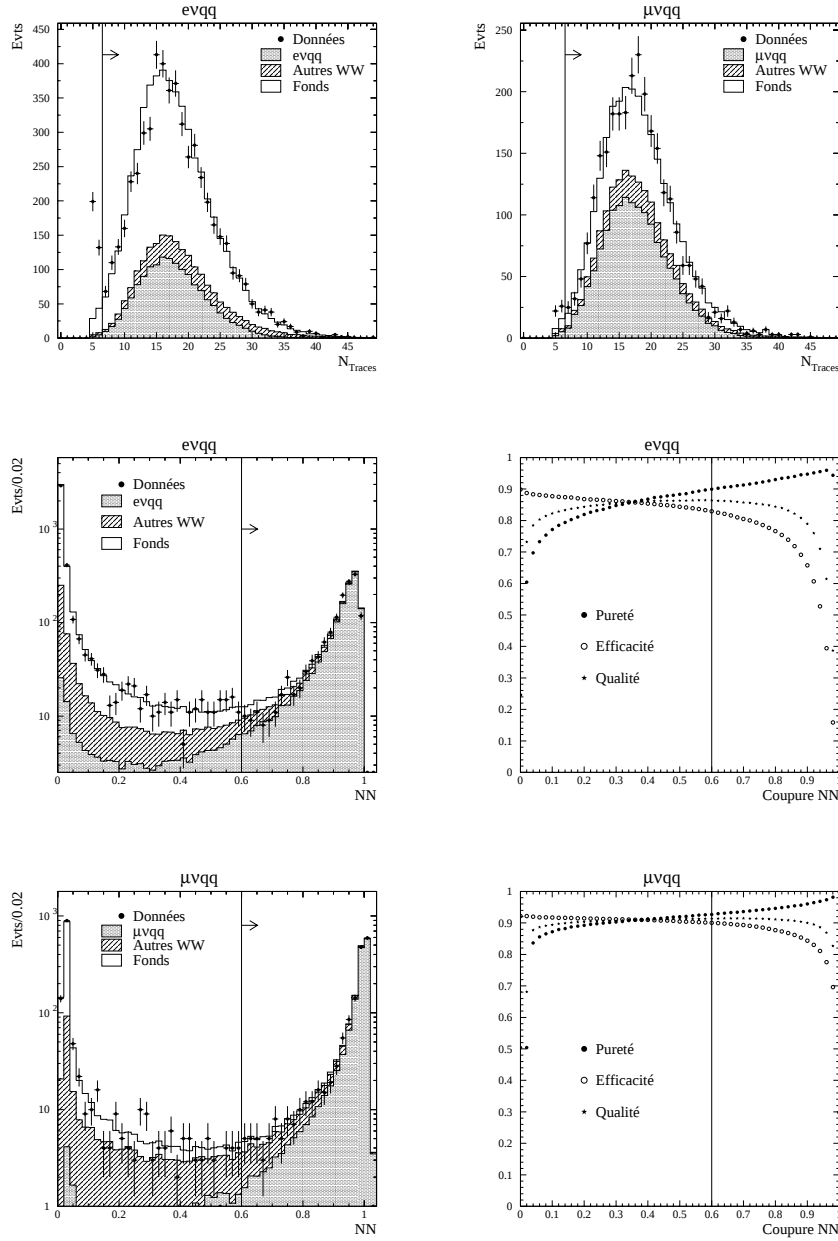


FIG. 5.5 – En haut: distribution du nombre de traces chargées pour les candidats $evqq$ (à gauche) et $\mu\nu qq$ (à droite). Au milieu, à gauche: distribution de la variable de sortie du réseau de neurones NN dans le canal $evqq$ pour l'ensemble des données entre 189 et 207 GeV. A droite: variation de la pureté, de l'efficacité, et de la qualité du réseau en fonction de la coupure sur NN pour les données à 189 GeV. En bas: même chose pour le canal $\mu\nu qq$.

Recherche du candidat τ

Un algorithme spécial a été développé par D. Boumediene [76] pour rechercher efficacement les désintégrations du τ en une seule ou plusieurs traces chargées. Pour cela, on forme des jets avec l'algorithme JADE pour une valeur de y_{cut} correspondant à une masse invariante de $1 \text{ GeV}/c^2$. On cherche ensuite le jet qui maximise la variable $P_\tau(1 - \cos\theta)$, où θ est l'angle avec le jet le plus proche, et P_τ l'impulsion du jet. Si le candidat possède une seule trace chargée, il doit satisfaire l'une des conditions

- $P_\tau(1 - \cos\theta) > 0.2 \text{ GeV}/c$ s'il est identifié comme électron ou muon,
- $P_\tau(1 - \cos\theta) > 0.8 \text{ GeV}/c$ s'il est identifié comme pion,
- $P_\tau(1 - \cos\theta) > 0.2 \text{ GeV}/c$ dans les autres cas.

Le reste des objets est ensuite forcé en deux jets. Si la masse invariante des deux jets est comprise entre $60 \text{ GeV}/c^2$ et $105 \text{ GeV}/c^2$, le candidat lepton est gardé. Sinon, on réitère l'algorithme pour une valeur de y_{cut} plus grande, par pas de $0.75 \text{ GeV}/c^2$. L'itération s'arrête si la masse, correspondant au y_{cut} , devient supérieure à $5 \text{ GeV}/c^2$.

Sélection

La sélection est réalisée sur les événements qui n'ont pas été retenus comme candidats $e\nu qq$ ou $\mu\nu qq$. Elle est composée de six coupures, dont une s'appuyant sur la variable de sortie d'un réseau de neurones. Le réseau est composé de 15 observables d'entrée résumées sur la figure 5.6. Les coupures finales, représentées sur la figure 5.7, sont

- Une masse totale visible supérieure à $50 \text{ GeV}/c^2$. Ceci permet de supprimer le fond $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$.
- La masse invariante des deux jets doit être non nulle. Cette coupure enlève les événements pour lesquels aucun tau n'est reconstruit avec la méthode de D. Boumediene.
- L'impulsion manquante transverse totale est supérieure à $10 \text{ GeV}/c$ (neutrino).
- L'acolinéarité est inférieure à 175° . Cette coupure supprime une partie des événements $q\bar{q}$ sans radiation initiale importante.
- La charge reconstruite du τ doit être non nulle. Cette coupure est spécifique à l'étude des couplages anormaux et est liée au fait que les événements dont on ne connaît pas la charge du W sont peu sensibles aux couplages pour la cinématique.
- La variable de sortie du réseau de neurones est supérieure à 0.4.

Les nombres d'événements observés et attendus dans le canal $\tau\nu qq$ après sélection sont donnés sur le tableau 5.3.

Variables globales	{	1 Masse visible totale
		2 Nombre de “bonnes” traces chargées
		3 Acolinéarité
		4 Acoplanarité
Paramètres du tau	{	5 Impulsion du jet de tau P_τ
		6 $P_\tau(1 - \cos\theta)$
		7 Energie de la trace chargée la plus énergétique du jet
		8 $\cos\theta$: cosinus de l’angle d’isolation entre le tau et le jet le plus proche
Paramètres des jets	{	9 Masse invariante des deux jets
		10 $Max(E_{jet1}, E_{jet2})$
Impulsion manquante	{	11 Masse manquante
		12 Energie dans un cône de 20° autour de l’impulsion manquante
		13 Energie dans un cône de 30° autour de l’impulsion transverse manquante
		14 $\cos\theta_{manq.} = \left \frac{p_{z,manq.}}{p_{manq.}} \right $
		15 Energie du neutrino tau: $\frac{1}{2}(E_{CM} - E_{Tot} + \vec{p}_{Tot})$

FIG. 5.6 – Variables d’entrée du réseau de neurones dans le canal $\tau\nu qq$. L’acolinéarité est l’angle entre les deux hémisphères définis par la direction du Thrust T . De même l’acoplanarité est calculée à partir de la différence d’azimut ϕ entre les deux hémisphères. Le thrust T est défini par la formule $T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_p |\vec{p} \cdot \vec{n}|}{\sum_p |\vec{p}|}$.

5.1.4 Sélection des évènements hadroniques

Présélection

Comme pour les canaux semileptoniques, la sélection des évènements hadroniques utilise les évènements de type “Classe 16”. Les différentes coupures de présélection sont dans l’ordre

- Le nombre de traces chargées doit être au moins égal à huit. Cette coupure utilise le fait que les évènements $qqqq$ ont une grande multiplicité.

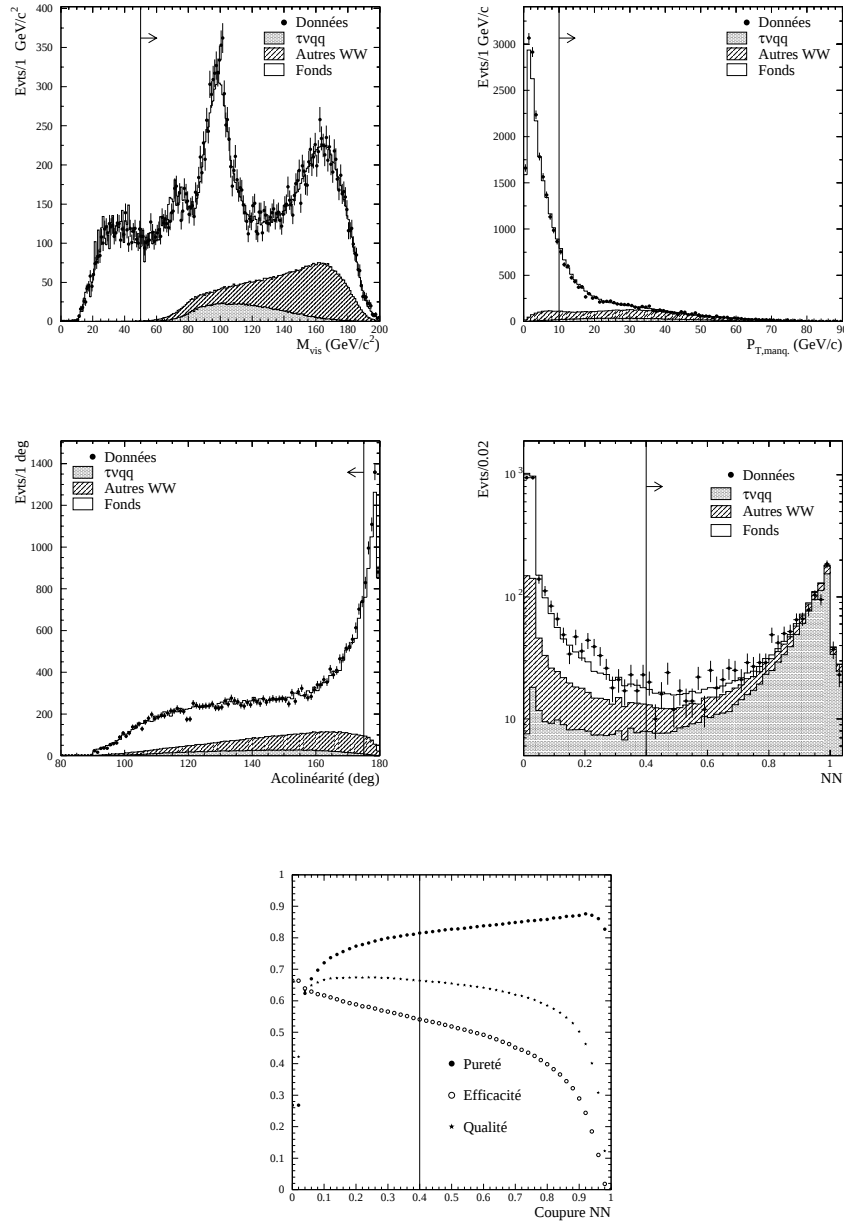


FIG. 5.7 – Sélection des évènements $\tau\tau$. Cinq coupures générales sont d'abord appliquées dont trois sont représentées. Il s'agit des coupures sur la masse totale de l'événement(en haut à gauche), l'impulsion transverse manquante(en haut à droite), et l'acolinearité(au milieu à gauche). Une coupure est ensuite ajoutée sur la variable de sortie du réseau de neurones(au milieu à droite). Les données réelles et simulées correspondent aux échantillons entre 189 et 207 GeV. En bas, les variations de la pureté, de l'efficacité et de la qualité en fonction de la coupure finale sont représentées pour les données à 189 GeV.

Source	183	189	192	196	200	202	205	207
$\mathcal{L}$ (pb ⁻¹)	56.8	174.4	28.9	79.9	86.3	41.9	81.4	133.2
WW(CC03)	78.08	229.19	43.33	118.07	124.03	58.23	114.39	188.15
WW(fonds)	16.24	39.09	10.60	26.55	25.50	11.08	21.51	34.56
ZZ	1.41	3.84	1.35	3.74	3.88	1.82	3.74	5.93
Zee	1.45	2.38	0.73	1.72	1.54	0.63	1.54	2.62
qq	7.76	8.31	2.05	3.47	2.31	0.82	2.49	3.91
ll	0.06	0.06	0.03	0.08	0.05	0.02	0.04	0.08
$\gamma\gamma$	0.19	0.26	0.16	0.50	0.29	0.17	0.08	0.24
Total MC	105.19	283.12	58.25	154.12	157.59	72.77	143.80	235.50
Données	98.00	274.00	56.00	157.00	162.00	74.00	148.00	226.00
Efficacité	60.21	54.56	60.63	58.93	56.36	54.68	54.79	54.93
Pureté	74.22	80.95	74.38	76.60	78.70	80.01	79.54	79.89

TAB. 5.3 – *Nombres d'évènements observés et attendus dans le canal $\tau\nu qq$ après sélection.*

- Une coupure sur les évènements $q\bar{q}$ avec retour radiatif au pic du Z est ensuite réalisée

$$|P_{z,Tot}| \leq 1.5(M_{vis.} - 90) \text{ GeV}/c, \quad (5.7)$$

où $P_{z,Tot}$ est l'impulsion longitudinale totale de tous les objets "flux d'énergie", et $M_{vis.}$ est la masse invariante totale visible.

- Les évènements sont forcés avec l'algorithme DURHAM PE [77] à former quatre jets. La valeur du y_{cut} correspondante est nommée y_{34} et une coupure sur cette dernière permet de favoriser les évènements à quatre quarks: $y_{34} > 0.001$. Cette coupure réduit le bruit de fond $q\bar{q}$.
- Pour chacun des quatre jets, la fraction d'énergie due aux traces chargées doit être inférieure à 90% de l'énergie du jet. Cette coupure permet d'amoinrir la contribution des processus WW semileptoniques pour lesquels le lepton forme souvent un jet.
- Pour chaque amas électromagnétique, on reconstruit l'énergie dans un cône de 1° autour de cette particule. L'énergie totale dans le cône ne doit jamais dépasser 95% de l'énergie du jet. Cette coupure élimine les évènements avec une radiation initiale dans l'acceptance du détecteur, car elle correspond à la signature d'un photon.

Les différentes coupures sont représentées sur la figure 5.8.

Sélection

La sélection des évènements hadroniques s'effectue sur les évènements qui n'ont pas été retenus comme semileptoniques. Elle s'appuie sur une seule

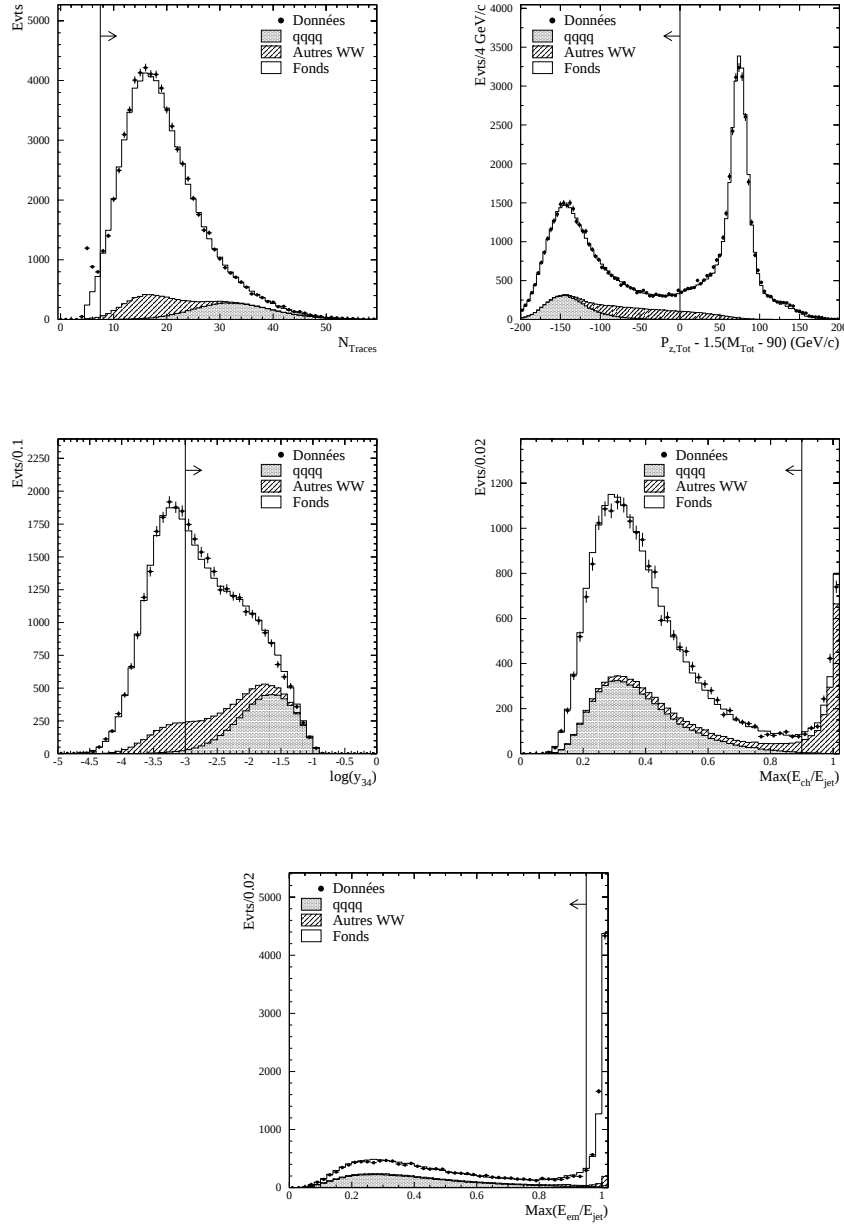


FIG. 5.8 – *Présélection des évènements qqqq. Les observables représentées de haut en bas et de gauche à droite sont le nombre de traces chargées, une variable discriminante pour lutter contre le processus $Z\gamma$, y_{34} , la fraction maximale de traces chargées dans un jet, et la fraction maximale d'énergie électromagnétique dans un cône de 1° autour d'une particule. Pour la première distribution(en haut, à gauche), tous les évènements "Classe 16" sont considérés. Pour les distributions suivantes, seuls les évènements satisfaisant la coupure précédente sont représentés.*

coupure qui est la variable de sortie d'un réseau de neurones de quatorze observables d'entrée(cf figure 5.9). Comme représenté sur la figure 5.10, on impose que cette variable soit supérieure à 0.4. Les nombres d'évènements observés et attendus dans le canal $qqqq$ après sélection sont donnés sur le tableau 5.4.

Variables globales	{	1 Thrust
		2 Sphéricité
		3 Energie manquante
Propriétés des jets	{	4 Nombre minimum de traces chargées dans un jet
		5 Fraction maximum d'énergie des traces chargées dans un jet
		6 Fraction maximum d'énergie électromagnétique dans un cône de 1° par jet
Cinématique	{	7 Energie maximum des jets
		8 Energie minimum des jets
		9 Seconde énergie minimum des jets
		10 Masse minimum des jets
		11 Seconde masse minimum des jets
		12 Somme des quatre plus petit angles entre jets
		13 Angle entre les jets deux et trois ordonnés par énergie décroissante
Saveurs	{	14 Probabilité que l'événement soit composé uniquement de quarks de saveurs légères($udsc$)

FIG. 5.9 – Variables d'entrée du réseau de neurones dans le canal $qqqq$. Le Thrust a été défini sur la figure 5.6. La sphéricité est calculée à partir de la matrice $S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_{i=1}^N p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|^2}$. Cette matrice est ensuite diagonalisée, ce qui donne trois valeurs propres λ_j , telles que $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$. La sphéricité est alors définie comme $S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$.

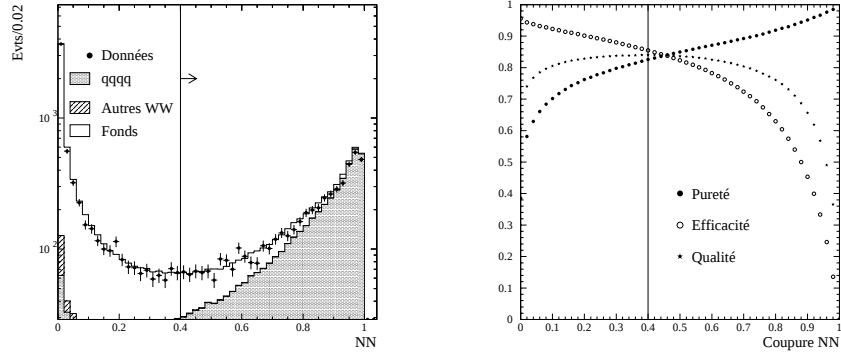


FIG. 5.10 – *Sélection des évènements qqqq avec un réseau de neurones à 14 variables. A gauche: distribution de la variable de sortie du réseau NN pour les données combinées de 189 à 207 GeV. A droite, variations de la pureté, de l'efficacité et de la qualité du réseau en fonction de NN pour les données à 189 GeV.*

Source	183	189	192	196	200	202	205	207
$\mathcal{L}$ (pb ⁻¹)	56.8	174.4	28.9	79.9	86.3	41.9	81.4	133.2
WW(CC03)	351.53	1133.85	190.27	534.99	585.78	284.01	556.03	910.28
WW(fonds)	4.85	23.80	4.43	13.47	14.97	7.47	14.93	24.46
ZZ	5.38	25.95	4.90	14.95	16.28	8.37	16.32	27.42
Zee	0.40	0.88	0.14	0.42	0.47	0.29	0.52	0.62
qq	68.13	184.33	30.31	78.96	85.46	40.08	80.37	130.01
ll	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
$\gamma\gamma$	0.02	0.03	0.00	0.00	0.02	0.00	0.00	0.03
Total MC	430.32	1368.85	230.05	642.79	702.98	340.22	668.17	1092.82
Données	468.00	1286.00	244.00	621.00	679.00	309.00	671.00	1086.00
Efficacité	86.97	86.30	85.49	85.58	85.78	85.33	85.78	85.52
Pureté	81.69	82.83	82.70	83.22	83.32	83.47	83.21	83.29

TAB. 5.4 – *Nombres d'évènements observés et attendus dans le canal qqqq après sélection.*

5.1.5 Sélection des évènements purement leptoniques

Présélection

La présélection s'appuie sur la définition de la "Classe 11":

- Le nombre de "bonnes" traces chargées positives doit être supérieur ou égal à un.
- Le nombre de "bonnes" traces chargées négatives doit être supérieur ou égal à un.

- Le nombre total de “bonnes” traces chargées doit être inférieur ou égal à six.
- L’énergie des “bonnes” traces chargées doit dépasser 5% de l’énergie dans le centre de masse.

Cette première série de coupures rejette la plupart des événements hadroniques.

On forme ensuite des jets de $y_{cut} = 0.002$ avec l’algorithme JADE (les objets “flux d’énergie” situés dans les luminomètres ne sont pas considérés). Si deux ou trois jets sont formés, on requiert que l’acoplanarité entre les deux jets les plus énergétiques satisfasse $\Delta\phi \leq 178^\circ$. Si plus de trois jets sont reconstruits, l’événement est rejeté. Cette seconde coupure sur l’acoplanarité permet de réduire les contributions des processus difermions.

Sélection

La sélection des événements purement leptoniques utilise un algorithme initialement écrit par A. Valassi [78], et qui comprend treize coupures.

L’algorithme travaille sur des jets similaires à ceux utilisés pour la présélection. Les deux jets les plus énergétiques parmi trois, au plus, sont considérés comme les deux leptons chargés l et l' de l’événement $l\nu_l l'\nu_{l'}$.

Une identification de tous les électrons et muons de l’événement est réalisée grâce aux mêmes algorithmes que dans le canal semileptonique. Les énergies des leptons sont corrigées d’éventuelles radiations dans l’état final ou photons de Bremsstrahlung en ajoutant tous les objets “photons” situés dans un cône de 2° autour du lepton.

L’identification d’un ou plusieurs leptons légers permet de classer les événements purement leptoniques par type ll' avec, comme choix, ee , $e\mu$, $\mu\mu$, τe , $\tau\mu$ et $\tau\tau$. Si un jet ne contient pas d’électron ou de muon dont l’énergie excède 13.6% de l’énergie dans le centre de masse, on suppose qu’il s’agit d’un lepton tau. Les différentes coupures, parfois redondantes avec la présélection, sont résumées sur le tableau 5.5. En plus de ces coupures, on impose que l’énergie dans un cône de 14° autour du faisceau soit nulle. Les nombres d’événements observés et attendus dans le canal $l\nu_l l'\nu_{l'}$ après sélection, sont donnés sur le tableau 5.6.

Seuls les événements du type ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ sont considérés pour calculer les variables cinématiques pour la mesure des couplages anormaux. Les deux leptons, dans ce dernier cas, doivent être de charges opposées.

Numéro	Description
1	Classe 11
2	Nombre de traces chargées compris entre 2 et 4
3	Masse invariante totale inférieure à 7.5% de l'énergie dans le centre de masse
4	Pour chaque jet $E_{jet} > 1$ GeV et $ \cos\theta_{jet} \leq 0.96$
5	Acoplanarité $\Delta\phi \leq 174^\circ$
6	Le troisième jet ne contient pas de traces chargées et $E_{jet3} \leq 15$ GeV
7	Veto sur les objets à bas angles. Energie maximale dans les scintillateurs des zones mortes proches du LCAL est inférieure à 150 coups d'ADC
8	Impulsion manquante $\geq 2.5\% E_{CM}$
9	Impulsion transverse manquante au plan Thrust-faisceau $\geq 2.5\% E_{CM}$, ou angle entre les deux jets inférieur à 90° . Elimine les évènements difermions avec photon.
10	$E_{jet1} \geq 10\% E_{CM}$
11	Si le canal $\tau\tau$, τe , ou ee est considéré, alors $E_{jet1} \leq 40\% E_{CM}$
12	Si un lepton léger est présent, $E_{lepton} \geq 3$ GeV et $ \cos\theta_{lepton} \leq 0.96$. Sinon(canal $\tau\tau$) $\Delta\phi \leq 170^\circ$
13	Si un jet est composé d'un lepton léger et de deux traces de signes opposés(objets V_0), la masse invariante du jet doit être inférieure à 200 MeV/c ² . Sinon(canal $\tau\tau$) impulsion transverse $\geq 5\% E_{CM}$

TAB. 5.5 – Coupures appliquées pour la sélection des évènements purement leptoniques.

5.2 Reconstruction

Nous décrivons ci-dessous la reconstruction des quadrivecteurs finaux par type d'objet produit dans le détecteur. Pour chaque type, nous insistons sur la manière choisie pour déterminer la direction, l'énergie et la charge du fermion initial. Nous introduisons aussi quelques corrections utilisées pour améliorer l'accord entre données réelles et simulées. Finalement, nous décrivons un algorithme important pour améliorer la précision de la mesure: l'ajustement contraint.

Source	183	189	192	196	200	202	205	207
$\mathcal{L}$ (pb ⁻¹)	56.8	174.4	28.9	79.9	86.3	41.9	81.4	133.2
WW(CC03)	62.44	194.26	32.33	90.37	97.19	47.55	89.94	144.50
WW(fonds)	1.55	6.30	1.17	3.60	4.43	2.21	4.46	7.29
ZZ	0.75	3.33	0.63	1.89	2.15	1.06	2.11	3.25
Zee	0.70	1.82	0.34	0.95	1.00	0.48	0.94	1.52
qq	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
ll	1.15	3.13	0.50	0.93	1.32	0.65	1.15	1.60
$\gamma\gamma$	1.44	5.32	0.81	1.54	1.73	1.14	1.71	3.10
Total MC	68.03	214.16	35.79	99.28	107.82	53.10	100.31	161.26
Données	60.00	227.00	32.00	100.00	109.00	55.00	86.00	156.00
Efficacité	68.82	67.29	66.30	65.05	63.67	63.15	62.27	61.35
Pureté	91.78	90.70	90.33	91.02	90.14	89.54	89.66	89.60

TAB. 5.6 – Nombres d'évènements observés et attendus dans le canal $l\nu l\nu$ après sélection.

5.2.1 Reconstruction des électrons et muons

Nous décrivons en détail la reconstruction des quadrivecteurs des électrons et des muons dans le canal semileptonique. Dans le canal purement leptonique, les quadrivecteurs des leptons correspondent aux quadrivecteurs des jets créés lors de la sélection.

A partir de la trace chargée déclarée candidate lepton lors de la sélection, une recherche systématique des objets calorimétriques autour de l'électron ou du muon est réalisée. Ces objets correspondent aux photons émis par le lepton, ou tout simplement au dépôt calorimétrique de la particule.

Correction de l'énergie du lepton

Lorsque l'impulsion totale des traces chargées autre que le lepton est inférieure à 5 GeV/c à l'intérieur d'un cône de 6° autour de ce dernier (coupure d'isolation), un algorithme spécial est utilisé, à la fois pour les électrons et pour les muons.

Dans le cas des électrons, un photon de Bremsstrahlung est souvent émis dans les parties denses du détecteur, produisant une queue importante à basse énergie si l'on utilise seulement l'information de la trace. Il est donc intéressant de récupérer l'énergie du photon pour améliorer la résolution en énergie. L'algorithme de recherche des photons de Bremsstrahlung [79, 80], consiste à collecter l'ensemble des amas calorimétriques situés dans trois cônes de 2.5° d'ouverture et définis par

- l'axe de l'impact de la trace chargée dans le calorimètre électromagnétique,

- la direction d'un hypothétique photon émis par la trace au niveau de la paroi entre le VDET et l'ITC,
- la direction d'un hypothétique photon émis par la trace au niveau de la paroi entre l'ITC et la TPC.

Néanmoins, pour des électrons produits par des bosons W, les impulsions transverses sont la plupart du temps suffisamment importantes pour que le photon de Bremsstrahlung soit compris dans le même cône et le même amas électromagnétique que la trace².

L'énergie totale des amas est ensuite corrigée de l'effet de saturation observé pour des dépôts importants d'énergie (cf paragraphe 2.2.2). Un facteur correctif est appliqué sur les données réelles. Il peut être calculé soit à partir de l'équation 2.6 extraite du test en faisceau, soit à partir d'un ajustement des énergies grâce aux événements Bhabhas [81]

$$\Delta E = E_{calo.+sat.} - E_{calo.} = aE_{calo.} + bE_{calo.}^2, \quad (5.8)$$

avec $a = 0.59 \cdot 10^{-2}$ et $b = 6.9 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$. Néanmoins, dans les deux cas, nous observons, après correction, un désaccord sur la résolution en énergie entre données réelles et données simulées (figure 5.11). Cette effet peut être pris en compte par une incertitude systématique sur la résolution en énergie grâce à un élargissement de la résolution en énergie tel que:

$$\sigma_{calo.+sat.}^2 \simeq \left(\frac{dE_{calo.+sat.}}{dE_{calo.}} \right)^2 \sigma_{calo.}^2 = (1 + a + 2bE_{calo.})^2 \sigma_{calo.}^2, \quad (5.9)$$

avec $\sigma_E = 0.18\sqrt{E_{calo.}} + 0.01E_{calo.}$. Les informations sur l'énergie mesurée par les détecteurs de traces et le calorimètre électromagnétique sont ensuite combinées. Pour les électrons, une méthode simple consiste à effectuer une somme pondérée des deux types d'information

$$\frac{E_{lept.}}{\sigma_{Tot}^2} = \frac{E_{trace}}{\sigma_{trace}^2} + \frac{E_{calo.}}{\sigma_{calo.}^2}, \quad (5.10)$$

si $\frac{E_{calo.} - E_{trace}}{\sigma_{Tot}} \leq 2$ avec $\frac{1}{\sigma_{Tot}^2} = \frac{1}{\sigma_{trace}^2} + \frac{1}{\sigma_{calo.}^2}$, et

$$E_{lept.} = E_{calo.}, \quad (5.11)$$

2. A partir de la relation $p_T = qBr$, on peut remonter à l'angle azimutal ϕ entre la direction initiale d'une trace et sa direction pour un rayon R quelconque: $\sin\phi = \frac{qBR}{2p_T}$. Pour $R = 180 \text{ cm}$, rayon interne du calorimètre électromagnétique, et dans l'approximation des petits angles, on obtient la relation $\phi \approx 23(^{\circ}/\text{GeV}/c)/p_T(\text{GeV}/c)$. On voit que pour $p_T \gtrsim 10 \text{ GeV}/c$, tout photon de Bremsstrahlung émis sera compris dans le cône de la trace.

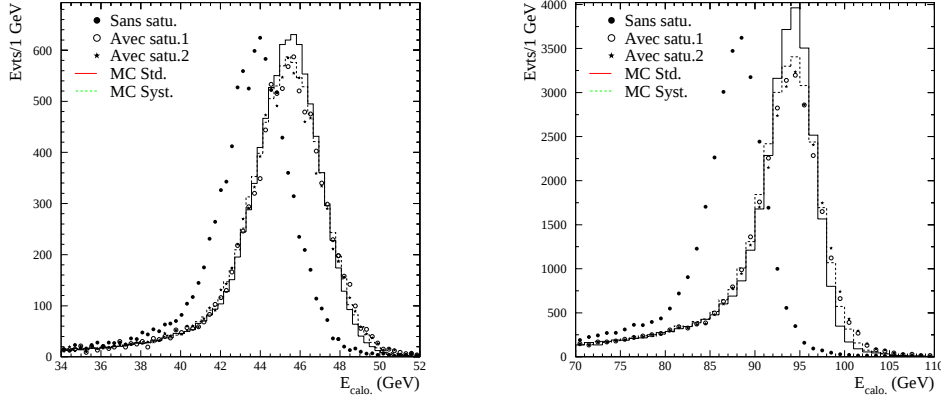


FIG. 5.11 – *Distribution de énergie de l’amas électromagnétique d’électrons pour des données réelles (points) et simulées (lignes) au pic du Z (à gauche) et à 189 GeV (à droite). Les cercle pleins représentent l’énergie mesurée avant correction de saturation, les cercles vides sont pour une correction de saturation selon l’équation 5.8, et les étoiles correspondent à une correction de saturation selon l’équation 2.6. Les données Monte Carlo standard sont représentées par une ligne continue, alors que la ligne en tirets simule un élargissement des données simulées selon l’équation 5.9 et qui est utilisée comme une incertitude systématique.*

si $\frac{E_{\text{calo.}} - E_{\text{trace}}}{\sigma_{\text{Tot}}} > 2$, ce qui correspond à la détection d’un photon. Cependant, afin de minimiser l’importance du désaccord observé sur la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, nous utilisons une méthode plus conservative [79, 80] qui tient compte d’avantage de la trace chargée, excepté si l’énergie du calorimètre excède de plus de trois sigmas celle de la trace. Pour les muons, les amas calorimétriques détectés correspondent plutôt à des radiations dans l’état final. Si l’énergie du dépôt calorimétrique est supérieure à 1.5 GeV (pour éviter de tenir compte du dépôt calorimétrique du muon), alors on ajoute cette énergie à celle de la trace.

Les distributions en énergie d’électrons et de muons avant et après application de l’algorithme sont représentées sur la figure 5.12 pour des événements $WW \rightarrow e/\mu\nu qq$ et des Bhabhas.

Recherche des radiations dans l’état final

Une partie des radiations dans l’état final sont incluses par la procédure de recherche des photons. Néanmoins, il arrive aussi que des photons soient produits avec un angle important par rapport au lepton, comme le montre

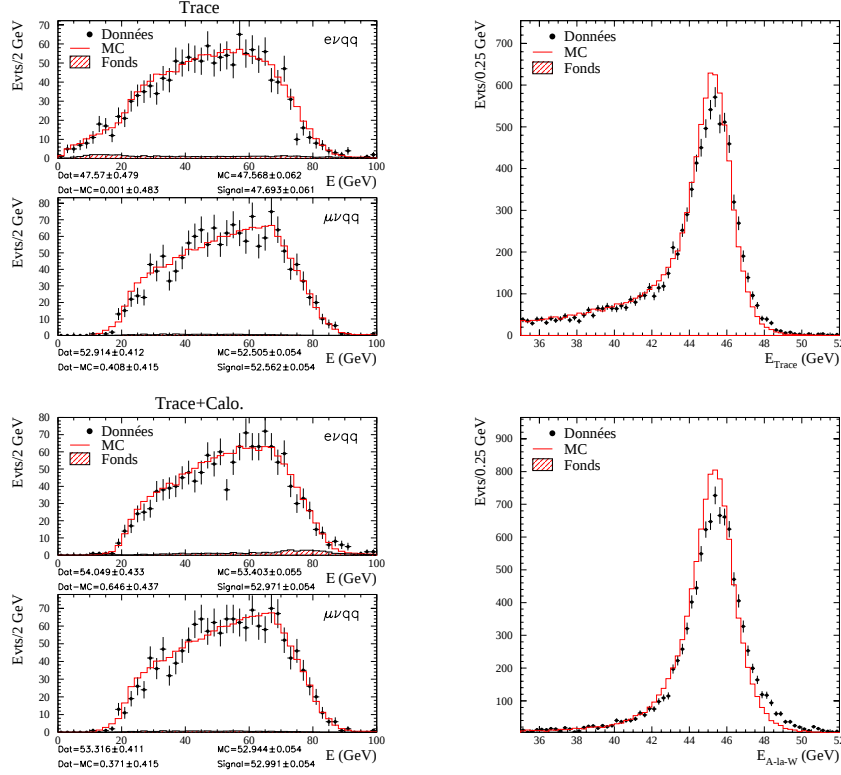


FIG. 5.12 – Distribution en énergie des leptons e et μ avant(en haut) et après(en bas) correction de l'énergie pour des événements $e/\mu\nu qq$ (à gauche) et des Bhabhas au pic du Z (à droite).

la figure 5.13. Pour rechercher de tels objets, une routine spéciale sélectionne l'ensemble des photons GAMPEX(cf paragraphe 2.3.2) qui ne sont pas reconnus comme provenant d'un méson π^0 , dont l'énergie est supérieure à 500 MeV, et qui n'ont pas déjà été utilisés lors de la recherche de photons de Bremsstrahlung. Les photons satisfaisant ces conditions sont ensuite triés par ordre décroissant de l'angle entre chaque photon et le lepton. Finalement, si le photon le plus proche du lepton satisfait les trois conditions:

- toute trace chargée autre que le lepton est située à plus de 40° du photon,
- le lepton est la trace chargée la plus proche du photon,
- le photon est plus proche du lepton que du faisceau,

alors on suppose qu'il s'agit d'une radiation dans l'état final. Le quadrivecteur du photon est ajouté à celui du lepton de telle façon que la masse invariante finale du quadrivecteur soit égale à la masse du lepton.

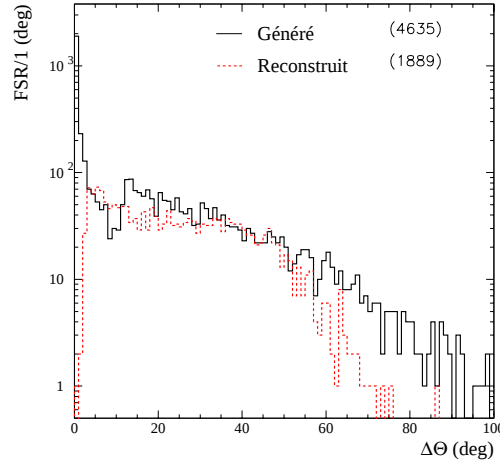


FIG. 5.13 – Angle entre les radiations dans l'état final et le lepton (e ou μ) après rayonnement, au niveau généré (ligne continue) et reconstruit (ligne en tirets) pour 200000 événements WW simulés. Les radiations dans l'état final sont distinguées de celles dans l'état initial car l'interférence entre les deux types de radiation n'est pas incluse dans le programme KORALW.

“Verrouillage” des objets appartenant au lepton

Nous avons observé au paragraphe 3.2.1 qu'un nombre important de résidus électromagnétiques présents autour de l'électron ne sont pas reproduits par les données simulées. Il est donc primordial que ces objets soient correctement éliminés, afin de ne pas les ajouter aux jets. Comme le montre la figure 5.14, le même type d'excès est observé autour des électrons des événements $e\nu qq$ qu'autour des électrons des Bhabhas. Tous les résidus électromagnétiques et photons présents dans un cône de 8° autour du candidat lepton sont donc éliminés.

Charge du lepton

Comme nous le verrons plus bas, les événements semileptoniques présentent un avantage par rapport aux événements hadroniques car la charge de chaque boson W est facilement déterminée dans ces canaux là. En effet, comme le montre la figure 5.15, la probabilité de confondre la charge du lepton est très faible, compte tenu de la flèche induite sur une particule par le champ magnétique de 1.5 T dans le détecteur ALEPH. Même pour des électrons et muons de plus de 100 GeV, une mauvaise identification de la charge

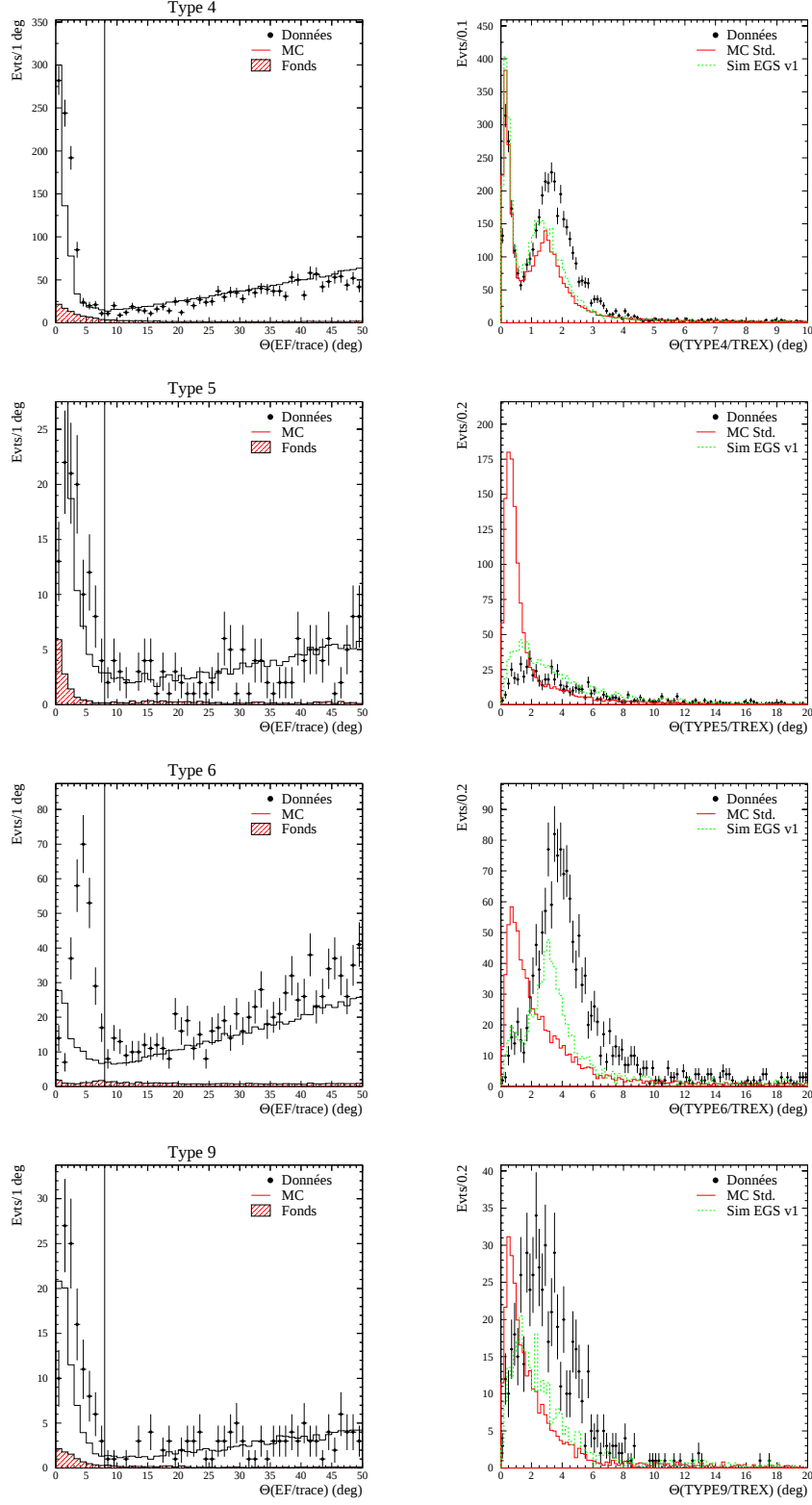


FIG. 5.14 – Distribution angulaire des objets “flux d’énergie” de type 4 (photons), 5 (résidus hadroniques), 6 (résidus électromagnétiques) et 9 (résidus mixtes) autour des électrons pour des événements $evqq$ (à gauche) et des Bhabhas au pic du Z (à droite). La ligne verticale autour des électrons représente la coupure à 8° .

reste très peu probable.

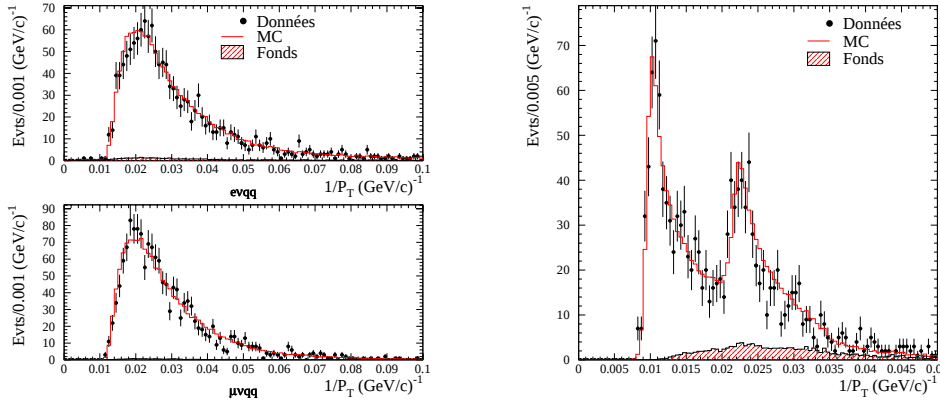


FIG. 5.15 – Distribution du rapport $1/p_T$ du lepton pour des événements $e/\mu\nu qq$ entre 189 et 207 GeV (à gauche) et $\mu^+\mu^-$ à 207 GeV (à droite). p_T est l'impulsion transverse mesurée par les détecteurs de traces, donc son inverse est proportionnelle à la déviation de la trace dans le champ magnétique.

5.2.2 Reconstruction des taus

L'identification des leptons taus a déjà été décrite lors de la sélection des événements $\tau\nu qq$. La reconstruction du quadrivecteur du tau est effectuée au même moment que l'identification. L'impulsion du tau est simplement définie à partir de l'impulsion du jet formé grâce à l'algorithme JADE PE. Comme nous verrons au prochain paragraphe, la notation E implique que le quadrivecteur du jet est formé à partir de la somme des quadrivecteurs de ses constituants. De même la charge du tau est estimée à partir du signe de la somme des charges de ses constituants. Comme représenté sur la figure 5.16, il arrive donc que la charge du tau reconstruit soit nulle, dans ce cas l'événement est rejeté durant la sélection. Néanmoins, dans environ 90% des cas, la bonne charge est obtenue dans les événements WW.

5.2.3 Reconstruction des jets

Nous voyons maintenant comment extraire l'impulsion, l'énergie et la charge des jets. Nous commençons donc par introduire deux algorithmes largement utilisés à LEP pour la formation des jets: JADE [82] et DURHAM [77].

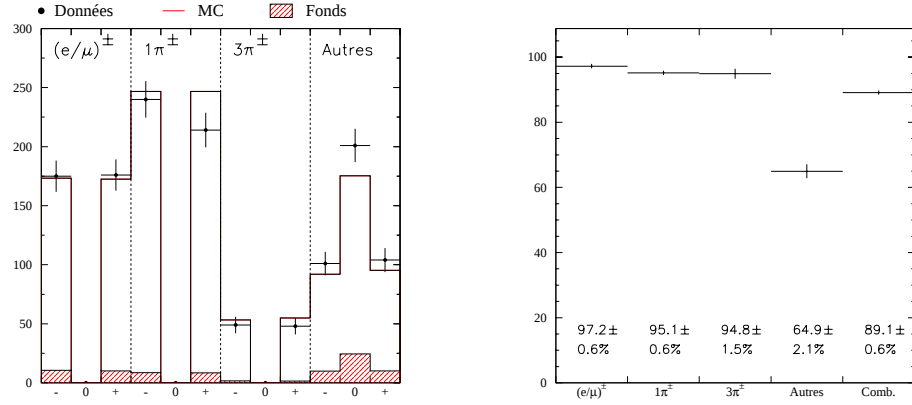


FIG. 5.16 – *A gauche: nombre d'évènements en fonction de la charge et du canal. Le canal est choisi selon le nombre et la nature des traces chargées. A droite: proportion de cas où la charge reconstruite est correcte en fonction du canal pour un lot d'évènements $WW(CC03)$. Dans le canal "Autres", lorsque la charge estimée est nulle, une probabilité de 0.5 est assignée à l'évènement.*

Algorithme de formation des jets

Le but des algorithmes de formation des jets est de pouvoir remonter, à partir des particules produites lors de l'hadronisation, à la direction des partons initiaux. Afin de réaliser cette tâche, les algorithmes commencent par recombinaison des deux particules les plus proches selon une distance y_{ij} propre à chaque algorithme. Une fois la nouvelle pseudo-particule produite, le processus est itéré jusqu'à ce que l'une des deux conditions suivantes soit réalisée:

- Soit, quelle que soit la combinaison choisie, la distance y_{ij} est toujours supérieure à une valeur limite y_{cut} prédéterminée, les objets restants sont alors appelés jets. Ce type de condition a été utilisé dans les sections précédentes pour la recherche de taus dans les évènements $\tau\nu qq$, ou la recherche de radiations dans l'état initial pour le processus $Z\gamma$.
- Soit, un nombre donné de jets est obtenu. Dans le cas des évènements hadroniques, il s'agit par exemple de quatre jets. La valeur y_{34} , utilisé pour la présélection des évènements $qqqq$, correspond au moment où l'itération s'achève.

Les distances y_{ij} sont souvent définies comme le carré du rapport de la masse invariante M_{ij} par l'énergie totale visible E_{vis}

$$y_{ij} = \left(\frac{M_{ij}}{E_{vis}} \right)^2. \quad (5.12)$$

Les deux choix de M_{ij} utilisés pour analyser les évènements WW sont

- $M_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij})$ pour l'algorithme JADE,
- $M_{ij}^2 = 2(\min(E_i, E_j))^2 (1 - \cos\theta_{ij})$ pour l'algorithme DURHAM.

D'autre part, lors du regroupement de deux particules, il faut définir un schéma de recombinaison permettant de calculer le quadrivecteur $\tilde{p}_{ij}$ de la nouvelle pseudo-particule. Les deux principales possibilités sont

- $\vec{p}_{ij} = \vec{p}_i + \vec{p}_j$ et $E_{ij} = E_i + E_j$ pour le schéma E,
- $\vec{p}_{ij} = \vec{p}_i + \vec{p}_j$ et $E_{ij} = |\vec{p}_{ij}|$ pour le schéma P.

Pour les évènements WW, l'algorithme optimal est DURHAM PE (il s'agit de l'algorithme qui minimise le mélange des particules provenant de différent W [83]). La notation PE signifie que le schéma P est utilisé pour obtenir la direction du jet, alors que le schéma E permet de calculer le quadrivecteur du jet de manière invariante de Lorentz.

Correction en énergie des jets

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, l'énergie de chaque jet avant l'ajustement contraint est égale à la somme des énergies de ses constituants. Si on applique le même algorithme de formation des jets sur des évènements $q\bar{q}$ au pic du Z, on peut comparer directement l'énergie des jets entre données réelles et simulées quelque soit la reconstruction utilisée (avec ou sans "nettoyage" des calorimètres, coupure en p_{cut} , etc...).

On observe ainsi, en fonction de l'angle θ_{jet} , des différences sur l'énergie des jets entre données réelles et simulées. Par exemple, la figure 5.17 représente le rapport données réelles sur données simulées pour une analyse avec "nettoyage" des calorimètres. Globalement, on observe plus d'énergie dans le Monte Carlo que dans les données (environ 1%) sauf pour $|\cos\theta| > 0.95$ où l'énergie des jets est supérieure dans les données réelles. Le décalage de 1% dans le Monte Carlo est dû au "nettoyage" du calorimètre électromagnétique, qui entraîne un excédent d'énergie pour les photons. Néanmoins cet excès peut être corrigé grâce aux corrections en énergie des photons [72].

Les corrections en énergie des jets, déterminées pour une énergie d'environ 45 GeV, sont ensuite appliquées sur les jets de W pour des données simulées. Pour cela deux approximations sont faites:

- on suppose que le rapport des énergies entre données réelles et Monte Carlo reste sensiblement le même entre 20 et 70 GeV, correspondant à la gamme typique d'énergie d'un jet de boson W.
- on suppose qu'il est indépendant de la saveur du quark initial.

Finalement, notons que lors de l'application des corrections sur les données simulées, on modifie l'impulsion, $\vec{p}$, et la masse du jet, M , de telle façon que

le rapport p/E reste invariant. Cela signifie que lors de la mesure de l'énergie du LEP grâce au processus $Z\gamma$, aucune correction en énergie pour les jets n'est nécessaire si on utilise la formule 4.2.

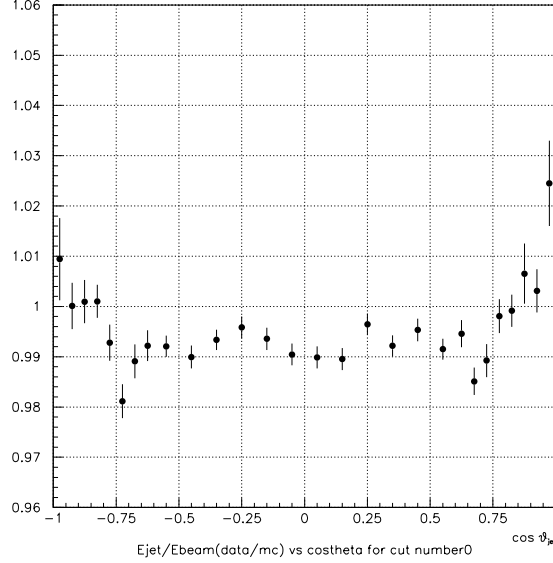


FIG. 5.17 – *Corrections en énergie pour les jets dans l'analyse avec un “nettoyage” des calorimètres. L'ordonnée correspond au rapport données réelles sur données simulées pour la quantité $E_{jet}/E_{faisceau}$. Les événements représentés proviennent du processus $q\bar{q}$ au pic du Z pour les données enregistrées lors de la phase LEP2.*

Charge des jets

Afin d'évaluer la charge des quarks, nous utilisons un estimateur calculé à partir d'une somme pondérée [84]

$$Q_{jet} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{jet}} Q_i x_i^\alpha}{\sum_{i=1}^{N_{jet}} x_i^\alpha}, \quad (5.13)$$

avec N_{jet} le nombre d'objet constituant le jet, α une constante arbitraire, et x défini soit comme $x_i = y_i$ la rapidité de l'objet i par rapport à l'axe du jet (on suppose que chaque objet est un pion), soit comme $x_i = |\vec{p}_{||,i}|$ l'impulsion longitudinale de i (selon l'axe du jet).

5.2.4 Ajustements contraints

Les ajustements contraints permettent d'améliorer la résolution sur la mesure des couplages grâce à la conservation de l'énergie-impulsion totale des quatre fermions (on néglige les radiations dans l'état initial). On modifie donc les quadrivecteurs mesurés en leur apportant des corrections par itération jusqu'à réalisation des contraintes. Le programme ABCFIT [85, 86, 87] impose ces conditions grâce à la méthode des multiplicateurs de Lagrange. Pour cela, on définit une fonction

$$S(\vec{y}, \vec{\lambda}) = (\vec{y} - \vec{y}_0)^T \mathbf{V}^{-1} (\vec{y} - \vec{y}_0) + 2\vec{\lambda} \cdot \vec{f}(\vec{y}), \quad (5.14)$$

avec $\vec{y}$ les facteurs correctifs, $\vec{y}_0$ les valeurs attendues, $\vec{\lambda}$ les multiplicateurs de Lagrange, $\vec{f}(\vec{y})$ les contraintes, et $\mathbf{V}$ la matrice de covariance. Pour les évènements WW, 3 facteurs a_i, b_i, c_i par fermion sont définis comme suit

$$\vec{p}_i^{corr.} = \exp(a_i) \vec{p}_i^{mes.} + b_i \vec{u}_i^\theta + c_i \vec{u}_i^\phi, \quad (5.15)$$

avec

- $\vec{p}_i^{corr.}$ l'impulsion corrigée.
- $\vec{p}_i^{mes.}$ l'impulsion mesurée.
- $\vec{u}_i^\theta$ un vecteur unitaire contenu dans le plan formé par l'axe z et la direction du fermion. De plus, $\vec{u}_i^\theta$ est perpendiculaire à la direction du fermion.
- $\vec{u}_i^\phi$ un vecteur unitaire perpendiculaire au plan défini par $\vec{u}_i^\theta$ et $\vec{p}_i^{mes.}$.

Les paramètres a_i, b_i, c_i sont distribués de manière gaussienne et dépendent de l'énergie et de l'angle polaire du fermion. L'énergie des fermions est déterminée en supposant que le facteur β reste invariant lors de l'ajustement contraint

$$\beta = \frac{|\vec{p}_i^{mes.}|}{E_i^{mes.}} = \frac{|\vec{p}_i^{corr.}|}{E_i^{corr.}}. \quad (5.16)$$

12 paramètres sont donc suffisants pour décrire les quadrivecteurs des quatre fermions. Néanmoins, dans les canaux semileptoniques, seulement 9 de ces paramètres sont indépendants puisque le neutrino n'est pas mesuré directement. Si on applique la conservation de l'énergie-impulsion, on peut donc calculer le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, défini par la différence entre le nombre de paramètres mesurés et le nombre de paramètres libres, en fonction du canal. On parlera donc d'ajustements 1C et 4C pour les canaux semileptoniques et hadronique respectivement, dans le cas où seule la conservation de l'énergie-impulsion contraint les fermions.

Pour la mesure des couplages anormaux, des contraintes concernant la masse

invariante des deux fermions issus d'un W sont ajoutées pour améliorer la résolution angulaire après ajustement. On utilise un ajustement contraint [88], aux contraintes énergie-impulsion on ajoute:

- dans les canaux semileptoniques, une contrainte sur les masses invariantes $m_{l\nu} = m_{qq}$ (ajustement 2C). Cette contrainte est justifiée par le fait que la résolution sur la masse invariante est dominée par les effets du détecteur, on peut donc négliger la largeur de désintégration des W.
- dans le canal hadronique, deux contraintes supplémentaires

$$\alpha_{12}M_{12} = M_W, \quad \alpha_{34}M_{34} = M_W. \quad (5.17)$$

L'ajustement est appelé 6C'. La notation *prime* rappelle qu'il ne s'agit pas complètement de deux degrés de liberté en plus, car deux nouveaux paramètres α_{12} et α_{34} sont ajoutés. Ces paramètres sont distribués selon une gaussienne de largeur Γ_W/M_W .

Les performances de l'ajustement contraint pour les angles sensibles lors de la mesure des couplages sont résumées sur la figure 5.18 pour le canal $\mu\nu qq$ et sur la figure 5.19 pour le canal $qqqq$. En particulier, on observe un gain important apporté par l'ajustement contraint dans le canal hadronique sur la résolution angulaire de tous les angles.

5.2.5 Problèmes spécifiques au canal hadronique

Dans le canal $qqqq$, deux problèmes inhérents à l'absence de connaissances sur la saveur des quarks sont rencontrés. Il faut cependant noter que ces difficultés supplémentaires apparaissent seulement lorsque les angles sont utilisés pour mesurer les couplages en plus de l'utilisation de la section efficace.

Appariement des jets en W

Le premier problème est lié au fait que trois combinaisons des quatre jets sont possibles pour former deux W. Il est donc important de choisir, grâce à un estimateur, la combinaison la plus probable. Pour cela, nous utilisons la valeur du χ^2 minimum calculé lors de l'ajustement contraint pour chacune des trois combinaisons. Après sélection sur des événements WW(CC03), on vérifie que si on utilise le χ^2 de l'ajustement contraint, on choisit, dans plus de 85% des cas, le bon appariement.

Charge des W

Le second problème concerne le choix, après appariement, de la charge de chaque W. Pour cela nous utilisons les charges des jets Q_{j_i} définies par la

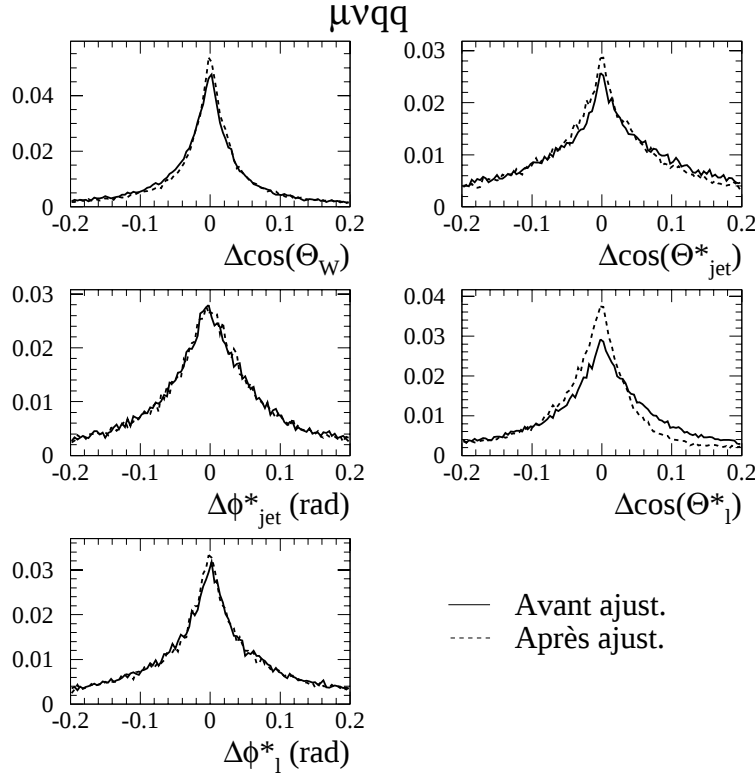


FIG. 5.18 – Résolution sur les cinq angles importants dans le canal $\mu\nu qq$ pour la mesure des couplages anormaux avant et après l’ajustement contraint 2C. Les événements proviennent d’échantillons WW CC03 à 189 GeV. $\cos(\theta_W)$ est l’angle d’émission du W^- dans le centre de masse. $\cos(\theta_l^*)$ et ϕ_l^* sont les angles polaires et azimutaux du muon dans le centre de masse de son W . $\cos(\theta_{jet}^*)$ et ϕ_{jet}^* sont les angles polaires et azimutaux de l’un des deux jets dans le centre de masse du W qui l’a produit.

formule 5.13 pour calculer la différence de charge entre les deux bosons W

$$\Delta Q = Q_{j_3} + Q_{j_4} - Q_{j_1} - Q_{j_2}, \quad (5.18)$$

avec $[j_3, j_4]$ et $[j_1, j_2]$ les deux appariements de jets en W.

D’autre part, nous calculons grâce au Monte Carlo

- la probabilité $\mathcal{P}(\Delta Q | W_{[j_1, j_2]}^-)$ de mesurer ΔQ si la paire $[j_1, j_2]$ est un W^- ,
- la probabilité $\mathcal{P}(\Delta Q | W_{[j_3, j_4]}^-)$ de mesurer ΔQ si la paire $[j_3, j_4]$ est un W^- . Par symétrie $\mathcal{P}(\Delta Q | W_{[j_3, j_4]}^-) = \mathcal{P}(-\Delta Q | W_{[j_1, j_2]}^-)$.

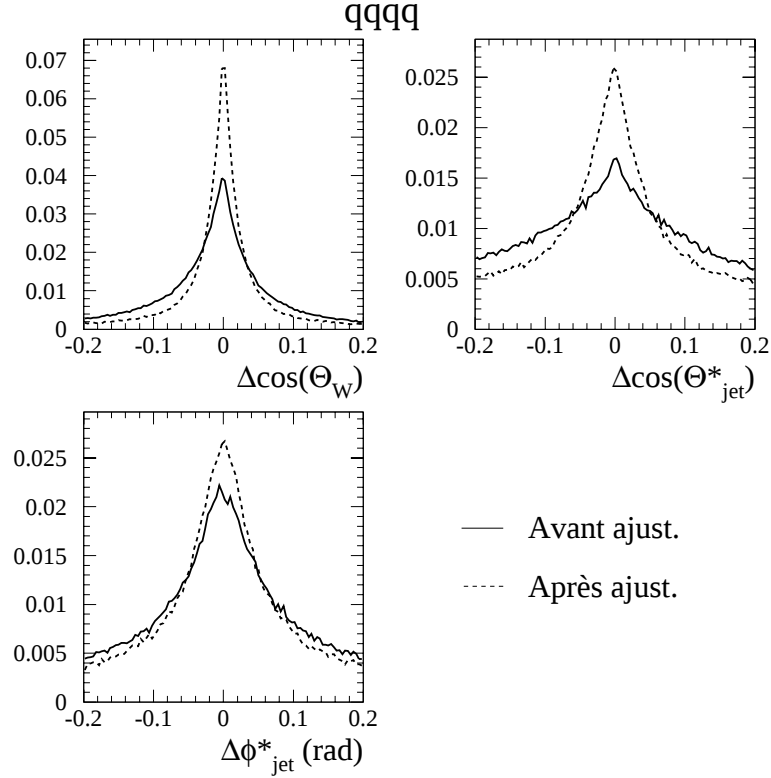


FIG. 5.19 – Résolution sur trois angles importants dans le canal $qqqq$ pour la mesure des couplages anormaux avant et après l'ajustement contraint $6C'$. Les évènements proviennent d'échantillons WW $CC03$ à 189 GeV. $\cos(\theta_W)$ est l'angle d'émission du W^- dans le centre de masse. $\cos(\theta_{jet}^*)$ et ϕ_{jet}^* sont les angles polaires et azimutaux de l'un des deux jets produit par chacun des deux bosons W .

Finalement, la formule de Bayes permet d'extraire la probabilité $\mathcal{P}(W_{[j_1, j_2]}^- | \Delta Q)$ que la paire $[j_1, j_2]$ soit un W^- pour ΔQ mesuré

$$\mathcal{P}(W_{[j_1, j_2]}^- | \Delta Q) = \frac{\mathcal{P}(\Delta Q | W_{[j_1, j_2]}^-)}{\mathcal{P}(\Delta Q | W_{[j_1, j_2]}^-) + \mathcal{P}(-\Delta Q | W_{[j_1, j_2]}^-)}. \quad (5.19)$$

Comme le montre la figure 5.20, grâce à cette formule, la probabilité de choisir une charge correcte pour chaque W est d'environ 0.75 pour $x = \eta$ et $\alpha = 1$ dans le calcul de la charge du jet.

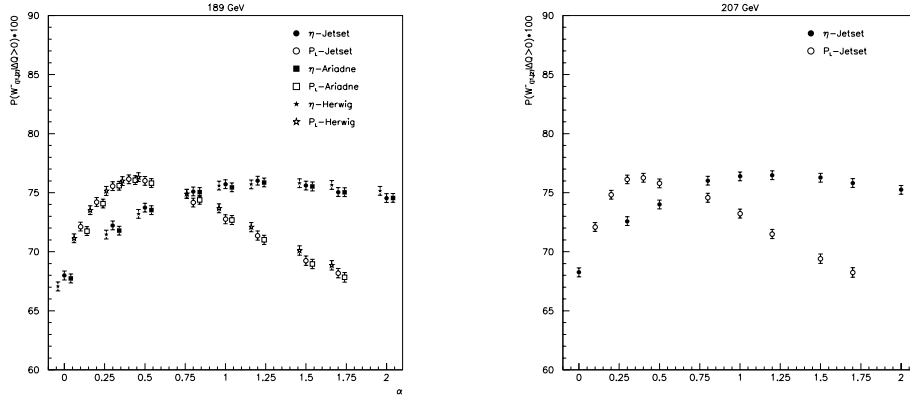


FIG. 5.20 – Probabilité $\mathcal{P}(W_{[j_1, j_2]}^- | \Delta Q > 0)$ que la paire de jets $[j_1, j_2]$ soit un W^- sachant que $\Delta Q = Q_{j_3} + Q_{j_4} - Q_{j_1} - Q_{j_2}$ est positif en fonction des variables α et x définies en 5.13. La probabilité est représentée pour trois simulations différentes de la fragmentation (*JETSET*, *ARIADNE*, *HERWIG*) et aux deux énergies 189 (à gauche) et 207 GeV (à droite).

5.2.6 Impulsions des neutrinos dans le canal purement leptonique

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à la cinématique du processus [7]

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \bar{l}\nu_l l'\bar{\nu}_{l'}, \quad (5.20)$$

avec l, l' des électrons ou des muons. Les leptons taus ne sont pas considérés pour le calcul des angles car la résolution sur l'énergie et la direction du τ est dégradée par le ν_τ supplémentaire.

Si on réalise un bilan, nous devons connaître, au total, 16 paramètres. Cependant, nous pouvons prendre en compte le fait que

- les quadrivecteurs des deux leptons chargés sont connus (8 paramètres),
- les masses des neutrinos sont supposées nulles (2 contraintes),
- la conservation totale de l'énergie-impulsion est vérifiée (4 contraintes),
- les deux dernières contraintes sont apportées par le fait que chaque paire lepton-neutrino est le résultat de la désintégration d'un boson W .

Détaillons brièvement comment obtenir l'impulsion des neutrinos à partir de ces contraintes. L'état intermédiaire WW implique que chaque boson W possède une énergie égale à celle du faisceau E_b . L'énergie de chaque neutrino

est donc définie par

$$E_{\nu_l} = E_b - E_{\bar{l}}, \quad (5.21)$$

$$E_{\bar{\nu}_{l'}} = E_b - E_{l'}. \quad (5.22)$$

D'autre part, la conservation de l'impulsion donne

$$\vec{p}_{\nu_l} = -(\vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}} + \vec{p}_{l'} + \vec{p}_{\bar{l}}). \quad (5.23)$$

La masse nulle de ν_l entraîne l'égalité du carré de 5.21 avec le carré de 5.23, d'où

$$(\vec{p}_{l'} + \vec{p}_{\bar{l}}) \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}} = E_b(E_{l'} - E_{\bar{l}}) - E_{l'}^2 - \vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + \frac{1}{2}(m_{l'}^2 + m_{\bar{l}}^2). \quad (5.24)$$

Le produit scalaire $\vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}}$ est extrait à partir de la masse invariante du W^-

$$m_W^2 = (\vec{p}_{l'} + \vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}})^2 \Rightarrow \vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}} = E_b E_{l'} - E_{l'}^2 - \frac{1}{2}(m_W^2 - m_{l'}^2). \quad (5.25)$$

Insérant 5.25 dans 5.24, on obtient

$$\vec{p}_{\bar{l}} \cdot \vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}} = -E_b E_{\bar{l}} - \vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + \frac{1}{2}(m_W^2 + m_{\bar{l}}^2). \quad (5.26)$$

Nous avons maintenant suffisamment de relations pour extraire $\vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}}$. Néanmoins, pour faciliter cette tâche, les composantes de $\vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}}$ sont calculées dans une base définie par $\vec{p}_{\bar{l}}$, $\vec{p}_{l'}$ et $\vec{p}_{\bar{l}} \times \vec{p}_{l'}$ ³

$$\vec{p}_{\bar{\nu}_{l'}} = a\vec{p}_{l'} + b\vec{p}_{\bar{l}} + c\vec{p}_{\bar{l}} \times \vec{p}_{l'}. \quad (5.27)$$

Les coefficients a et b sont calculés grâce à 5.26 et 5.25

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \frac{1}{\det(\mathbf{A})} \mathbf{A} \begin{pmatrix} E_b E_{l'} - E_{l'}^2 - \frac{1}{2}(m_W^2 - m_{l'}^2) \\ -E_b E_{\bar{l}} - \vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{l}} + \frac{1}{2}(m_W^2 + m_{\bar{l}}^2) \end{pmatrix}, \quad (5.28)$$

avec

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \vec{p}_{\bar{l}}^2 & -\vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{l}} \\ -\vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{l}} & \vec{p}_{l'}^2 \end{pmatrix}. \quad (5.29)$$

c est déterminé par le carré de 5.27

$$c^2 = \frac{1}{|\vec{p}_{\bar{l}} \times \vec{p}_{l'}|^2} [(E_b - E_{l'})^2 - a^2 \vec{p}_{l'}^2 - b^2 \vec{p}_{\bar{l}}^2 - 2ab \vec{p}_{l'} \cdot \vec{p}_{\bar{l}}]. \quad (5.30)$$

c est donc soumis à une ambiguïté concernant son signe, menant à deux solutions symétriques l'une de l'autre par rapport au plan $(\vec{p}_{\bar{l}}, \vec{p}_{l'})$.

3. La définition de la base nécessite que $\vec{p}_{\bar{l}}$ et $\vec{p}_{l'}$ ne soient pas parallèles. La coupure sur l'accolinéarité durant la présélection assure cette condition.

Chapitre 6

Mesure des couplages anormaux

Nous présentons dans ce chapitre la mesure des couplages anormaux dans ALEPH pour l'ensemble des données enregistrées par le détecteur à LEP2, puis les résultats combinés des quatre expériences du LEP. Les couplages anormaux sont extraits à partir du nombre d'événements observés et des distributions angulaires (cinématique). La confrontation des deux types d'information fournit un moyen utile pour vérifier la cohérence de la mesure. Pour exploiter au mieux l'information des angles, des observables optimales, distribuées de manière gaussienne, sont construites pour simplifier l'ajustement des paramètres. L'extraction même des couplages est réalisée par pondération de l'ensemble des observables dans chaque canal étudié. Les différents canaux et expériences sont ensuite combinés afin d'obtenir la plus petite incertitude statistique finale sur la mesure.

Dans une première section, nous introduisons en détail la procédure d'extraction des couplages dans ALEPH. Puis nous insistons sur l'évaluation des différentes incertitudes systématiques. La troisième partie donne les principaux résultats obtenus par l'expérience ALEPH. Les derniers résultats issus de la combinaison des quatre expériences du LEP sont ensuite présentés, tout en insistant sur la procédure de combinaison des mesures des expériences. Nous finissons par quelques remarques sur les implications de la mesure à LEP, et une comparaison avec les performances attendues des futures expériences.

6.1 Extraction des couplages

De nombreuses méthodes d'évaluation des couplages anormaux ont été proposées à LEP2. Dans cette première section, nous présentons la démarche suivie par ALEPH pour estimer les paramètres exprimant les couplages. Pour cela, nous introduisons successivement les aspects essentiels de la méthode,

tout en justifiant nos choix.

6.1.1 Les observables optimales

Les observables optimales ont été initialement introduites dans deux articles pour mesurer respectivement les moments dipolaires électrique et magnétique du quark top [89], ainsi que la polarisation du lepton tau [90]. L'étape fondamentale dans la méthode consiste à construire une observable, dite optimale, qui contient autant d'information que l'ensemble des observables de départ (notées ϕ par la suite). En particulier, la création d'une observable optimale unique peut être appliquée dans tous les cas où la section efficace différentielle du processus considéré dépend, linéairement, du paramètre que l'on veut mesurer. Selon une bonne approximation, cette classe de paramètres peut être étendue à toutes les variables pour lesquelles un développement limité de la section efficace différentielle est possible. L'utilisation des observables optimales est donc particulièrement adaptée pour la mesure des couplages anormaux.

Cas idéal

Nous avons vu dans le chapitre 1, que toute l'information sur les couplages est contenue dans une section efficace différentielle dépendant de cinq angles (voir l'équation 1.44 et la figure 1.4 pour la définition des angles). Les distributions des cinq angles dans les canaux semileptoniques sont représentées sur la figure 6.1. D'autre part, les couplages sont définis à travers un Lagrangien, si l'on néglige les termes d'ordre supérieur dans les couplages, la section efficace différentielle peut alors s'écrire [91, 92]

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = S_0(\phi) + \sum_i S_{1,i}(\phi)g_i + \sum_{ij} S_{2,ij}(\phi)g_i g_j, \quad (6.1)$$

avec $\phi = (\theta, \theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2)$ désignant les cinq angles au niveau généré, et g_i les couplages anormaux à mesurer. La section efficace totale σ s'écrit

$$\sigma = \sigma_0 + \sum_i \sigma_{1,i} g_i + \sum_{ij} \sigma_{2,ij} g_i g_j. \quad (6.2)$$

Pour des couplages de faible amplitude, les termes en $g_i g_j$ peuvent être négligés. Pour un nombre fixé d'événements N , l'estimation de m couplages est réalisée par une méthode de vraisemblance

$$\mathcal{L}(\phi_1, \dots, \phi_N | g_1, \dots, g_m) = F(\phi_1, \dots, \phi_N | g_1, \dots, g_m) d\phi_1 \dots d\phi_N = \prod_{i=1}^N f(\phi_i) d\phi_i, \quad (6.3)$$

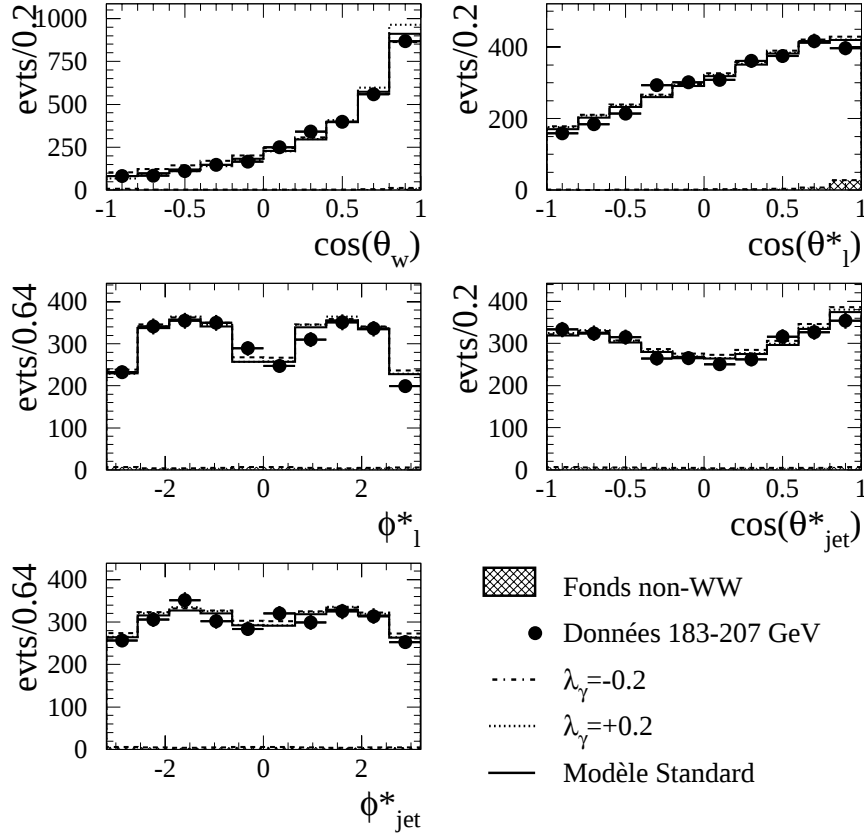


FIG. 6.1 – *Distribution angulaire des événements sélectionnés dans les canaux $evqq$ et $\mu\nu qq$. Les cinq angles sont: l'angle d'émission du W^- , et les angles polaires et azimutaux du lepton chargé et de l'un des jets dans le référentiel du centre de masse de leurs W respectifs. Les distributions pour des valeurs de $\lambda_\gamma = \pm 0.2$ sont ajoutées.*

avec $f(\phi)d\phi = \frac{d\sigma}{\sigma}$. On définit, à partir de la relation 6.3, la matrice d'information $\mathbf{I}$ comme [93]:

$$I_{ij} = E \left[\frac{\partial}{\partial g_i} \ln F \frac{\partial}{\partial g_j} \ln F \right] = NE \left[\frac{\partial}{\partial g_i} \ln f \frac{\partial}{\partial g_j} \ln f \right]. \quad (6.4)$$

L'inégalité de Cramer-Rao implique que pour tout estimateur $\tilde{g}_i$ du couplage g_i

$$V(\tilde{g})_{ii} \geq I_{ii}^{-1}, \quad (6.5)$$

où $\mathbf{V}$ est la variance du couplage. L'observable optimale est celle qui minimise $\mathbf{V}(\tilde{g})$.

Dans le cas de “petits” couplages g (i.e. lorsque l'on peut négliger les termes quadratiques), on remarque que toute observable s'écrit sous la forme [91]

$$E[OO_i] = E_0[OO_i] + \sum_j c_{ij} g_j, \quad (6.6)$$

avec $E_0[OO_i] = \frac{\int d\sigma_0 OO_i}{\int d\sigma_0}$, et c_{ij} une matrice dépendant de l'observable. Si on inverse cette dernière équation, on arrive à

$$g_i = \sum_j c_{ij}^{-1} (E[OO_j] - E_0[OO_j]), \quad (6.7)$$

ce qui permet de définir un estimateur de g_i comme

$$\tilde{g}_i = \sum_j c_{ij}^{-1} (\overline{OO_j} - E_0[OO_j]), \quad (6.8)$$

avec $\overline{OO_i} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N OO_i(\phi_k)$. Si on choisit

$$OO_{1,i}(\phi) = \frac{S_{1,i}(\phi)}{S_0(\phi)}, \quad (6.9)$$

on montre que

$$\mathbf{V}(\tilde{g})^{-1} = N\mathbf{V}(OO_1) = \mathbf{I}. \quad (6.10)$$

Sur la figure 6.2, la distribution des OO_1 est représentée pour le canal $e\nu qq$. $\overline{OO_{1,i}}$ contient donc autant d'information sur un couplage g_i que si on utilisait un méthode directe de vraisemblance sur les cinq angles notés ϕ , lorsque g_i est proche de zéro.

Cependant, nous avons, pour l'instant, mis de côté l'information contenue dans le nombre d'événements observés, N , puisque la section efficace totale varie aussi avec les couplages anormaux selon 6.2. Pour remédier à cela, nous construisons une fonction de vraisemblance “étendue” qui tient compte des fluctuations de N selon une distribution de Poisson

$$p_N = \frac{E[N]^N}{N!} e^{-E[N]}, \quad (6.11)$$

1. Les notations en statistique, dans ce chapitre, sont celles utilisées dans [93].

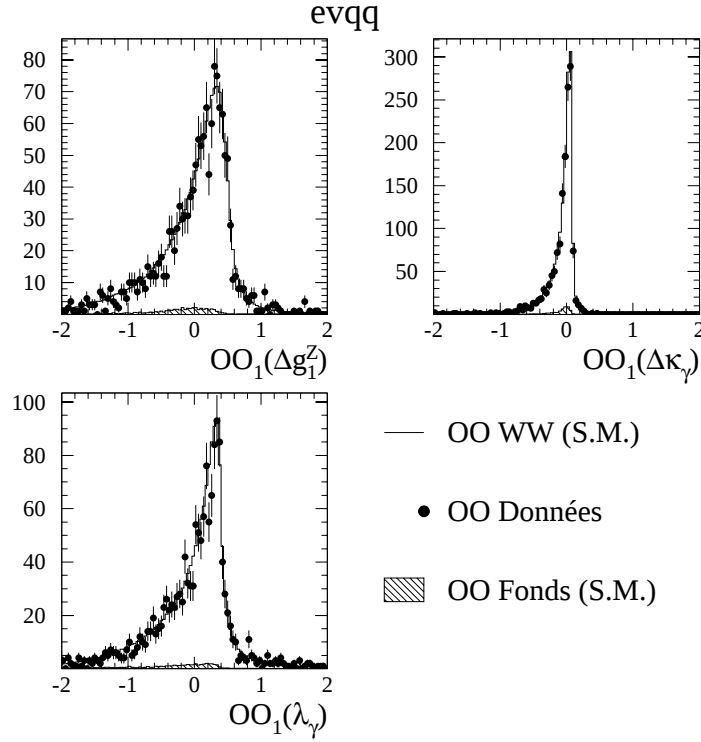


FIG. 6.2 – Distribution des OO_1 dans le canal $evqq$ pour l'ensemble des données entre 183 et 207 GeV. A partir des distributions, on peut connaître la sensibilité de l'observable à un couplage, puisque selon 6.10 la variance du couplage est inversement proportionnelle à la variance de OO_1 . On en déduit que si on utilise OO_1 uniquement, $V(\Delta g_1^Z) < V(\lambda_\gamma) < V(\Delta \kappa_\gamma)$.

de valeur moyenne $E[N] = L\sigma$ (L est la luminosité intégrée). $\mathcal{L}$ s'écrit donc

$$\mathcal{L}(\phi_1, \dots, \phi_N | g_1, \dots, g_m) = F(\phi_1, \dots, \phi_N | g_1, \dots, g_m) d\phi_1 \dots d\phi_N = p_N \prod_{i=1}^N f(\phi_i) d\phi_i. \quad (6.12)$$

Il est montré dans [91] qu'une nouvelle observable optimale peut être construite pour de petites valeurs de g_i comme

$$N\overline{OO}_{1,i} = \sum_{k=1}^N OO_{1,i}(\phi_k). \quad (6.13)$$

Néanmoins, nous utiliserons par la suite les deux observables N et $\overline{OO}_{1,i}$ distinctement. Nous séparons ainsi clairement l'information obtenue à partir

de la section efficace totale de l'information obtenue à partir des angles ϕ .

Extension de la méthode

Jusqu'à présent, nous avons supposé que le couplage mesuré était suffisamment petit pour négliger les termes quadratiques. L'équation 6.8 impliquait une relation linéaire entre l'observable optimale $\overline{OO}_{1,i}$ et l'estimateur $\tilde{g}_i$. D'après le théorème central limite, $\overline{OO}_{1,i}$ est distribué de manière gaussienne; donc, si la relation est vérifiée, $\tilde{g}_i$ suit aussi une distribution gaussienne. Comme nous le verrons plus loin, il apparaît que les courbes de vraisemblance ne sont pas toujours paraboliques, spécialement pour certains couplages comme, $\Delta\kappa_\gamma$, ou pour les canaux de faible statistique. Dans de tels cas, $\tilde{g}_i$ n'est pas négligeable devant 1, et l'observable $\overline{OO}_{1,i}$ n'est plus optimale.

Pour améliorer l'incertitude sur $\tilde{g}_i$, plusieurs méthodes sont possibles.

Soit, comme l'ont proposé M. Diehl et O. Nachtmann dans [92], une procédure itérative est utilisée. Pour cela on calcule à nouveau les observables $\overline{OO}_{1,i}^l$ après chaque itération l à partir de la formule

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = S_0^l(\phi) + \sum_i S_{1,i}^l(\phi)(g_i - \tilde{g}_i^l) + \sum_{ij} S_{2,ij}^l(\phi)(g_i - \tilde{g}_i^l)(g_j - \tilde{g}_j^l), \quad (6.14)$$

où $\tilde{g}_i^l$ est estimé à l'ajustement $l - 1$ sur les observables $\overline{OO}_{1,i}^{l-1}$.

Soit on calcule une nouvelle observable $\overline{OO}_{2,ij}$ comme

$$\overline{OO}_{2,ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N OO_{2,ij}(\phi_k) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{S_{2,ij}(\phi_k)}{S_0(\phi_k)}, \quad (6.15)$$

pour tenir compte des termes quadratiques dans 6.1.

Par simplicité(et pour la rapidité des calculs), nous préférons utiliser dans ALEPH les observables $\overline{OO}_{1,i}$ et $\overline{OO}_{2,ij}$ plutôt que la méthode itérative.

Effets expérimentaux

Pour construire les observables $\overline{OO}_{1,i}$ et $\overline{OO}_{2,ij}$, nous avons utilisé les angles vrais des fermions produits initialement (notation ϕ). Dans la réalité, nous devons prendre en compte le fait que nous utilisons des angles reconstruits, notés Ω d'après la méthode décrite au chapitre 5. La densité de probabilité P d'obtenir un événement pour une configuration Ω est [94]:

$$P(\Omega) = \int \frac{d\sigma/d\phi \cdot \epsilon(\phi)}{\sigma_{obs.}} R(\Omega|\phi) d\phi, \quad (6.16)$$

avec

- $\epsilon(\phi)$ l'efficacité de détection du détecteur et de sélection de l'analyse en un point ϕ de l'espace des phases,
- $R(\Omega|\phi)$ la résolution des angles après reconstruction comme représenté sur les figures 5.18 et 5.19,
- $\sigma_{obs.} = \int d\sigma/d\phi \cdot \epsilon(\phi) d\phi$ la section efficace totale observée.

Si on insère 6.1 dans 6.16 on retrouve une forme quadratique

$$P(\Omega) = \frac{1}{\sigma_{obs.}} \cdot (\mathcal{S}_0(\Omega) + \sum_i \mathcal{S}_{1,i}(\Omega) g_i + \sum_{ij} \mathcal{S}_{2,ij}(\Omega) g_i g_j), \quad (6.17)$$

avec $\mathcal{S}_{k,i(j)}(\Omega) = \int S_{k,i(j)}(\phi) \epsilon(\phi) R(\Omega|\phi) d\phi$. On peut donc construire de nouvelles observables comme

$$\mathcal{O}\mathcal{O}_{k,i(j)}(\Omega) = \frac{\mathcal{S}_{k,i(j)}(\Omega)}{\mathcal{S}_0(\Omega)} = \int \frac{S_{k,i(j)}(\phi)}{S_0(\phi)} \cdot B(\Omega|\phi) d\phi. \quad (6.18)$$

La fonction $B(\Omega|\phi)$ s'écrit

$$B(\Omega|\phi) = \frac{S_0(\phi) \epsilon(\phi) R(\Omega|\phi)}{\int S_0(\phi) \epsilon(\phi) R(\Omega|\phi) d\phi}, \quad (6.19)$$

et peut être calculée uniquement à partir des données simulées. Etant donné la complexité de $B(\Omega|\phi)$, nous approximons $B(\Omega|\phi) \approx \delta(\Omega - \phi)$, ce qui se traduit pour les observables par

$$\mathcal{O}\mathcal{O}_{k,i(j)}(\Omega) \approx \frac{S_{k,i(j)}(\Omega)}{S_0(\Omega)}. \quad (6.20)$$

Finalement, dans tous les canaux, des ambiguïtés sur l'association des angles aux particules apparaissent lors de la reconstruction. Lorsque le boson W se désintègre en quarks, nous sommes incapables de reconnaître le quark de l'antiquark. Pour les événements $qqqq$, il peut s'agir de l'appariement des jets ou de la charge des bosons W. Pour les événements $l\nu l\nu$, il s'agit des deux solutions présentées dans la section 5.2.6 pour connaître la direction des neutrinos. Afin de tenir compte de ces différents effets, une convolution des différentes combinaisons est effectuée sur chaque fonction S

$$S'_{k,i(j)}(\Omega) = \sum_{p=1}^{n_{comb.}} w_p S_{k,i(j)}(\Omega_p), \quad (6.21)$$

où $n_{comb.}$ est le nombre de combinaisons possibles, et w_p un poids attribué à chaque combinaison. Par exemple, dans le cas de la charge du W dans le canal hadronique, $w_1 = \mathcal{P}(W_{[j_1,j_2]}^- | \Delta Q)$ et $w_2 = 1 - w_1$.

Fonction de vraisemblance

Dans ce paragraphe, nous construisons la fonction qui va nous permettre d'extraire les couplages dans ALEPH. Puisque nous utilisons comme observables N , $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{1,i}$ et $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{2,ij}$, une méthode d'ajustement par le maximum de vraisemblance est équivalente à la méthode des moindres carrés. En effet, pour N suffisamment grand, les trois observables sont distribuées selon une gaussienne grâce au théorème central limite. On écrit donc la fonction de vraisemblance comme

$$-2 \ln \mathcal{L} \propto \chi^2 = \mathbf{OO}^T \mathbf{V}(\mathcal{OO})^{-1} \mathbf{OO} + \mathbf{N}^T \mathbf{V}(N)^{-1} \mathbf{N}. \quad (6.22)$$

Pour chaque canal et chaque énergie, un nombre d'évènements N est observé, ainsi qu'un nombre de $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ proportionnel au nombre de couplages m ajustés. Lors de l'ajustement de plusieurs couplages simultanément, seuls les $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{2,ij}$ diagonaux ($i = j$) sont utilisés². Nous avons donc un $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{1,i}$ et un $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{2,ii}$ calculés pour chaque couplage ajusté.

Par conséquent,

- le vecteur $\mathbf{OO}$ et la matrice $\mathbf{V}(\mathcal{OO})$ sont de rang $r_{\mathcal{OO}} = n_{canaux} \times n_{énergies} \times n_{couplages} \times 2$,
- le vecteur $\mathbf{N}$ et la matrice $\mathbf{V}(N)$ sont de rang $r_N = n_{canaux} \times n_{énergies}$.

On écrit donc

$$\mathbf{OO} = \begin{pmatrix} \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{1,[g_1,c_1,E_1]} - E[\mathcal{OO}_{1,[g_1,c_1,E_1]}](g_1, \dots, g_m) \\ \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{2,[g_1,c_1,E_1]} - E[\mathcal{OO}_{2,[g_1,c_1,E_1]}](g_1, \dots, g_m) \\ \vdots \\ \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{1,[g_m,c_l,E_k]} - E[\mathcal{OO}_{1,[g_m,c_l,E_k]}](g_1, \dots, g_m) \\ \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{2,[g_m,c_l,E_k]} - E[\mathcal{OO}_{2,[g_m,c_l,E_k]}](g_1, \dots, g_m) \end{pmatrix}, \quad (6.23)$$

et

$$V_{i,j} = V_{i,j}(stat.) = Cov(\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_i, \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_j), \quad (6.24)$$

où $[g_1, c_1, E_1]$ signifie le couplage g_1 pour le canal c_1 à l'énergie E_1 .

6.1.2 Pondération des évènements

Méthode

Afin de minimiser le χ^2 , nous devons être capable de calculer la fonction $E[\mathcal{OO}_{k,i}](g_1, \dots, g_m)$ pour différentes valeurs de $\vec{g} = (g_1, \dots, g_m)$. Nous utilisons

2. L'expérience OPAL [95] utilise tous les $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{2,ij}$, mais l'apport des $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_{2,ij}$ non diagonaux reste marginal.

dans ALEPH une méthode de pondération des évènements qui permet d'évaluer la fonction $E[\mathcal{OO}_{k,i}](\vec{g})$ à partir des $\mathcal{OO}_{k,i}(\Omega)$ calculés pour un lot de référence Monte Carlo généré avec des couplages $\vec{g}_0$, grâce à la formule

$$E[\mathcal{OO}_{k,i}](\vec{g}) = \frac{\sum_{k=1}^{N_{MC}} w(\phi_k|\vec{g},\vec{g}_0) \mathcal{OO}_{k,i}(\Omega_k)}{\sum_{k=1}^{N_{MC}} w(\phi_k|\vec{g},\vec{g}_0)}. \quad (6.25)$$

On remarque que les poids $w(\phi_k|\vec{g},\vec{g}_0)$ sont calculés à partir des angles générés (ϕ) par le Monte Carlo. L'explication et la démonstration de ce choix sont données dans [96], et s'appuient sur le fait que l'équation 6.16 peut être transformée en

$$P(\Omega) = \frac{\sigma_{obs.}(\vec{g}_0)}{\sigma_{obs.}(\vec{g})} \int \frac{d\sigma/d\phi(\vec{g})}{d\sigma/d\phi(\vec{g}_0)} \frac{d\sigma/d\phi(\vec{g}_0) \cdot \epsilon(\phi)}{\sigma_{obs.}(\vec{g}_0)} R(\Omega|\phi) d\phi, \quad (6.26)$$

ce qui définit le poids comme

$$w(\phi_k|\vec{g},\vec{g}_0) = \frac{d\sigma/d\phi(\phi_k|\vec{g})}{d\sigma/d\phi(\phi_k|\vec{g}_0)}. \quad (6.27)$$

Cette méthode de pondération permet, grâce au Monte Carlo, de décrire correctement les effets du détecteur, de la sélection et de la reconstruction.

Un autre point important pour la méthode de pondération concerne le calcul des poids $w(\phi_k|\vec{g},\vec{g}_0)$. Pour cela, nous devons être capable de calculer le rapport des sections efficaces différentielles $d\sigma/d\phi$ pour deux séries de valeurs $\vec{g}$ et $\vec{g}_0$ des couplages. Dans le programme d'extraction des couplages, nous utilisons donc un algorithme spécifique, issu du programme KORALW, qui développe la section efficace différentielle 1.44 du paragraphe 1.3.1 en fonction des couplages, ce qui permet un calcul rapide de $d\sigma/d\phi$ pour un vecteur $\vec{g}$ quelconque.

Maintenant, si nous voulons repondérer correctement les évènements WW générés avec le programme KORALW(cf paragraphe 1.3.6), nous devons tenir compte du fait que le générateur inclut l'ensemble des graphes à quatre fermions à l'ordre de l'arbre, ainsi que des corrections radiatives telles que la correction de Coulomb ou les radiations dans l'état initial. D'autre part, les corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$, importantes pour notre mesure, ne sont pas incorporées initialement dans les évènements générés (condition spécifique à ALEPH par choix). Nous devons donc trouver une méthode pour insérer ces deux effets(couplages et corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$).

Si nous reprenons les notations du paragraphe 1.3.6, les évènements initiaux WW générés par KORALW sont décrits par la section efficace différentielle

$$\left(\frac{d\sigma}{d\phi}\right)(\phi_k|\vec{g}_0) = \left(\frac{d\sigma_K^{4f+ISR_{123}+Cc}}{d\phi}\right)(\phi_k) \quad (6.28)$$

Le vecteur $\vec{g}_0$ correspond aux valeurs des couplages dans le Modèle Standard. Nous devons modifier la section efficace différentielle de telle manière qu'elle inclut les corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ ainsi que des valeurs quelconques de couplages anormaux. Si nous choisissons d'introduire ces corrections par pondération de manière additive (cf équation 1.56), comme conseillé par les auteurs du générateur, nous avons

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\phi} \right) (\phi_k | \vec{g}) &= \left(\frac{d\sigma_{K+\delta Y+\delta TGC}}{d\phi} \right) (\phi_k) \\ &= \left(1 + \frac{\delta_{NL}^R + \delta_{TGC}}{1 + \delta_{4f}^R} \right) \left(\frac{d\sigma_K^{4f+ISR_{123}+Cc}}{d\phi} \right) (\phi_k). \end{aligned} \quad (6.29)$$

Nous déduisons de 6.28 et 6.29 que

$$w(\phi_k | \vec{g}, \vec{g}_0) = 1 + \frac{\delta_{NL}^R + \delta_{TGC}}{1 + \delta_{4f}^R}. \quad (6.30)$$

Les deux grandeurs δ_{NL}^R et δ_{4f}^R sont calculées durant la génération des événements Monte Carlo.

Le raisonnement et les calculs sont les mêmes pour la fonction $E[N](\vec{g})$.

Sur la figure 6.3, les variations de $E[\mathcal{O}\mathcal{O}_{1,i}](\Delta g_1^Z)$, $E[\mathcal{O}\mathcal{O}_{2,ii}](\Delta g_1^Z)$ et $E[N](\Delta g_1^Z)$ en fonction de Δg_1^Z sont représentées. A partir de la figure, nous vérifions que

- parmi les 3 observables, $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}_{1,i}}$ est bien l'observable la plus sensible aux couplages pour des petites valeurs de Δg_1^Z .
- les contributions de $\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}_{2,ii}}$ et N deviennent conséquentes lorsque Δg_1^Z s'éloigne de 0.

D'autre part, quelle que soit l'observable utilisée, la relation entre l'observable et le couplage est fortement non linéaire. Puisque les observables sont distribuées par construction de manière gaussienne, nous en déduisons que les courbes de vraisemblance sont rarement paraboliques (excepté après combinaison de plusieurs mesures). Nous présentons donc la mesure des couplages sous forme de courbe de vraisemblance. Notons dès maintenant que ce comportement non linéaire entre observables et couplages rend difficile l'évaluation des incertitudes systématiques, comme nous le verrons dans les prochains paragraphes.

Dans le cas de l'observable N , la variation de $E[N]$ en fonction du couplage est décrite par une parabole. Il en résulte que:

- si le nombre N d'événements observé est supérieur au minimum de la parabole, deux solutions sont possibles pour l'égalité $N = E[N](g)$. Si on utilise seulement l'information de la section efficace, nous pouvons donc aboutir à des courbes de vraisemblance avec deux minima.

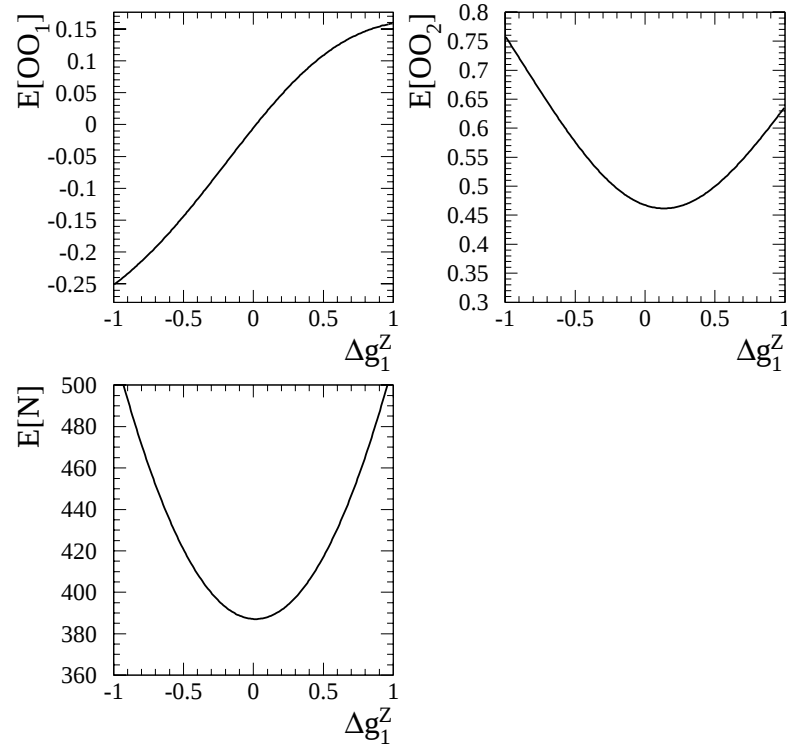


FIG. 6.3 – $E[\mathcal{OO}_{1,i}](\Delta g_1^Z)$, $E[\mathcal{OO}_{2,ii}](\Delta g_1^Z)$ et $E[N](\Delta g_1^Z)$ en fonction de Δg_1^Z pour le canal $e\nu qq$ à 189 GeV.

- si N est inférieur au minimum de la parabole, l'unique solution est la valeur du couplage au minimum. Les positions des minima pour Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ sont respectivement 0.01, 0.45 et 0.03.

Contrôle

Afin de tester la méthode d'extraction des couplages d'ALEPH, des lots d'échantillons Monte Carlo sont générés pour différentes valeurs des trois couplages. Puis, pour chacune de ces valeurs, la valeur du couplage est estimée selon la démarche décrite dans les paragraphes précédents. On peut ainsi vérifier la linéarité de la pondération sur la figure 6.4.

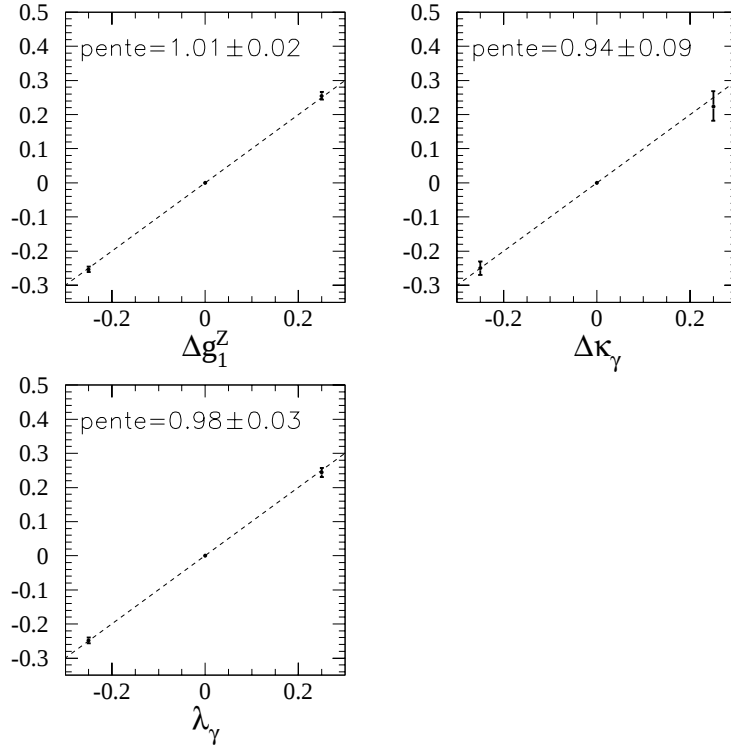


FIG. 6.4 – Valeurs estimées des couplages en fonction des valeurs générées dans des échantillons Monte Carlo. Pour chaque couplage, deux échantillons sont produits avec des couplages anormaux valant ± 0.25 . À partir de ces deux lots et du point en 0, la linéarité de la méthode est vérifiée (la valeur de la pente ajustée est indiquée sur chaque graphique).

6.1.3 Procédure d'insertion des incertitudes systématiques

Si nous sommes maintenant en mesure d'extraire une estimation $\tilde{g}$ pour chaque couplage, il faut lui assigner une incertitude qui tienne compte du nombre fini d'événements, mais aussi des éventuelles sources d'erreurs systématiques. Pour chaque erreur systématique hypothétique, nous évaluons donc ce que nous appelons une incertitude systématique. Puis, nous insérons l'incertitude dans une fonction de vraisemblance modifiée, en prenant soin d'inclure les corrélations entre observables, canaux et énergies. D'autre part, même si la définition de l'incertitude systématique est parfois très subjective,

nous insérons rigoureusement cette incertitude dans le résultat final.

Méthode

Dans ce paragraphe, nous commençons par une description sommaire du traitement des incertitudes systématiques en statistique. Ensuite, nous décrivons la méthode employée par l'expérience ALEPH.

Pour introduire le problème, prenons un exemple. Supposons que l'on mesure un couplage anormal g en présence d'une seule incertitude systématique: l'énergie dans le centre de masse, $\sqrt{s}$. Les sections efficaces différentielle et totale dépendent à la fois de g et $\sqrt{s}$. La fonction de vraisemblance s'écrit donc $-2 \ln \mathcal{L}(g, \sqrt{s})$, et pour estimer g nous devons minimiser $-2 \ln \mathcal{L}$ à la fois par rapport à g et à $\sqrt{s}$. L'effet net est que l'incertitude totale sur $\tilde{g}$ est supérieure par rapport au cas où $-2 \ln \mathcal{L}$ ne dépend pas de $\sqrt{s}$. En statistique, $\sqrt{s}$ s'appelle un paramètre de nuisance [97]. Si nous généralisons, nous voyons que toute fonction de vraisemblance, $-2 \ln \mathcal{L}(g, h)$, dépend de paramètres que l'on souhaite mesurer(g), et de toute une série de paramètres(h) qui ne nous intéressent pas directement, mais qui peuvent influencer le résultat de notre mesure. Ces paramètres représentent nos différentes sources d'incertitudes systématiques.

Maintenant, si nous revenons à notre exemple, nous voyons qu'il est possible de diminuer l'influence de $\sqrt{s}$, si on considère d'autres mesures. Pour $\sqrt{s}$, il s'agit évidemment de la mesure de l'énergie des faisceaux(par LEP). La fonction de vraisemblance est alors modifiée pour tenir compte de cette nouvelle information

$$-2 \ln \mathcal{L}'(g, \sqrt{s}) = -2 \ln \mathcal{L}(g, \sqrt{s}) + \frac{(\sqrt{\tilde{s}} - \sqrt{s})^2}{\sigma_{\sqrt{s}}^2}, \quad (6.31)$$

avec $\sqrt{\tilde{s}}$ et $\sigma_{\sqrt{s}}$ la valeur centrale et l'incertitude estimées lors de la mesure de l'énergie du faisceau. Si on veut obtenir une fonction de vraisemblance qui ne dépend que de g , deux choix équivalents sont possibles:

- soit on minimise $-2 \ln \mathcal{L}'(g, \sqrt{s})$ par rapport à $\sqrt{s}$ en tout point g pour obtenir la nouvelle courbe $-2 \ln \mathcal{L}''(g)$. Cette approche est celle utilisée pour la combinaison des quatre expériences au LEP,
- soit on intègre $-2 \ln \mathcal{L}'(g, \sqrt{s})$ par rapport à $\sqrt{s}$ et on obtient à nouveau $-2 \ln \mathcal{L}''(g)$. ALEPH et OPAL emploient ce second choix.

Notons que quelque soit la méthode utilisée pour supprimer la dépendance en $\sqrt{s}$, nous arrivons au même résultat.

Le choix de la méthode même dépend du cas considéré:

- si nous avons des observables gaussiennes (voir ci-dessous), nous préférons utiliser l'intégration car elle est simple à calculer et se répercute par une modification de la matrice de covariance.
- si les observables sont distribuées de manière non gaussienne, l'intégration devient complexe. Il est donc préférable dans ce cas d'utiliser la minimisation.

Pour incorporer les incertitudes systématiques dans la méthode d'extraction des couplages d'ALEPH, nous commençons par généraliser l'équation 6.22

$$-2\ln\mathcal{L}'(\vec{g},\vec{h}) \propto \begin{pmatrix} \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_1 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_1](\vec{g},\vec{h}) \\ \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_2 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_2](\vec{g},\vec{h}) \\ N - E[N](\vec{g},\vec{h}) \\ \vdots \end{pmatrix}^T \mathbf{V}_{stat.}^{-1} \begin{pmatrix} \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_1 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_1](\vec{g},\vec{h}) \\ \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_2 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_2](\vec{g},\vec{h}) \\ N - E[N](\vec{g},\vec{h}) \\ \vdots \end{pmatrix} + f(\vec{h}), \quad (6.32)$$

où $\vec{h}$ représente l'ensemble des paramètres de nuisance, et $f(\vec{h})$ les mesures sur ces paramètres. Pour simplifier cette relation, trois approximations sont faites

- La dépendance de chaque fonction $E[\mathcal{O}\mathcal{O}_k](\vec{g},\vec{h})$ peut être séparée en deux contributions, $f_1(\vec{g}) + f_2(\vec{h})$. Par conséquent, les incertitudes systématiques sont étudiées seulement dans le cadre du Modèle Standard ($g = 0$).
- les paramètres $\vec{h}$ sont distribués selon des gaussiennes. Cette approximation est généralement vérifiée et permet une intégration simple sur $\vec{h}$.
- la fonction $f_2(h)$ dépend linéairement de h

$$f_2(h) = \frac{\Delta\mathcal{O}\mathcal{O}}{\sigma_h} \cdot (h - h_0). \quad (6.33)$$

Cette approximation doit être considérée comme un développement limité au premier ordre valable pour de faibles variations de h .

Si on intègre l'équation 6.32 sur $\vec{h}$, on arrive à la relation finale

$$-2\ln\mathcal{L}''(\vec{g}) \propto \begin{pmatrix} \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_1 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_1](\vec{g},\vec{h}_0) \\ \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_2 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_2](\vec{g},\vec{h}_0) \\ N - E[N](\vec{g},\vec{h}_0) \\ \vdots \end{pmatrix}^T \mathbf{V}_{tot.}^{-1} \begin{pmatrix} \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_1 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_1](\vec{g},\vec{h}_0) \\ \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}}_2 - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_2](\vec{g},\vec{h}_0) \\ N - E[N](\vec{g},\vec{h}_0) \\ \vdots \end{pmatrix}.$$

$\mathbf{V}_{tot.}$ est la matrice de covariance totale qui inclut à la fois les incertitudes statistiques et systématiques. Elle s'écrit

$$\mathbf{V}_{tot.} = \mathbf{V}_{stat.} + \mathbf{V}_{UC} + \mathbf{V}_C, \quad (6.34)$$

avec

- $V_{i,j}(stat.) = Cov(\overline{\mathcal{O}\mathcal{O}_i}, \overline{\mathcal{O}\mathcal{O}_j})$, la matrice de covariance statistique,
- $\mathbf{V}_{UC}$ la matrice de covariance des incertitudes systématiques non corrélées entre énergies,
- $\mathbf{V}_C$ la matrice de covariance des incertitudes systématiques corrélées entre énergies.

Les matrices $\mathbf{V}_{UC}$ et $\mathbf{V}_C$ sont calculées à partir de la formule de propagation des erreurs [22] et l'hypothèse 6.33³

$$V_{i,j}((U)C) \simeq \sum_k \left(\frac{\partial E[\mathcal{O}\mathcal{O}_i]}{\partial h_k} \right) \left(\frac{\partial E[\mathcal{O}\mathcal{O}_j]}{\partial h_k} \right) \sigma_{h_k}^2 \simeq \sum_k \Delta\mathcal{O}\mathcal{O}_{i,k} \cdot \Delta\mathcal{O}\mathcal{O}_{j,k}. \quad (6.35)$$

Estimation de l'incertitude systématique

Afin de déterminer les matrices $\mathbf{V}_{UC}$ et $\mathbf{V}_C$, nous devons calculer $\Delta\mathcal{O}\mathcal{O}_{i,k}$ pour chaque source d'erreur systématique k . La différence $\Delta\mathcal{O}\mathcal{O}_{i,k}$ peut être reformulée sous la forme

$$\Delta\mathcal{O}\mathcal{O}_{i,k} = E[\mathcal{O}\mathcal{O}_i](h_{k,0} + \sigma_{h_k}) - E[\mathcal{O}\mathcal{O}_i](h_{k,0}). \quad (6.36)$$

Pour chaque incertitude systématique, nous devons donc calculer $E[\mathcal{O}\mathcal{O}_i](h_{k,0})$ avec les données simulées standard, et $E[\mathcal{O}\mathcal{O}_i](h_{k,0} + \sigma_{h_k})$ avec des échantillons de données simulées pour lesquelles on a modifié $h_{k,0}$ en $h_{k,0} + \sigma_{h_k}$. Lorsque c'est possible, on calcule aussi $E[\mathcal{O}\mathcal{O}_i](h_{k,0} - \sigma_{h_k})$, afin de vérifier l'hypothèse 6.33.

Pour connaître l'incertitude statistique Monte-Carlo sur $\Delta\mathcal{O}\mathcal{O}_{i,k}$, nous utilisons la méthode des pseudo-expériences, dont voici une courte description. Nous commençons par scinder l'ensemble des données simulées pour une configuration $\vec{h}$ donnée, en plusieurs sous-échantillons de tailles équivalentes. Puis, pour chaque pseudo-expérience, nous calculons la différence de $E[\mathcal{O}\mathcal{O}_i]$ entre les deux valeurs $h_{k,0}$ et $h_{k,0} + \sigma_{h_k}$. Enfin, à partir de la distribution des différences, à priori fortement corrélées entre elles, nous calculons la valeur moyenne $\Delta\mathcal{O}\mathcal{O}_{i,k}$ ainsi que l'incertitude sur la valeur moyenne. Par exemple, la figure 6.5 représente la distribution des différences pour l'incertitude sur

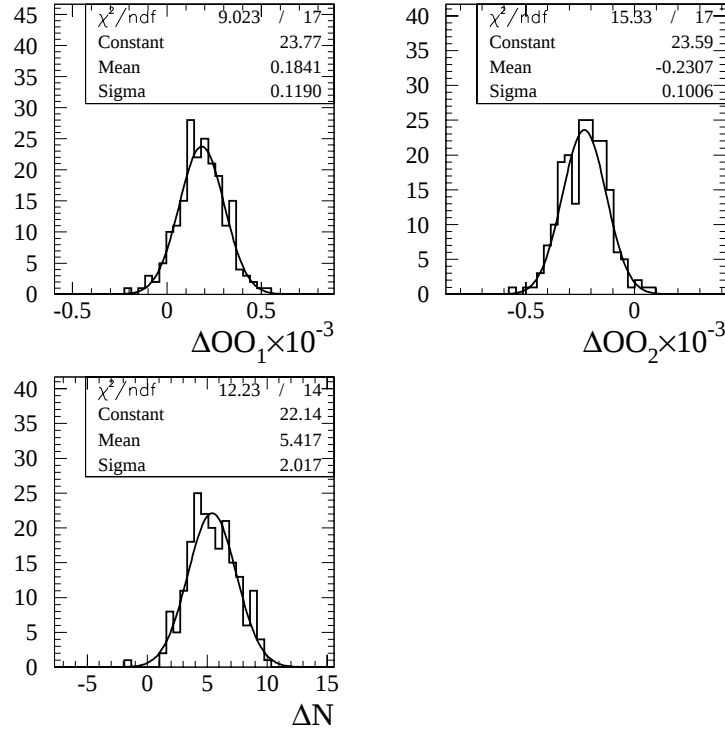


FIG. 6.5 – Distribution des différences de $E[OO_1]$, $E[OO_2]$ et $E[N]$ entre des lots avec un biais sur la masse du boson W de +50 MeV et des lots standards. Les distributions sont réalisées à partir de 200 pseudo-expériences dans le canal $qqqq$ à 189 GeV.

la masse du boson W dans le canal $qqqq$ à 189 GeV.

Pour conclure cette section, nous finissons par quelques remarques conceptuelles sur la nature des erreurs systématiques. Nous pouvons répartir les incertitudes systématiques décrites dans la prochaine section en deux grandes classes.

- D'une part, les incertitudes systématiques provenant de paramètres simples comme l'énergie du LEP, la luminosité, la masse du boson W , les sections efficaces des différents bruits de fond,... Pour toutes ces incertitudes, les différentes hypothèses comme la linéarité peuvent être vérifiées, et h doit être considéré comme un paramètre supplémentaire.

3. Par hypothèse, aucune corrélation entre les différentes sources d'incertitude systématique n'est considéré.

- D'autre part, les incertitudes systématiques, pour la plupart théoriques, qui s'appuient sur la comparaison de deux modèles. Dans ce cas, le sens de h devient ambigu. h est en fait une variable que l'on définit arbitrairement et qui relie linéairement les deux modèles. De même la fonction $f(h)$ n'est plus vraiment une mesure spécifique de h , mais plutôt une distribution subjective de ce que l'on pense être la plage d'incertitude sur h . Nous voyons donc que h n'est plus un paramètre, mais une variable aléatoire. Ce second type d'incertitude systématique fait appel au concept de probabilité subjective et est décrit dans le cadre de la théorie de Bayes [98].

Lorsque cela est possible, nous privilégierons la première approche, plus robuste et validée par une mesure. Néanmoins, comme nous allons le voir, les principales incertitudes systématiques affectant les couplages sont issues de la comparaison de différents modèles théoriques⁴.

6.2 Les incertitudes systématiques

Nous présentons dans cette section les différentes incertitudes systématiques calculées pour la mesure des couplages anormaux⁵. Dans une première partie, nous décrivons les incertitudes les plus importantes pour les couplages, liées à la théorie. Puis, nous évaluons les possibles effets d'un désaccord entre simulation et réalité du détecteur sur la mesure. Pour les couplages, nous nous intéressons surtout aux biais relatifs aux angles. Enfin, les autres incertitudes, telles que celles sur la luminosité ou la statistique Monte Carlo, sont estimées.

6.2.1 Calcul des incertitudes en unité de couplage

Dans toute cette section, les incertitudes systématiques sont exprimées en unité de couplage. Ce choix permet d'avoir une idée sur l'importance de chaque effet sur le résultat final. Il autorise aussi à donner l'effet d'une systématique pour tous les canaux et les différentes énergies combinées. Néanmoins, étant donné la nature fortement non gaussienne des courbes de vraisemblance dans certains canaux, ces nombres peuvent être sujets à d'importantes fluctuations. Chaque incertitude est calculée en unités de couplage en

4. Ces considérations sont aussi valables pour la mesure de la masse du boson W . Couplages anormaux et masse du W s'accordent en fait sur un choix commun des principales incertitudes systématiques.

5. Les incertitudes systématiques sont calculées aux deux énergies, 189 et 207 GeV, puis propagées aux autres énergies.

comparant la largeur de la courbe de vraisemblance avant et après insertion de la systématique dans les matrices $\mathbf{V}_{UC}$ ou $\mathbf{V}_C$. Par contre, il est important d'insister sur le fait que ces nombres ne sont pas utilisés pour calculer l'incertitude totale sur un couplage. Il serait plus rigoureux de donner les différentes incertitudes en unités d'observable optimale ou de nombre d'évènements. Cependant, pour éviter la multiplication des chiffres (trois nombres par couplage, canal et énergie) et par simplicité, les incertitudes sont données en unités de couplage.

6.2.2 Incertitudes systématiques théoriques sur la production de paires de W

Section efficace de production de paires de W

L'incertitude sur la section efficace de production de paires de W a été estimée par les théoriciens et elle est d'environ 0.5% [26] après correction à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Elle provient de la comparaison des deux générateurs KORALW/YFSWW [40, 41] et RacoonWW [43].

Corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$

Pour la mesure des couplages, nous sommes aussi intéressés par les changements apportés sur les distributions angulaires par les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Sur la figure 6.6, l'effet moyen de la correction à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ en fonction de $\cos(\theta_W)$, le cosinus de l'angle d'émission du W^- , est représenté. On voit que les corrections diminuent la section efficace totale d'environ 2.5%, et modifient la distribution angulaire des événements. D'autre part, l'effet croît avec l'énergie. Si on utilise l'effet comme incertitude sur la section efficace différentielle, l'incertitude théorique associée en unité de couplage est importante (tableau 6.1).

Cependant, utiliser l'effet même des corrections comme incertitude semble excessif. Grâce au travail des théoriciens des groupes YFSWW et RacoonWW, il a été montré dans [44], que la comparaison des deux générateurs pour le couplage λ_γ est consistante avec la valeur nulle à 10^{-3} près au niveau généré comme au niveau reconstruit: $\lambda_\gamma(\text{RacoonWW} - \text{YFSWW}) = 0.0008 \pm 0.0010$. L'ajustement est réalisé uniquement à partir de la distribution de $\cos(\theta_W)$. Au niveau reconstruit, les distributions angulaires sont calculées en utilisant une matrice de transfert obtenue à partir de la simulation du détecteur ALEPH. D'autre part, il est montré qu'au niveau généré l'effet le plus important vient de la comparaison entre les schémas LPA_a et LPA_b introduits au paragraphe 1.3.3. Néanmoins, comme le montre la figure 6.6,

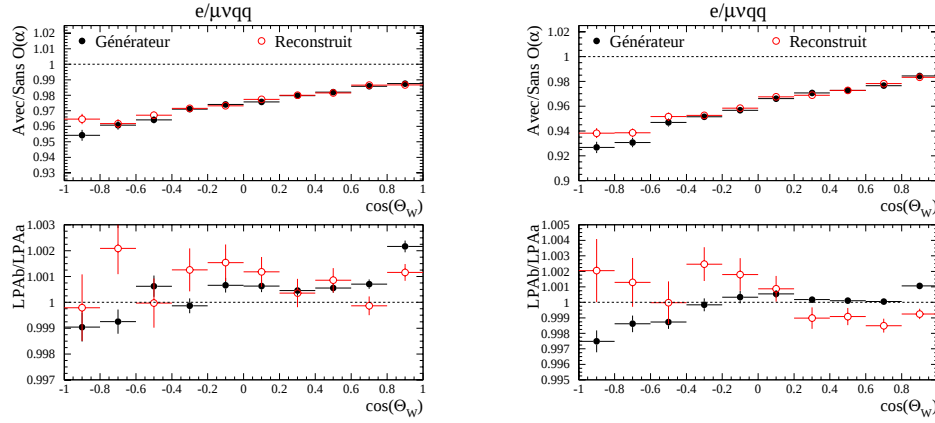


FIG. 6.6 – *En haut: poids moyen de la correction à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ en fonction de $\cos(\theta_W)$ à 189 (à gauche) et 207 GeV (à droite). En bas: rapport des corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ calculées dans les deux schémas LPA_a et LPA_b (cf paragraphe 1.3.3). Les cercles pleins correspondent à tous les événements $e/\mu\nu qq$ générés sur des échantillons CC03. $\cos(\theta_W)$ est calculé à partir des impulsions générées. Les événements $e/\mu\nu qq$ après sélection sont représentés par des cercles vides. Dans ce cas, $\cos(\theta_W)$ est calculé à partir des quadrivecteurs reconstruits.*

l'effet est inférieure à deux pour mille quelque soit l'énergie, et devient difficile à distinguer au niveau reconstruit. Par la suite, nous utilisons la différence entre LPA_a et LPA_b comme incertitude sur la section efficace différentielle.

Méthode d'insertion des corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$

Nous avons choisi la méthode additive (équations 1.56 et 6.30) pour appliquer les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Cette méthode ne tient pas compte des interférences entre la partie bruit de fond quatre fermions et les corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Néanmoins, comme nous le mentionnions au paragraphe 1.3.6, il est possible d'appliquer les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ de manière multiplicative (équation 1.60). La différence entre les deux approches, égale à $\delta_{4f}^R \delta_{NL}^R$, nous renseigne sur l'importance des corrections manquantes.

Radiations dans l'état initial

Pour connaître l'influence des radiations dans l'état initial sur la mesure des couplages, nous dégradons le générateur KORALW d'un ordre en α . Les radiations initiales sont simulées dans KORALW jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^3)$ dans

le cadre de l'approximation des logarithmes dominants (voir sections 1.3.3 et 1.3.6). Nous dégradons donc, par pondération, la simulation des radiations à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$.

Tableau récapitulatif

Le tableau 6.1 résume les valeurs des différentes incertitudes systématiques sur la production de paires de bosons W. On voit que si on ne considère plus la correction à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ comme une incertitude, la principale source d'erreur devient l'incertitude sur la section efficace totale. Les autres effets sont petits et n'influencent pas le résultat final.

Source	Δg_1^Z	$\Delta \kappa_\gamma$	λ_γ
Section efficace(0.5%)	0.002	0.015	0.002
Correction $\mathcal{O}(\alpha)$	0.008	0.016	0.008
$LPA_b - LPA_a$	-	-	-
Multiplicatif - Additif	0.001	0.002	-
ISR $\mathcal{O}(\alpha^2)$ - $\mathcal{O}(\alpha^3)$	-	-	-

TAB. 6.1 – Principales sources d'incertitudes théoriques sur la production de paires de W. Un tiret(-) signifie que l'incertitude systématique est inférieure à 0.001 en unité de couplage.

6.2.3 Incertitudes systématiques théoriques liées à la fragmentation

Les trois types d'incertitude théorique présentés ci-dessous sont surtout importants dans le canal hadronique.

Fragmentation

L'incertitude due à la fragmentation des quarks est estimée à partir de la comparaison des trois principaux modèles de fragmentation et d'hadronisation dans ALEPH: JETSET, HERWIG et ARIADNE. L'incertitude est prise comme la différence maximale sur chaque observable entre HERWIG et JETSET, ou ARIADNE et JETSET. D'après les résultats du tableau 6.2 et de la figure 6.7, la différence entre ARIADNE et JETSET semble être supérieure à la différence entre HERWIG et JETSET. Nous prenons donc ARIADNE comme modèle pour évaluer l'incertitude sur la fragmentation pour la production de paires de W.

De la même manière, principalement pour le canal $qqqq$, la différence entre HERWIG et JETSET est calculée pour le bruit de fond $q\bar{q}$. Cette incertitude est particulièrement importante (surtout pour le couplage $\Delta\kappa_\gamma$ très sensible à la section efficace totale, cf figure 6.7), car les événements sélectionnés ont quatre jets et couvrent donc une petite région de l'espace de phase pas toujours très bien reproduite par les modèles. Des études récentes au pic du Z ont montré que cette incertitude était peut être surestimée, car le générateur HERWIG ne reproduit pas correctement les données réelles. Néanmoins, comme le lien entre $q\bar{q}$ au pic du Z et à haute énergie n'est pas encore complètement compris, nous conservons la différence entre HERWIG et JETSET comme incertitude systématique.

Reconnection de couleur(qqqq)

La reconnection de couleur est simulée par plusieurs modèles présentés au paragraphe 1.3.5. Pour chaque modèle de fragmentation (JETSET, HERWIG, ARIADNE), des échantillons spéciaux sont créés avec de la reconnection de couleur entre les produits de désintégration des deux W. Pour la fragmentation à la JETSET, nous utilisons entre autre le modèle SK1 pour lequel il est possible de faire varier la proportion d'événements avec reconnection de couleur. Contrairement à la mesure de la masse du boson W, l'effet de la reconnection de couleur sur les couplages reste faible. Nous choisissons le générateur SK1 avec 60% de reconnection de couleur comme estimateur de l'incertitude due à cet effet (100% de reconnection de couleur entre les deux W semble excessif, mais l'incertitude due à la reconnection de couleur est faible pour la mesure des couplages).

Corrélations de Bose-Einstein

Les corrélations de Bose-Einstein sont étudiées à partir de la comparaison du modèle PYBOEI (version améliorée de LUBOEI) avec le modèle PYTHIA standard [99]. Dans PYBOEI, les corrélations entre bosons de même nature peuvent être introduites soit seulement entre bosons d'un même W (noté BEI par la suite), soit aussi entre bosons des deux W (BEB). Pour l'instant, les corrélations de Bose-Einstein entre différents W ne sont pas exclues par les mesures. Nous considérons donc le modèle BEB pour calculer l'incertitude systématique.

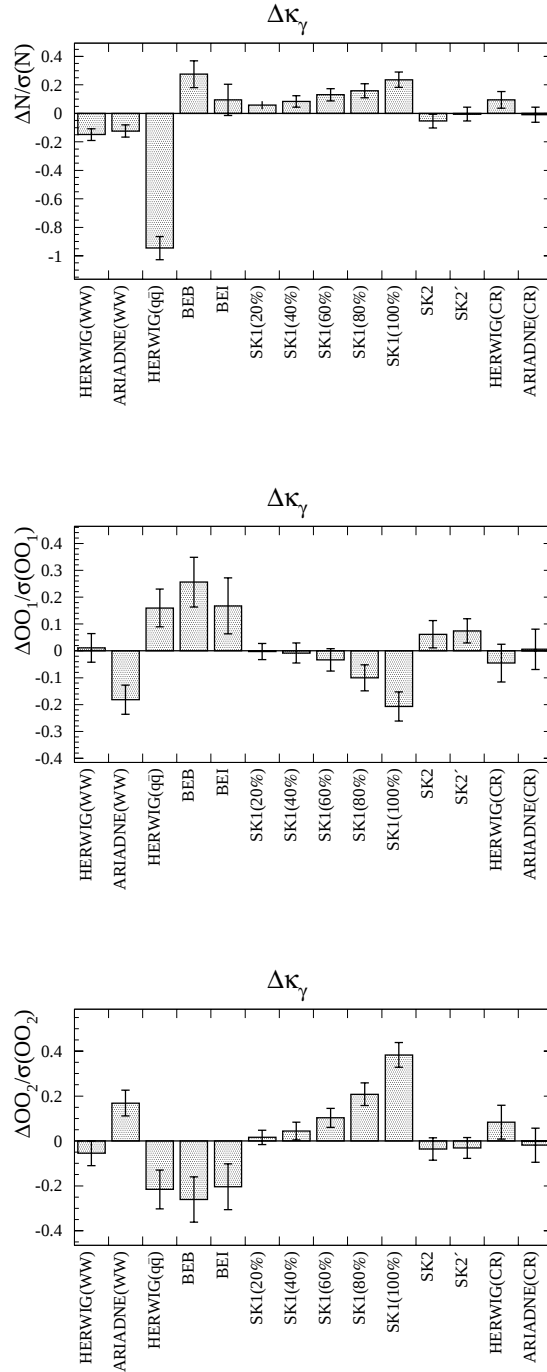


FIG. 6.7 – Rapport de l'effet introduit par différentes incertitudes systématiques sur l'incertitude statistique pour les trois observables N , $\overline{OO}_1(\Delta\kappa_\gamma)$ et $\overline{OO}_2(\Delta\kappa_\gamma)$. Les données correspondent au canal $qqqq$ à 189 GeV. Le signe du biais est conservé afin de connaître exactement l'influence de chaque source (plus ou moins d'événements par exemple), sachant que pour chaque observable on calcule la différence moyenne entre après et avant application de l'effet (cf équation 6.36).

Source	Δg_1^Z	$\Delta \kappa_\gamma$	λ_γ
HERWIG(WW) - JETSET	0.001	0.006	0.001
ARIADNE(WW) - JETSET	0.005	0.010	0.002
HERWIG($q\bar{q}$) - JETSET	0.003	0.029	0.003
SK1(20%) - JETSET	0.001	0.002	0.001
SK1(40%) - JETSET	0.002	0.003	0.001
SK1(60%) - JETSET	0.002	0.003	0.001
SK1(80%) - JETSET	0.002	0.003	0.001
SK1(100%) - JETSET	0.003	0.005	0.002
SK2 - JETSET	0.001	0.002	0.001
SK2' - JETSET	0.002	0.002	0.001
HERWIG CR - HERWIG	0.001	0.003	0.001
ARIADNE CR - ARIADNE	-	-	0.001
BEI - JETSET	0.001	0.002	0.003
BEB - JETSET	0.003	0.003	0.003

TAB. 6.2 – *Incertitudes théoriques sur la fragmentation et les interactions dans l'état final dans le canal hadronique. CR est utilisé pour désigner les modèles avec reconnection de couleur. BEB signifie des corrélations de Bose-Einstein entre bosons W , et BEI à l'intérieur de la cascade hadronique de chaque W seulement.*

6.2.4 Incertitudes systématiques liées au détecteur

Dans cette sous-section, nous calculons les incertitudes systématiques expérimentales dues à la simulation des sous-détecteurs(calorimètres, détecteurs de traces), ou aux différences observées au pic du Z sur les directions des jets et leptons. Nous introduisons aussi une incertitude systématique sur la charge des jets, importante dans le canal $qqqq$.

Simulation des calorimètres

Les deux principaux effets traités dans ce paragraphe sont l'incertitude due au “nettoyage” du calorimètre électromagnétique, et l'incertitude, plus générale, sur l'accord entre les données réelles et simulées sur les calorimètres électromagnétique et hadronique.

Pour estimer l'importance du “nettoyage” du calorimètre électromagnétique sur les couplages, plusieurs outils sont disponibles.

- Nous avons vu au chapitre 3 que la simulation EGS décrit mieux les résidus électromagnétiques. Nous pouvons donc comparer la simulation

EGS et la paramétrisation.

- Après “nettoyage” des calorimètres, l’énergie totale des jets s’accorde moins bien entre données réelles et simulées sur les événements $q\bar{q}$ au pic du Z. Le désaccord est principalement dû aux photons trop énergétiques dans la simulation (cf tableau 3.6). Pour remédier à ce problème, la calibration en énergie des photons est légèrement modifiée grâce au processus $\mu^+\mu^-\gamma$ [72]. Nous comparons donc les résultats avec et sans correction de l’énergie reconstruite des photons.
- Enfin, nous avons le problème du bruit excessif du calorimètre électromagnétique dans le Monte Carlo. L’ampleur de l’effet sur les couplages est calculé en produisant des événements WW avec des valeurs correctes du bruit.

L’effet de chaque problème sur les observables utiles pour les couplages peut être observé sur la figure 6.8.

Afin de connaître l’influence exacte du “nettoyage” du calorimètre électromagnétique sur la mesure, les valeurs des couplages avec l’incertitude statistique seulement sont calculées avant et après “nettoyage”. Les résultats sont donnés sur le tableau 6.3. Nous en déduisons que contrairement à la mesure de la masse du boson W, les couplages anormaux ne sont pas trop affectés par les problèmes de simulation des résidus électromagnétiques. Nous pouvons nous attendre à un faible effet, car la mesure des couplages utilise très peu l’énergie et la masse des jets qui interviennent seulement à travers l’ajustement contraint.

Nettoyage du calorimètre électromagnétique	Avant	Après
Δg_1^Z		
σ	$0.034^{+0.090}_{-0.089}$	$0.029^{+0.085}_{-0.082}$
$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$0.008^{+0.028}_{-0.027}$	$0.011^{+0.028}_{-0.028}$
$\sigma + \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$0.010^{+0.027}_{-0.027}$	$0.012^{+0.027}_{-0.027}$
$\Delta \kappa_\gamma$		
σ	$0.689^{+0.120}_{-0.255}$	$0.652^{+0.109}_{-0.228}$
$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$-0.009^{+0.083}_{-0.074}$	$0.015^{+0.087}_{-0.077}$
$\sigma + \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$0.020^{+0.074}_{-0.065}$	$0.047^{+0.079}_{-0.069}$
λ_γ		
σ	$0.047^{+0.094}_{-0.095}$	$0.045^{+0.089}_{-0.089}$
$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$-0.001^{+0.029}_{-0.028}$	$0.000^{+0.030}_{-0.029}$
$\sigma + \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$	$0.001^{+0.028}_{-0.027}$	$0.003^{+0.028}_{-0.027}$

TAB. 6.3 – Résultats sur les couplages avant et après “nettoyage” du calorimètre électromagnétique. Les incertitudes sont statistiques uniquement. Les résultats avec seulement l’information sur la section efficace totale (σ) ou les angles ($\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega}$) sont ajoutés.

Pour connaître l'accord global entre simulation et réalité pour les calorimètres électromagnétique et hadronique, une comparaison des énergies moyennes des amas électromagnétiques et hadroniques sur des événements $q\bar{q}$ au pic du Z est réalisée en fonction de l'angle polaire. Puis la correction est appliquée sur des événements WW dans des échantillons spécifiques que l'on compare à la simulation standard.

Le tableau 6.4 résume les différentes contributions en termes d'incertitude sur les couplages. Pour les résultats finaux, nous utilisons comme incertitude systématique:

- la différence entre la simulation standard et la simulation EGS corrigée du bruit et de l'énergie des photons.
- la différence entre des échantillons où l'on a modifié l'énergie moyenne des amas dans les calorimètres et les échantillons standards.

Simulation des détecteurs de traces

Des échantillons de simulation sont modifiés pour tenir compte des distorsions et inefficacités observées entre données réelles et simulées sur des traces chargées d'événements au pic du Z. Les trois principaux effets simulés sont

- les distorsions des traces dans le plan $r\phi$ du détecteur qui affectent les impulsions transverses et les angles azimutaux des particules.
- les distorsions selon l'axe du faisceau qui modifient l'impulsion longitudinale et l'angle polaire d'une trace. Les modifications correspondent à un changement pour θ de 1° à 45° .
- le nombre de points de mesure des traces dans la chambre à projection temporelle qui est diminué pour tenir compte d'une inefficacité de détection.

Une fois combinés, ces effets surestiment les distorsions et inefficacités, mais donnent une idée de leur impact sur la mesure des couplages.

D'autre part, en comparant les impulsions mesurées et attendues (énergie du faisceau) de muons issus d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ au pic du Z, on calcule une correction appliquée à l'ensemble des traces chargées dans les données réelles (correction PCOR inférieure au pour cent pour $|\cos\theta| < 0.9$). L'incertitude sur ce second effet est estimée en appliquant les corrections sur des échantillons Monte Carlo.

Trois types d'échantillons sont comparés dans le tableau 6.4 et sur la figure 6.8:

- des échantillons avec distorsion des traces selon $r\phi$ et z (Traces1 sur la figure 6.8).

- des échantillons avec distorsion des traces plus correction des impulsions comme dans les données(Traces2).
- des échantillons avec distorsion des traces, correction des impulsions, et diminution du nombre d'impacts dans la chambre proportionnelle (Traces3).

Le type “Traces3”, incluant l'ensemble des effets possibles, est celui utilisé pour évaluer une incertitude systématique.

Source	Δg_1^Z	$\Delta \kappa_\gamma$	λ_γ
Simulation EGS	0.002	0.002	0.002
Simulation du bruit	0.002	0.011	0.002
Calibration des photons(MC Std.)	0.002	0.008	0.001
Calibration des photons(EGS)	0.002	0.006	0.001
(EGS+Bruit+Calibration des photons) - (MC Std.)	0.003	0.009	0.002
Calorimètres	0.002	0.009	0.001
Distorsions des traces sans PCOR	0.001	0.001	0.001
Distorsions des traces avec PCOR	0.000	0.001	0.001
Distorsions des traces + inefficacité + PCOR	0.001	0.002	0.001

TAB. 6.4 – *Incertitudes expérimentales sur les calorimètres, détecteurs de traces, et détecteurs à bas angle. “EGS+Bruit+Calibration des photons” correspond à une simulation EGS avec une simulation correcte du bruit et des corrections en énergie sur les photons. PCOR représente la correction en impulsion sur les traces appliquée habituellement sur les données réelles.*

Direction des jets

L'incertitude due à un éventuel biais sur la direction des jets est déterminée à partir des événements hadroniques au pic du Z. En effet, grâce à la statistique importante accumulée au pic du Z, on peut étudier précisément la direction des différentes composantes des jets. Pour calculer l'incertitude, on choisit de regarder la différence d'angle entre les traces chargées et les photons en fonction de l'angle polaire du jet. Comme représenté sur la figure 6.9, la différence est inférieure à 2 mrad pour les données au pic du Z en 1998. D'autre part, si on utilise les données enregistrées en 1994 pendant la période LEP1, on peut réaliser un ajustement de la différence données réelles-données simulées qui est ensuite appliqué aux jets produits par des W. En particulier, on observe sur l'ajustement un accord meilleur à 1 mrad

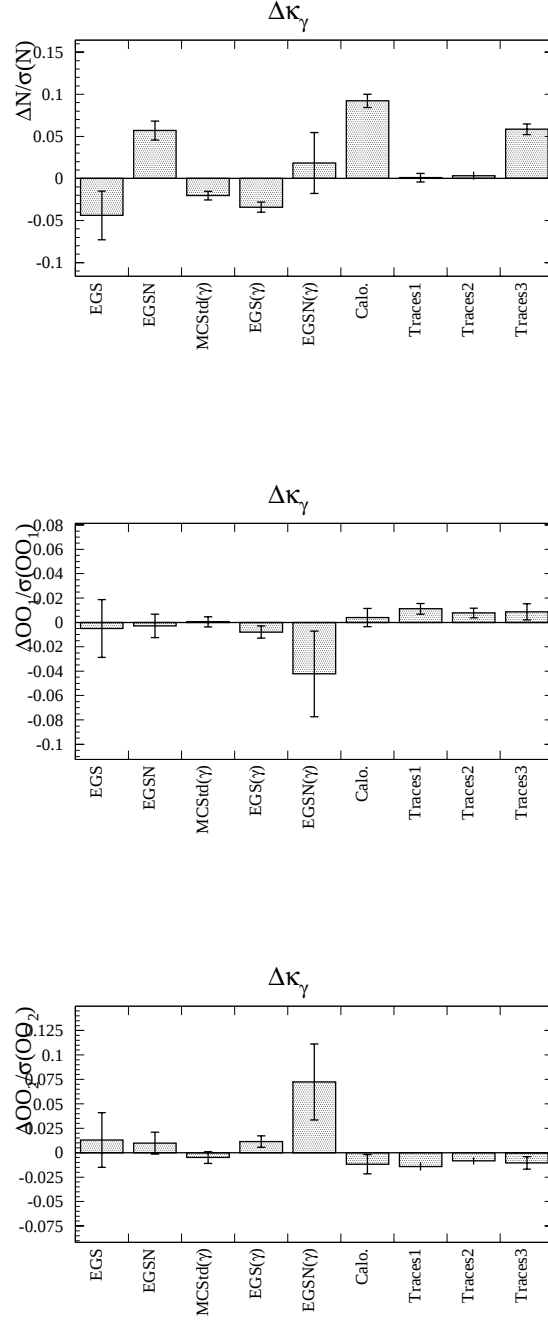


FIG. 6.8 – Rapport de l'effet introduit par différentes incertitudes systématiques liées aux sous-détecteurs sur l'incertitude statistique pour les trois observables N , $\overline{O\overline{O}}_1(\Delta\kappa_\gamma)$ et $\overline{O\overline{O}}_2(\Delta\kappa_\gamma)$. Les données correspondent au canal $\mu\nu q\bar{q}$ à 189 GeV. EGS=différence entre les simulations EGS et standard, EGSN=simulation du bruit, StdMC(γ) et EGS(γ)=correction en énergie des photons, Calo.=réechelonnement de l'énergie dans les calorimètres, Traces1,2,3=distorsions des traces et de l'impulsion.

partout excepté dans la région $\cos(\theta_{jet}) \simeq 0.8$ qui correspond à la zone de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique.

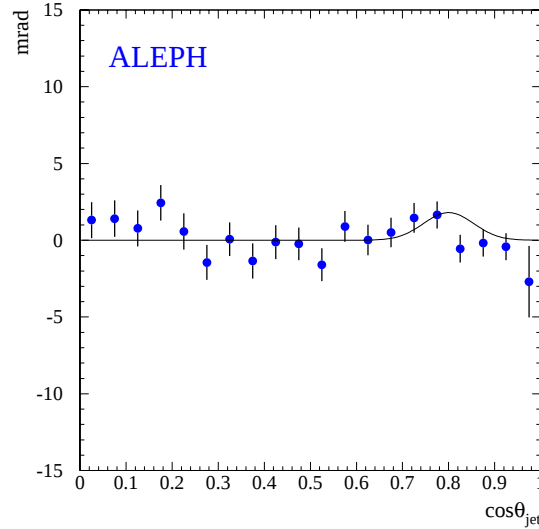


FIG. 6.9 – Différence moyenne entre les données réelles et simulées sur l'angle $\Delta\theta = \theta_{traces} - \theta_{photons}$ en fonction de $\cos(\theta_{jet})$. Les points correspondent aux données enregistrées au pic du Z en 1998. La ligne continue est le résultat d'un ajustement sur les données accumulées au pic du Z en 1994. Cette figure a été prise dans [100].

L'incertitude sur la résolution des jets est calculée en dégradant les données simulées selon une gaussienne de largeur 3.5 mrad selon θ_{jet} et $2.6/\sin(\theta_{jet})$ mrad selon ϕ_{jet} .

Correction en énergie des jets

Nous avons vu au paragraphe 5.2.3, que nous appliquons des corrections en énergie aux jets des données simulées pour réduire les différences données-Monte Carlo. Ces corrections sont surtout importantes dans la région $|\cos(\theta_{jet})| > 0.8$. Néanmoins ces corrections en énergie sont calculées à partir de jet au pic du Z et font donc appel à un certain nombre d'hypothèses (invariance avec l'énergie entre autre) lors de leur application à des jets de W. Pour déterminer le biais possible apporté par ces corrections, nous comparons des données simulées avec et sans les corrections en énergie.

Charge des jets(qqqq)

L'incertitude sur la charge des jets est déterminée à partir des jets dans les évènements $l\nu qq$. Puisque la probabilité de mauvaise identification de la charge pour les électrons et muons est négligeable dans notre analyse(cf figure 5.15), on peut connaître la charge du boson W associée aux deux jets. La comparaison des données réelles et simulées sur la charge des W est montrée sur la figure 6.10. On est donc capable de vérifier avec les données réelles la cohérence de notre estimateur pour la charge des W dans le canal hadronique. Pour estimer l'incertitude, nous avons choisi d'appliquer un biais de ± 0.01 sur la charge.

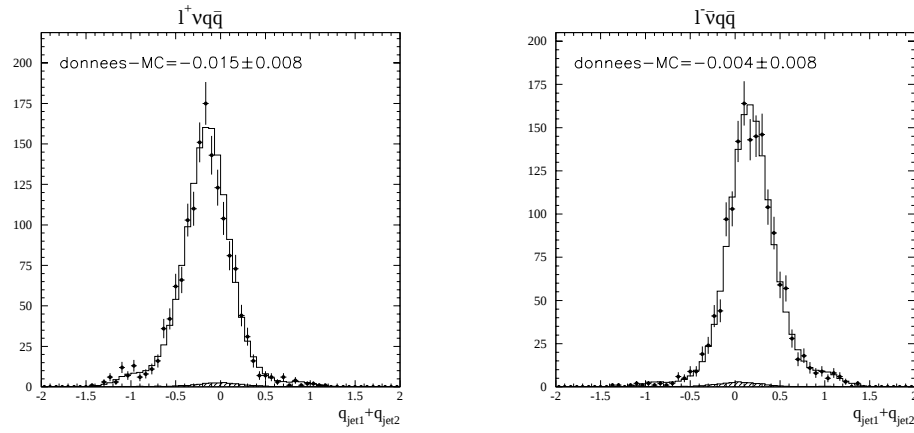


FIG. 6.10 – Charge des bosons W^- (à gauche) et W^+ (à droite) calculée à partir de la charge estimée des jets pour des évènements semileptoniques($e/\mu\nu qq$). Les données sont sommées sur toutes les énergies(183 à 207 GeV).

Direction des leptons

Une incertitude de ± 1 mrad est appliquée aux directions selon θ et ϕ des électrons et muons. Les effets dûs à un biais sont très petits et nous négligeons donc un possible effet dû à l'élargissement de la résolution en θ et ϕ .

6.2.5 Autres types d'incertitudes

Energie du LEP

L'incertitude sur l'énergie du faisceau a été évaluée comme égale à environ 25 MeV par faisceau. Néanmoins, la mesure étant préliminaire, nous

Source	Δg_1^Z	$\Delta \kappa_\gamma$	λ_γ
Biais direction des jets en θ	0.001	0.001	-
Résolution en θ des jets	-	-	-
Résolution en ϕ des jets	-	0.001	-
Energie des jets	-	-	0.001
Charge des jets(qqqq)	0.003	0.029	0.003
Biais direction du lepton en θ	-	-	-
Biais direction du lepton en ϕ	-	-	-

TAB. 6.5 – *Incertitudes expérimentales sur la direction, énergie et charge des jets et leptons.*

choisissons une incertitude de 30 MeV pour calculer l'effet sur les couplages d'une variation de l'énergie dans le centre de masse. D'autre part, l'incertitude sur l'énergie est dominée par les incertitudes systématiques. Nous la traitons donc comme une incertitude corrélée entre les différentes énergies de collision.

Luminosité

Selon le tableau 2.2, l'incertitude sur la luminosité intégrée est d'environ 0.5% chaque année. Cette incertitude est traitée comme entièrement corrélée entre les différentes années.

Masse du boson W

Nous choisissons une incertitude sur la masse du boson W de 50 MeV/c². Ce choix est conservatif en comparaison avec la moyenne mondiale actuelle dont l'incertitude est de 34 MeV/c².

Statistique du Monte Carlo

L'incertitude statistique sur chaque type d'échantillon Monte Carlo est simplement proportionnelle au nombre d'évènements générés $\Delta N/N = 1/\sqrt{N}$. Pour calculer l'influence de la statistique Monte Carlo sur la mesure des couplages, nous réalisons des pseudo-expériences avec l'ensemble des données simulées. Puis nous calculons pour chaque observable la variance de la distribution. Le rapport de cette variance sur le nombre de pseudo-expériences est égal à l'incertitude sur la statistique des données Monte Carlo. En effet

pour les données réelles nous avons

$$V_{dat}(\overline{\mathcal{OO}}) = \frac{V(\mathcal{OO})}{N_{dat}}. \quad (6.37)$$

De la même manière, pour N_{exp} pseudo-expériences de N_{evt} évènements nous avons

$$V_{MC}(\overline{\mathcal{OO}}) = \frac{V_{exp}(\overline{\mathcal{OO}})}{N_{exp}} = \frac{V(\mathcal{OO})}{N_{exp} \cdot N_{evt}} = \frac{V(\mathcal{OO})}{N_{MC}}. \quad (6.38)$$

Sections efficaces des bruits de fond

Les incertitudes sur les sections efficaces des différents bruits de fond sont posées comme:

- 3% sur les processus difermions $q\bar{q}$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$.
- 5% sur la production de paires de Z.
- 10% sur le processus Zee .
- 20% pour les fonds $\gamma\gamma$ en hadrons.
- 100% pour les fonds $\gamma\gamma$ en leptons.

Ces incertitudes sont parfois conservatives, mais leur influence reste faible sur le résultat final.

Source	Δg_1^Z	$\Delta \kappa_\gamma$	λ_γ
Energie du LEP	0.001	0.001	0.001
Luminosité	0.002	0.019	0.002
Masse du boson W	0.001	0.007	0.001
Statistique du Monte Carlo	0.003	0.011	0.003
Fond $q\bar{q}$	0.001	0.012	0.002
Fond ZZ	0.001	0.005	0.001
Fond Zee	0.001	0.003	0.001
Fonds dileptons	-	-	-
Fond $\gamma\gamma$ en hadrons	-	0.001	0.001
Fond $\gamma\gamma$ en leptons	0.001	0.006	0.001

TAB. 6.6 – *Incertainitudes sur l'énergie du faisceau, la luminosité intégrée, la masse du boson W, la statistique du Monte Carlo, et les sections efficaces des principaux bruits de fond.*

6.3 Résultats ALEPH

6.3.1 Ajustements d'un seul couplage

Les résultats sur les couplages anormaux obtenus grâce au processus de production de paires de W avec l'ensemble des données enregistrées entre 1997 et 2000 sont

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= 0.015_{-0.027-0.003-0.011}^{+0.027+0.003+0.012} & [-0.048, +0.072], \\ \Delta \kappa_\gamma &= 0.011_{-0.069-0.015-0.025}^{+0.079+0.020+0.027} & [-0.130, +0.196], \\ \lambda_\gamma &= -0.004_{-0.027-0.003-0.008}^{+0.028+0.003+0.008} & [-0.063, +0.057].\end{aligned}$$

Le premier résultat fournit le minimum de la courbe de vraisemblance, ainsi que l'incertitude obtenue à partir de l'intervalle de confiance de 68%. L'incertitude est décomposée en trois contributions venant de la statistique, des systématiques non corrélées, et des systématiques corrélées entre canaux et énergies. Le second résultat entre crochets correspond aux bornes d'un intervalle de confiance de 95%. Pour chaque couplage Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ , la valeur estimée est obtenue après un ajustement d'un seul paramètre, les deux autres couplages étant maintenus à leur valeur dans le Modèle Standard. Les courbes de vraisemblance correspondantes sont représentées par type de canal et d'information sur la figure 6.11.

On s'aperçoit que la plupart de l'information est contenue dans les canaux semileptoniques grâce à leur plus grande sensibilité aux variations des distributions angulaires. L'influence de la section efficace par rapport à la cinématique de l'événement reste faible aux énergies auxquelles on travaille. Cet effet est accentué par le fait que la section efficace est dégradée par d'importantes incertitudes systématiques, comme la fragmentation pour le processus $q\bar{q}$. De même, en plus d'être moins sensible aux variations des distributions angulaires avec les couplages, le canal hadronique est dégradé assez fortement par les incertitudes systématiques (fragmentation, reconnection de couleur, Bose-Einstein, charge des W ,...) comme le montre la figure 6.12. Par contre, l'incertitude totale sur chaque couplage est largement dominée par la statistique des données réelles (figure 6.12 en bas).

On vérifie aussi si les résultats sont compatibles avec le Modèle Standard, à la fois pour la valeur centrale et l'incertitude statistique, grâce à la méthode des pseudo-expériences. Pour cela nous générons N_{exp} pseudo-expériences avec les données simulées. Afin de reproduire les fluctuations statistiques des données réelles, pour chaque pseudo-expérience, le nombre d'événement N_{evt} est choisi selon une distribution de poisson dont la valeur moyenne est $E[N_{evt}] = \sigma_{SM}L$. Les résultats obtenus à 189 GeV par exemple, comme le

montre la figure 6.13, sont en bon accord à la fois pour la valeur centrale et ses deux incertitudes.

Pour améliorer l'incertitude sur les couplages, nous combinons les résultats obtenus grâce à la production de WW avec deux autres processus physiques analysés: la production de W unique [101, 102] et la production de γ unique [103, 102]. Ces deux autres modes de production des couplages anormaux sont surtout sensibles au vertex $WW\gamma$ et améliorent sensiblement le résultat sur $\Delta\kappa_\gamma$. Une fois combinés, les trois processus permettent d'obtenir les résultats

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= 0.015^{+0.030}_{-0.029} \quad [-0.048, +0.072], \\ \Delta\kappa_\gamma &= -0.020^{+0.066}_{-0.061} \quad [-0.136, +0.114], \\ \lambda_\gamma &= -0.004^{+0.030}_{-0.029} \quad [-0.063, +0.057].\end{aligned}$$

Les courbes de vraisemblance correspondantes sont représentées sur la figure 6.14. Les incertitudes systématiques entre les différents processus sont traitées sans corrélation. Pour la production de W unique, l'incertitude systématique principale est due à la section efficace théorique ($\pm 5\%$). Les incertitudes systématiques dominantes pour le processus $\nu\bar{\nu}\gamma$ sont liées à la calibration en énergie des photons ($\pm 1\%$) et à l'incertitude systématique théorique sur le générateur ($\pm 5\%$).

6.3.2 Ajustements de plusieurs couplages simultanément

L'ajustement simultané de plusieurs paramètres permet de connaître les corrélations entre les différents couplages. Par contre, puisqu'il y a corrélation, l'incertitude statistique globale sur un couplage augmente. Sur la figure 6.15, les intervalles de confiance de 95% sont représentés pour des ajustements de deux ou trois couplages simultanément. Les résultats d'un ajustement en trois dimensions sont donnés dans le tableau 6.7.

6.4 Combinaison des quatre expériences du LEP

Nous présentons dans cette section les derniers résultats combinés LEP présentés en conférence (été 2002) [105]. Il n'incluent pas les résultats ALEPH donnés dans la section précédente, mais des résultats préliminaires obtenus en 2001 [102]. En particulier ces résultats préliminaires considéraient l'effet sur les ordres $\mathcal{O}(\alpha)$ comme une incertitude systématique.

Ci-dessous, nous commençons par décrire la méthode de combinaison des

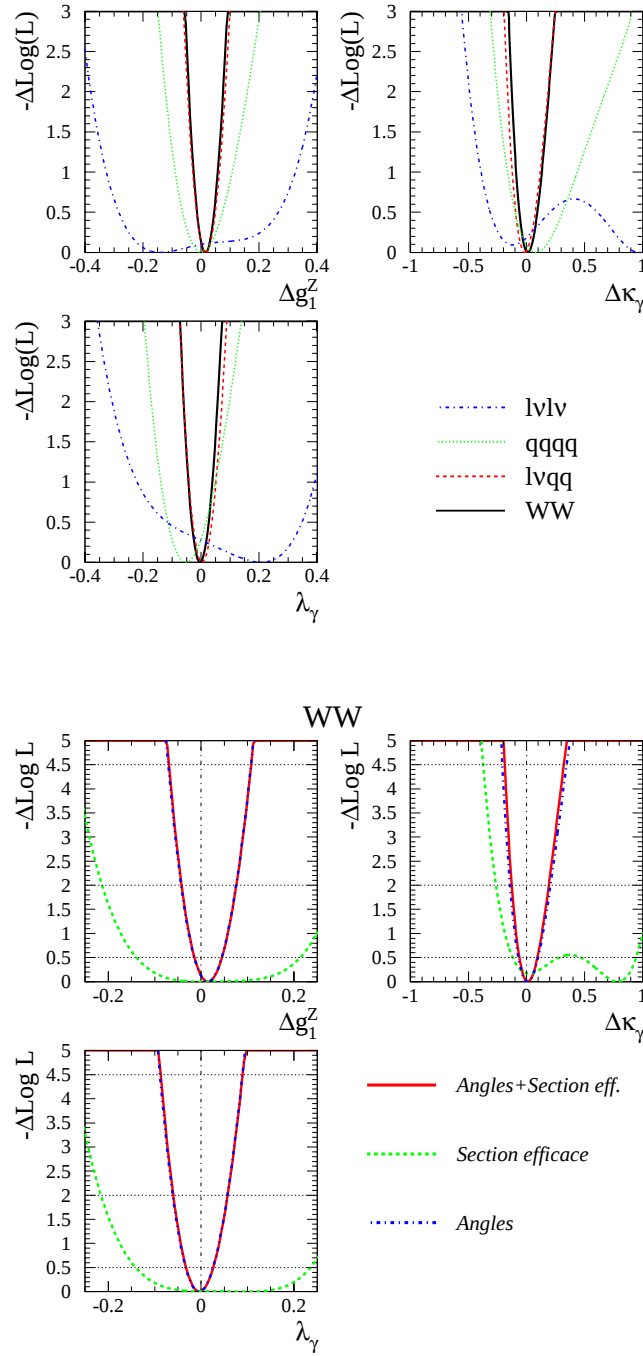


FIG. 6.11 – En haut: courbes de vraisemblance issues des informations dans les canaux semileptonique, hadronique, et purement leptonique. La combinaison des différents canaux est aussi représentée. En bas: importance des angles (observables optimales) et de la section efficace (nombre d'événements) sur la mesure finale.

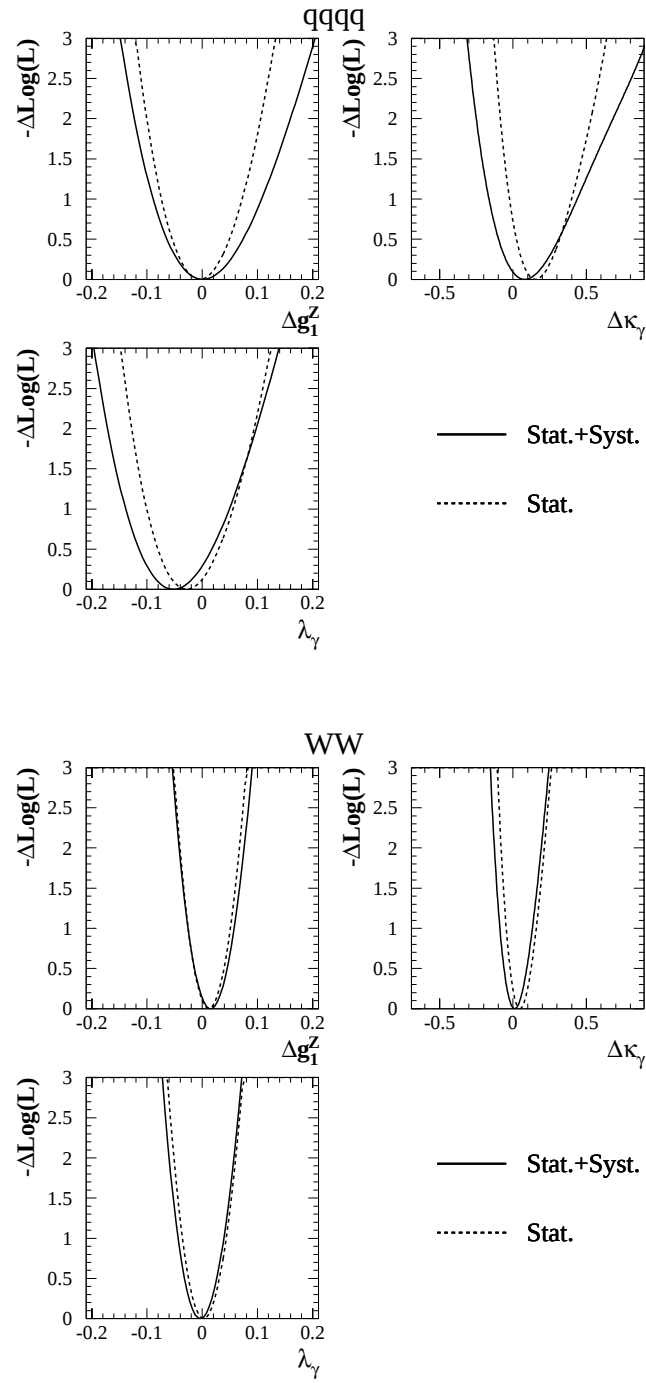


FIG. 6.12 – Courbes de vraisemblance avant et après ajout des incertitudes systématiques pour le canal $qqqq$ (en haut) et la combinaison de tous les canaux (en bas). L'ensemble des données sont considérées.

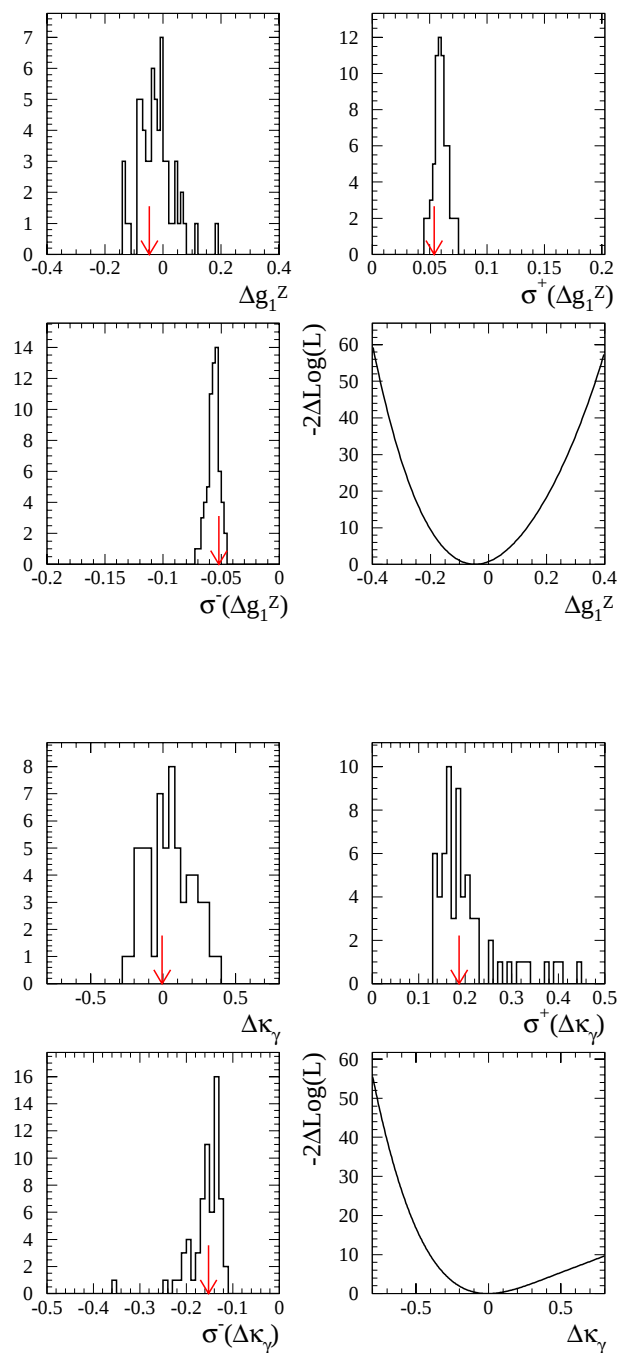


FIG. 6.13 – Comparaison des valeurs et incertitudes observées à 189 GeV avec celles obtenues pour des pseudo-expériences de tailles similaires aux données. Tous les canaux sont combinés ensemble et les résultats incluent seulement les incertitudes statistiques.

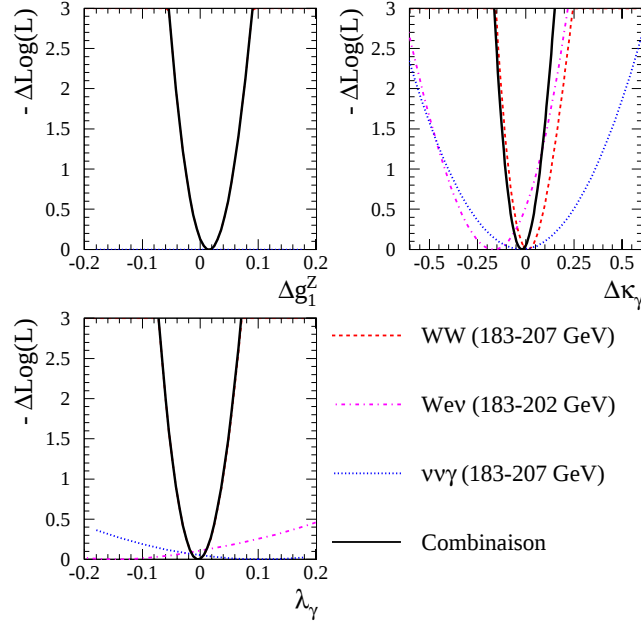


FIG. 6.14 – Courbes de vraisemblance par type de processus physique: production de W par paire, production de W unique et production de γ unique.

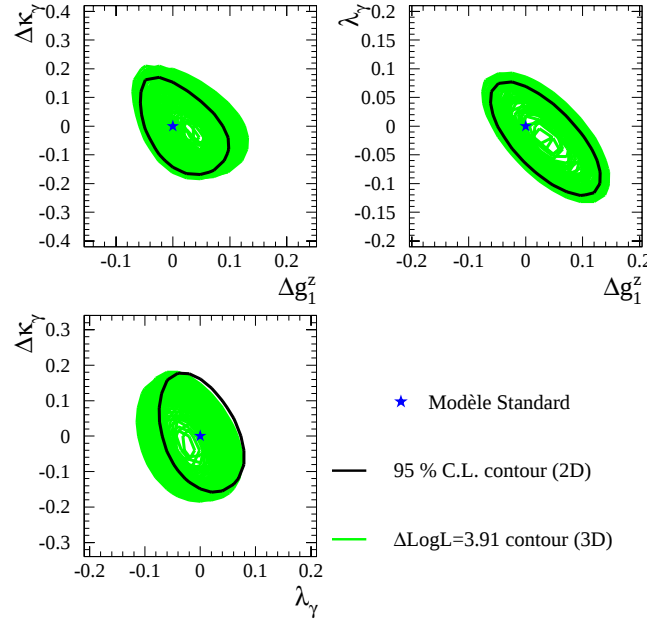


FIG. 6.15 – Ajustement de plusieurs couplages simultanément. La courbe solide représente l'intervalle de confiance de 95% pour un ajustement en deux dimensions. La zone ombrée correspond à la projection sur chacun des trois plans de l'enveloppe tridimensionnelle créée par l'intervalle de confiance de 95% lors d'un ajustement simultané des trois paramètres.

Couplage	Résultat	Corrélation		
		Δg_1^Z	$\Delta \kappa_\gamma$	λ_γ
Δg_1^Z	$0.039^{+0.072}_{-0.080}$	1.000	-0.221	-0.604
$\Delta \kappa_\gamma$	$-0.027^{+0.139}_{-0.110}$		1.000	-0.157
λ_γ	$-0.025^{+0.078}_{-0.073}$			1.000

TAB. 6.7 – Résultats sur les trois couplages Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ après un ajustement des trois paramètres simultanément. Les résultats obtenus avec les productions de W et γ unique sont combinés avec les résultats issus de la production de bosons W par paire. La matrice de corrélation est obtenue à partir du programme MINUIT [104].

expériences au LEP qui a été modifiée en 2002 pour tenir compte d'un traitement plus fin des corrélations entre les incertitudes systématiques des différentes expériences. Puis les résultats du LEP sont exposés.

6.4.1 Méthode

Dans la section 6.1.3, nous avons introduit la méthode ALEPH pour inclure les incertitudes systématiques dans le résultat final. Nous avons aussi abordé quelques notions générales que nous utilisons à nouveau dans ce paragraphe.

Le facteur d'échelle

Les courbes de vraisemblance pour les couplages ne sont pas toujours gaussiennes. Il est donc impossible d'inclure les incertitudes systématiques à travers une matrice de covariance. Pour résoudre ce problème, il a fallu développer des méthodes qui modifient la forme de la courbe de vraisemblance totale lors de l'inclusion des systématiques corrélées entre expériences. La première méthode à avoir été utilisée est celle du facteur d'échelle. Elle repose sur le fait simple que les courbes de vraisemblance sont plus larges après insertion des incertitudes systématiques qu'avant. Pour combiner les quatre expériences LEP avec cette méthode, il suffit d'ajouter les courbes de vraisemblance (ou plus exactement leur logarithme) sans incertitudes systématiques corrélées entre expériences, puis appliquer un facteur sf sur la

courbe totale pour tenir compte de l'élargissement dû aux incertitudes systématiques. Le facteur sf est calculé comme suit. Si chaque expérience i mesure un couplage avec une incertitude statistique $\sigma_{stat,i}$ ⁶ et possède une incertitude systématique commune égale à Δ_i en unité de couplage, alors on définit le facteur d'échelle grâce aux relations

$$\frac{\Delta'}{\sigma'^2_{stat}} = \sum_{i=1}^{N_{exp.}} \frac{\Delta_i}{\sigma^2_{stat,i}}, \quad (6.39)$$

$$\frac{1}{\sigma'^2_{stat}} = \sum_{i=1}^{N_{exp.}} \frac{1}{\sigma^2_{stat,i}}, \quad (6.40)$$

$$sf = \frac{\sigma'^2_{stat}}{\Delta'^2 + \sigma'^2_{stat}}. \quad (6.41)$$

L'avantage de cette méthode est sa simplicité et sa facilité d'application. Par contre deux inconvénients importants existent

- la méthode donne le même poids à chaque expérience, même si une expérience peut être moins sensible à une incertitude systématique donnée. Cet effet est illustré par le schéma 6.16.
- cette méthode surestime l'effet d'une incertitude systématique comme représenté sur la figure 6.17.

Lorsque l'on considère des incertitudes systématiques larges, comme c'était le cas avec l'incertitude sur les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$, cette méthode est donc peu recommandée. Pour cette raison, une nouvelle méthode a été proposée par J. Alcaraz [106].

Insertion des systématiques par minimisation

Une possibilité pour combiner correctement les incertitudes systématiques pourrait être d'utiliser la méthode des observables optimales moyennes. Des tests ont ainsi été réalisés entre les expériences ALEPH et OPAL [95], qui utilisent toutes les deux cette méthode, et ont permis de vérifier qu'il était simple de définir une procédure commune. La seule difficulté consiste à élargir les matrices de covariance $\mathbf{V}(\mathcal{OO})$ et $\mathbf{V}(N)$ définies en 6.22. Cependant, les deux autres expériences DELPHI [107] et L3 [108] utilisent des méthodes de vraisemblance sur des histogrammes de plusieurs dimensions. Puisque les différentes expériences ont adopté différentes manières d'extraire les couplages, il est donc indispensable d'ajouter les incertitudes systématiques corrélées

6. On ajoute à l'incertitude statistique toutes les incertitudes systématiques non corrélées entre expériences.

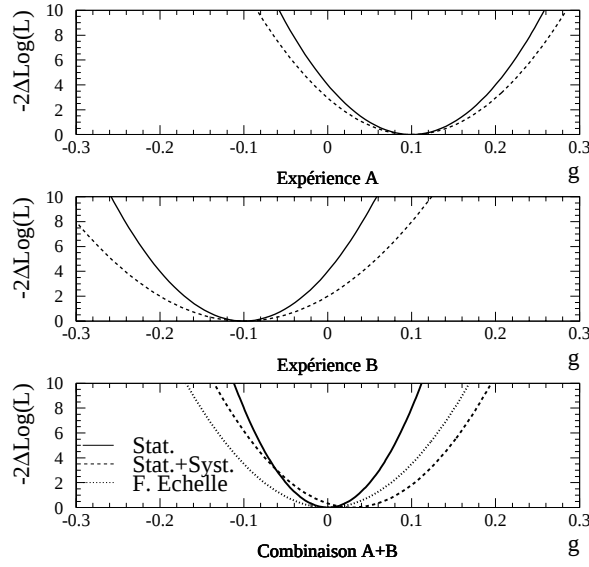


FIG. 6.16 – *Illustration d'un défaut de la méthode du facteur d'échelle. Soit deux expériences A et B de même précision statistique (courbe pleine), mais avec une incertitude systématique supérieure pour B (courbe en tirets). Lors de la combinaison des deux expériences, si on inclut les incertitudes systématiques, l'expérience A va être favorisée. Ceci n'est pas le cas si on utilise la méthode du facteur d'échelle (courbe en pointillés).*

entre expériences au niveau des couplages.

Pour introduire la méthode proposée par J. Alcaraz, nous reprenons les idées développées au paragraphe 6.1.3. Supposons que nous avons N_{exp} expériences qui fournissent chacune une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}_i(g, \vec{h})$. g représente le couplage que nous voulons mesurer, alors que $\vec{h}$ sont les paramètres de nuisance communs à toutes les expériences. Si nous combinons les informations des expériences, nous créons une nouvelle fonction de vraisemblance

$$-2 \ln \mathcal{L}'(g, \vec{h}) = \sum_{i=1}^{N_{exp}} -2 \ln \mathcal{L}_i(g, \vec{h}) + f(\vec{h}), \quad (6.42)$$

où $f(h)$ représente une mesure si h est un paramètre (cas de l'incertitude sur la section efficace $q\bar{q}$), et une distribution *a priori* si h est une variable aléatoire (cas des incertitudes théoriques). À partir de l'équation 6.42, comme pour le cas des observables optimales, plusieurs approximations sont faites pour simplifier la méthode

- La forme de la courbe de vraisemblance pour chaque expérience ne varie pas avec h , ce qui signifie que l'on peut écrire $-2 \ln \mathcal{L}_i(g, h) = -2 \ln \mathcal{L}_i(g - f_i(h))$. Bien sur, s'il on considère seulement l'information sur la section efficace, cette première approximation est fausse pour bon nombre d'effets, puisque comme le montre la figure 6.3 nous passons d'une structure avec un seul minimum à une structure avec deux minima lorsque l'on fait varier N . Néanmoins, pour la combinaison des expériences, nous fournissons des courbes de vraisemblance qui sont déjà le résultat de la combinaison de plusieurs canaux, énergies et type d'information. Cette approximation est donc valide à ce stade là.
- $f_i(h)$ est linéaire avec h : $f_i(h) = \frac{\Delta_i}{\sigma_h} \cdot (h - h_0)$. Cette approximation est généralement valable pour de petites variations de h . On remarquera aussi que la pente Δ_i dépend de l'expérience. En effet, Δ_i représente la sensibilité de l'expérience à l'incertitude systématique i .
- Les mesures de h ou les distributions *a priori* sont gaussiennes $f(h) = \frac{(h-h_0)^2}{\sigma_h^2}$.

A partir de ces trois approximations, on obtient la formule finale (par changement de variable, on pose $h_0 = 0$ et $\sigma_h = 1$)

$$-2 \ln \mathcal{L}'(g, \vec{h}) = \sum_{i=1}^{N_{exp}} -2 \ln \mathcal{L}_i(g - \sum_{j=1}^{N_{sys}} \Delta_{i,j} h_j) + \sum_{j=1}^{N_{sys}} h_j^2, \quad (6.43)$$

où N_{sys} est le nombre d'incertitudes systématiques que l'on considère. La courbe de vraisemblance en fonction de g seul est obtenue en minimisant la fonction $-2 \ln \mathcal{L}'(g, \vec{h})$ en tout point g . Les relations ci-dessus sont facilement généralisables dans le cas d'un ajustement à plusieurs dimensions.

Des tests ont été réalisés dans [109] pour vérifier la consistance des différentes approches que sont la minimisation, la méthode des observables optimales moyennes, et la méthode du facteur d'échelle. Pour cela, 100 pseudo-expériences de 10000 événements chacune ont été réalisées à 189 GeV. Puis, pour chaque pseudo-expérience, les courbes de vraisemblance ont été extraites pour les quatre canaux $evqq$, $\mu\nu qq$, $\tau\nu qq$ et $qqqq$. Enfin, les canaux ont été ajoutés selon 1000 combinaisons (le facteur 1000 permet de mieux voir les effets, mais introduit une faible corrélation entre les pseudo-expériences). Pour chaque combinaison, quatre incertitudes systématiques (correction à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$, section efficace WW, fragmentation, et corrélations de Bose-Einstein) sont insérées selon les trois méthodes que sont: la minimisation, les observables optimales et le facteur d'échelle. Les résultats obtenus pour le couplage $\Delta\kappa_\gamma$ sont présentés sur la figure 6.17. On s'aperçoit que la méthode du facteur d'échelle surestime l'importance des incertitudes systématiques. Par contre,

les méthodes de minimisation et des observables optimales sont en bon accord malgré quelques différences de fond (par exemple l'hypothèse de linéarité ne peut pas être valable pour les deux approches en même temps). Le même type de test a été réalisé pour des ajustements en deux dimensions.

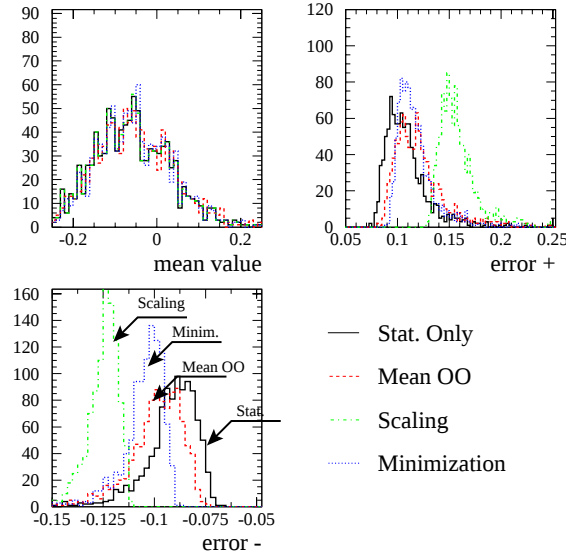


FIG. 6.17 – Distribution de la valeur estimée de $\Delta\kappa_\gamma$ et de ses incertitudes pour 1000 combinaisons de quatre canaux. La courbe solide représente le résultat sans insertion d'incertitudes systématiques (“Stat. Only”), alors que les courbes en pointillés et/ou tirets sont les résultats après insertion des systématiques selon les trois méthodes du facteur d’échelle (“Scaling”), des observables optimales (“Mean OO”) et de la minimisation (“Minimization”).

6.4.2 Résultats

Les résultats combinés LEP issus d’un ajustement à une dimension sont

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= -0.002_{-0.025}^{+0.023} \quad [-0.049, +0.043], \\ \Delta\kappa_\gamma &= -0.057_{-0.055}^{+0.055} \quad [-0.165, +0.052], \\ \lambda_\gamma &= -0.020_{-0.024}^{+0.024} \quad [-0.067, +0.028].\end{aligned}\tag{6.44}$$

Les courbes de vraisemblance correspondantes sont représentées sur la figure 6.18. Pour ces résultats, les quatre expériences ont inclus à peu près

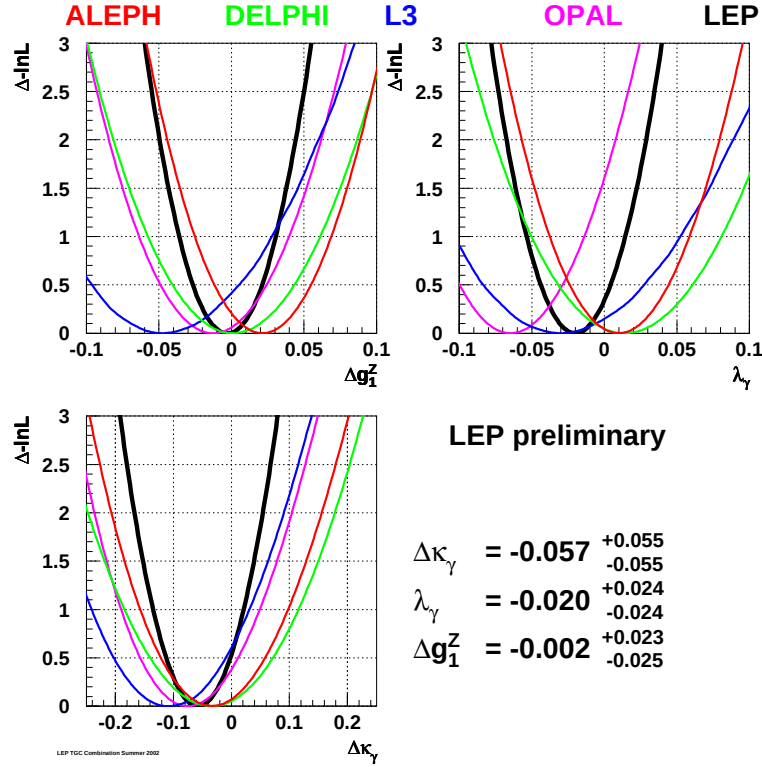


FIG. 6.18 – Résultats préliminaires combinés LEP pour les trois couplages standards Δg_1^Z , $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ . La figure provient de la combinaison LEP de l'été 2002 [105].

toute la statistique disponible à LEP2. L'incertitude statistique ne devrait donc plus trop diminuer d'ici les résultats finaux. Par contre, on peut espérer une légère réduction des incertitudes systématiques puisque l'incertitude sur les corrections à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ est considérée comme égale à l'effet pour ces résultats.

6.5 Perspectives

Pour conclure ce chapitre sur les couplages, nous comparons les résultats combinés LEP avec les résultats attendus auprès des futurs collisionneurs. Par ordre chronologique, les résultats LEP seront d'abord confrontés aux données du Tevatron enregistrées durant sa seconde phase entamée en 2001.

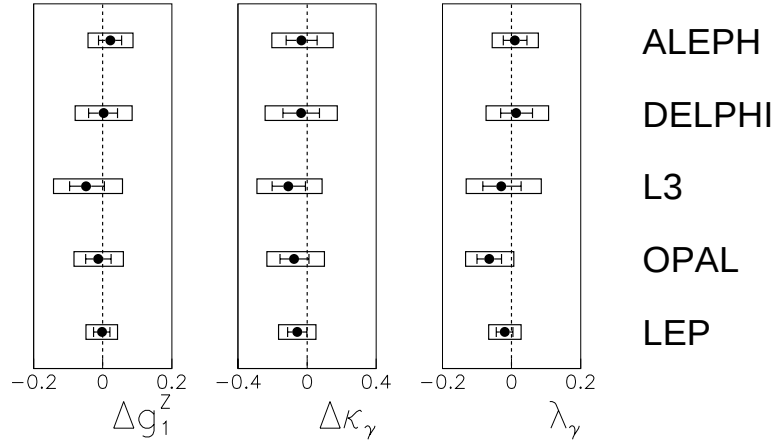


FIG. 6.19 – Comparaison des résultats obtenus par les quatre expériences du LEP lors de l'été 2002 après un ajustement séparé de chaque couplage. Pour chaque mesure: le cadre correspond à l'intervalle de confiance de 95%, les barres d'erreurs à l'intervalle de confiance de 68%, et le point à la valeur la plus probable.

Les résultats après 2 fb^{-1} , sont résumés dans le tableau 6.8. Les performances seront alors similaires à LEP pour les couplages $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ . Par contre, le couplage Δg_1^Z restera mieux mesuré par LEP. La raison de cette faible sensibilité à Δg_1^Z est que le processus dominant à TEVATRON est $p\bar{p} \rightarrow W\gamma + X$, donc uniquement sensible au vertex $WW\gamma$.

Puis, à partir de 2007, le LHC améliorera fortement les limites sur les couplages en seulement trois ans de prise de données à basse luminosité (10 fb^{-1} par an). On notera qu'il est difficile de comparer les mesures de couplages entre collisionneurs e^+e^- et collisionneurs hadroniques, car pour ces derniers, les couplages doivent être traités comme des facteurs de forme. Si on reprend la formule 1.31 du chapitre 1, on voit que la valeur du couplage dépend de l'énergie. Le couplage mesuré dépend alors des deux coefficients n et Λ . Le coefficient n est pris, en général, égal à 2. Le facteur Λ est relié (mais pas impérativement égal) à l'énergie à partir de laquelle la nouvelle physique devient importante dans le secteur bosonique. Pour une masse invariante des deux bosons produits supérieure à Λ , l'utilisation du facteur de forme rend négligeable la contribution des couplages.

Les couplages anormaux pourraient être aussi mesurés avec une très bonne précision auprès d'un futur collisionneur linéaire. Les raisons d'une sensibilité fortement accrue par rapport à celle obtenue à LEP proviennent de:

Acc.	LEP	TEVATRON	LHC	TESLA
$\mathcal{L}(\text{fb}^{-1})$	4×0.7	2	30	500
$\sqrt{s}(\text{GeV})$	$\simeq 200$	2000	14000	500
$\Lambda(\text{TeV})$	-	2	10	-
Δg_1^Z	$[-0.049, 0.043]$	$[-0.3, 0.3]$	$[-0.0078, 0.0078]$	$[-0.0003, 0.0003]$
$\Delta \kappa_\gamma$	$[-0.165, 0.052]$	$[-0.12, 0.19]$	$[-0.035, 0.035]$	$[-0.0003, 0.0003]$
λ_γ	$[-0.067, 0.028]$	$[-0.086, 0.090]$	$[-0.0025, 0.0025]$	$[-0.0004, 0.0004]$

TAB. 6.8 – *Comparaison des résultats préliminaires LEP avec les précisions attendues auprès du TEVATRON [110], du LHC [111], et d'un collisionneur linéaire(TESLA) [112]. Les résultats sont donnés sous la forme d'intervalle de confiance de 95%. Λ est le facteur de forme utilisé pour mesurer les couplages dans les collisionneurs hadroniques. Excepté pour LEP, les valeurs des couplages sont données par expérience. Pour le TEVATRON, 2 fb^{-1} correspondent à la phase IIa. Trois années à basse luminosité du LHC donnent 30 fb^{-1} . TESLA pourra enregistrer environ 300 fb^{-1} par an.*

- la montée en énergie, puisque la sensibilité aux couplages anormaux croit avec l'énergie(cf tableau 1.3 et paragraphe correspondant).
- la luminosité largement plus élevée qu'au LEP.
- la polarisation des faisceaux. Le diagramme en voie t du processus CC03 peut être supprimé si seuls des électrons droits sont utilisés. Il reste alors seulement les deux diagrammes en voie s , tous les deux faisant intervenir des couplages à trois bosons(figure 1.1). Pour le processus de production de W unique, la polarisation des faisceaux permet de sélectionner uniquement les bosons W d'une charge donnée.
- l'amélioration de la résolution sur les angles. Ceci est principalement dû au fait que les jets sont plus collimés à haute énergie.

Pour la production de paires de W, les techniques de mesures pour les différents canaux auprès d'un collisionneur linéaire sont très similaires à celles décrites dans cette thèse. Par contre, le processus de production de W unique devient aussi important que la production de WW pour une énergie de 500 GeV. Contrairement à la situation à LEP2, où le couplage $\Delta \kappa_\gamma$ est le moins bien mesuré, la production de W unique à TESLA permet une mesure de $\Delta \kappa_\gamma$ aussi performante que celle des deux autres couplages.

Avec une précision expérimentale d'environ 10^{-4} sur les couplages, on peut néanmoins, se demander quels progrès seraient nécessaires sur les générateurs Monte Carlo. Les auteurs des programmes RacoonWW et YFSWW ont travaillé dans l'optique d'utiliser leurs générateurs auprès d'un collision-

neur linéaire. Il ont aussi pu valider la méthode du pôle dominant sur les données de LEP. Mais, la précision de 0.5% ne sera sûrement pas suffisante à TESLA. Pour la production de W unique, la situation est pire puisque les incertitudes théoriques actuelles sont supérieures au pour cent.

Nous voyons donc que nous gagnerons un facteur 100 en précision sur les couplages d'ici seulement 10 à 15 ans. Nous serons, alors, en mesure de différencier le Modèle Standard d'autres modèles par leur contribution virtuelle aux vertex à trois bosons(paragraphe 1.2.1). D'autre part, si le boson de Higgs n'est pas trouvé au LHC, les couplages anormaux deviendront cruciaux pour comprendre le mécanisme qui engendre les masses des bosons W et Z(approche non-linéaire du paragraphe 1.2.1).

Conclusion.

Les couplages à trois bosons chargés g_1^Z , κ_γ et λ_γ ont été mesurés à partir de l'ensemble des données enregistrées par ALEPH entre 1997 et 2000. Les intervalles de confiance de 95% obtenus par un ajustement individuel de chaque couplage sont

$$\begin{aligned} 0.952 &< g_1^Z < 1.072, \\ 0.864 &< \kappa_\gamma < 1.114, \\ -0.063 &< \lambda_\gamma < 0.057. \end{aligned}$$

Nous confirmons donc par une mesure *directe* des couplages g_1^Z et κ_γ la nature non abélienne du secteur électrofaible du Modèle Standard.

Lorsque les mesures d'ALEPH sont combinées aux mesures des trois autres expériences LEP, DELPHI, L3 et OPAL, les résultats obtenus sont (combinaison de l'été 2002 [105])

$$\begin{aligned} g_1^Z &= 0.998_{-0.025}^{+0.023} \quad [0.951, 1.043], \\ \kappa_\gamma &= 0.943_{-0.055}^{+0.055} \quad [0.835, 1.052], \\ \lambda_\gamma &= -0.020_{-0.024}^{+0.024} \quad [-0.067, 0.028]. \end{aligned}$$

Les résultats des quatre expériences LEP confirment les prédictions du Modèle Standard avec des précisions d'environ 2% sur g_1^Z et 6% sur κ_γ . Ces mesures peuvent être utilisées pour contraindre les modèles de nouvelle physique à plus haute énergie.

Les couplages à trois bosons ont été mesurés dans cette thèse à partir du processus de production de paires de bosons W, grâce à une méthode d'observables optimales. Nous avons montré que cette méthode est bien adaptée à la mesure des couplages: elle facilite les ajustements de plusieurs paramètres simultanément, et elle permet un traitement rigoureux des incertitudes systématiques. Elle a aussi été utilisée pour tester la nouvelle méthode d'insertion des incertitudes systématiques au niveau de la combinaison des expériences LEP.

Concernant les incertitudes systématiques, grâce à un travail important des théoriciens, l'incertitude théorique principale liée au mécanisme de production de W par paire, a pu être suffisamment réduite. Les résultats sur les couplages sont maintenant largement dominés par les incertitudes statistiques.

Afin de pouvoir extraire les résultats sur les couplages, un travail a été réalisé sur la reconstruction des événements pour les analyses W.

Le but de ce travail, motivé par l'instabilité de la mesure de masse du W, était de mieux comprendre l'influence sur les analyses W des différences observées entre données réelles et simulées dans le calorimètre électromagnétique. Il est apparu que ces différences modifiaient largement les résultats de la masse du boson W. Afin de contourner les problèmes, un certain nombre de coupures ont été proposées. Ces coupures, résumées sous le terme de “nettoyage” des calorimètres, ont été testées sur des événements difermions au pic du Z ou à haute énergie (à travers le phénomène de retour radiatif). On observe après “nettoyage”

- des améliorations au niveau de la description de chaque type de particule liée au calorimètre électromagnétique,
- une stabilité accrue de la mesure de l'énergie du LEP avec les événements de retour radiatif en fonction du type de reconstruction utilisé. Néanmoins, la mesure de l'énergie du LEP n'a pas pu être pleinement utilisée, car elle semble être sensible à d'autres problèmes liés à la direction des jets.

Enfin, mentionnons qu'une nouvelle mesure préliminaire de la masse du boson W a été donnée par ALEPH aux conférences de l'hiver 2003 après “nettoyage” des calorimètres [113]

$$M_W = 80.385 \pm 0.042(stat.) \pm 0.033(syst.) \pm 0.018(FSI) \pm 0.017(LEP) \text{ GeV}.$$

Cette mesure modifie la valeur attendue, à partir des mesures de précision, de la masse du boson de Higgs dans le Modèle Standard [114]

$$M_H = 91^{+58}_{-37} \text{ GeV},$$

au lieu de

$$M_H = 81^{+52}_{-33} \text{ GeV}$$

précédemment.

Pour conclure, LEP2 aura permis de confirmer directement, grâce à la mesure des couplages, l'existence de vertex entre bosons W, Z et γ , nécessaire au Modèle Standard. Espérons que les futurs accélérateurs permettront, grâce aux couplages, de découvrir une physique au-delà du Modèle Standard.

Bibliographie

- [1] LEP Electroweak Working Group. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. hep-ex/0212036, 2002.
- [2] S. Glashow. *Nucl. Phys.*, 22:569, 1961.
- [3] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264, 1967.
- [4] A. Salam. Proc. 8th nobel symposium, ed. n. svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968). page 367.
- [5] A. D. Martin F. Halzen. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [6] K. J. F. Gaemers and G. J. Gounaris. Polarization amplitudes for $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ and $e^+e^- \rightarrow ZZ$. *Zeit. Phys.*, C1:259, 1979.
- [7] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa. Probing the weak boson sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. *Nucl. Phys.*, B282:253, 1987.
- [8] D. Zeppenfeld G. Gounaris, J.-L. Kneur. *Physics at LEP2, vol 1*, page 525. CERN 96-01, 1996.
- [9] H. Aronson. Spin-1 electrodynamics with an electric quadrupole moment. *Phys. Rev.*, 186:1434–1441, 1969.
- [10] Kwang Je Kim and Yung-Su Tsai. Magnetic dipole and electric quadrupole moments of $W^\pm$ meson. *Phys. Rev.*, D7:3710, 1973.
- [11] (ed.) Barklow, T. L., (ed.) Dawson, S., (ed.) Haber, H. E., and (ed.) Siegrist, J. L. Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale. Singapore, Singapore: World Scientific (1996) 736 p. (Advanced series on directions in high energy physics. 16).
- [12] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld. Low-energy effects of new interactions in the electroweak boson sector. *Phys. Rev.*, D48:2182–2203, 1993.
- [13] E. N. Argyres, A. B. Lahanas, C. G. Papadopoulos, and V. C. Spanos. Trilinear Gauge Boson Couplings in the MSSM. hep-ph/9603362, 1996.

- [14] F. Boudjema, K. Hagiwara, C. Hamzaoui, and K. Numata. Anomalous moments of quarks and leptons from nonstandard $WW\gamma$ couplings. *Phys. Rev.*, D43:2223–2232, 1991.
- [15] William J. Marciano and Alfonso Queijeiro. Bound on the W boson electric dipole moment. *Phys. Rev.*, D33:3449, 1986.
- [16] Peter Molnár and Martin Grünewald. Measuring WWZ and $WW\gamma$ coupling constants with Z^0 pole data. *Phys. Lett.*, B461:149–154, 1999.
- [17] M. S. Alam et al. First measurement of the rate for the inclusive radiative penguin decay $b \rightarrow s\gamma$. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2885–2889, 1995.
- [18] Oscar J. P. Eboli, M. C. Gonzalez-Garcia, and S. F. Novaes. Indirect constraints on the triple gauge boson couplings from $Z \rightarrow b\bar{b}$ partial width: An update. *Mod. Phys. Lett.*, A15:1–8, 2000.
- [19] B. Abbott et al. Studies of W W and W Z production and limits on anomalous W W γ and W W Z couplings. *Phys. Rev.*, D60:072002, 1999.
- [20] F. Abe et al. Measurement of W - photon couplings with CDF in $p - \bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 74:1936–1940, 1995.
- [21] J. Alitti et al. Direct measurement of the W- γ coupling at the cern $\bar{p}p$ collider. *Phys. Lett.*, B277:194–202, 1992.
- [22] K. Hagiwara et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D66:010001, 2002.
- [23] F.A. Berends W. Beenakker. *Physics at LEP2, vol 1*, page 79. CERN 96-01, 1996.
- [24] W. Beenakker and A. Denner. Standard Model predictions for W pair production in electron - positron collisions. *Int. J. Mod. Phys.*, A9:4837–4920, 1994.
- [25] D. Bardin et al. GENTLE/4fan v. 2.0 A Program for Semi-Analytic Calculation of Predictions for the Process $e^+e^- \rightarrow 4f$. hep-ph/9612409, 1996.
- [26] (ed.) Jadach, S., (ed.) Passarino, G., and (ed.) Pittau, R. Reports of the working groups on precision calculation for lep-2 physics. proceedings, monte carlo workshop, geneva, switzerland, 1999-2000.
- [27] Robin G. Stuart. Gauge invariance, analyticity and physical observables at the z_0 resonance. *Phys. Lett.*, B262:113–119, 1991.
- [28] Ernestos N. Argyres et al. Stable Calculations for Unstable Particles: Restoring Gauge Invariance. *Phys. Lett.*, B358:339–346, 1995.
- [29] S. Jadach and B. F. L. Ward. YFS2: The second order monte carlo for fermion pair production at LEP / SLC with the initial state radiation of

- two hard and multiple soft photons. *Comput. Phys. Commun.*, 56:351–384, 1990.
- [30] Elisabetta Barberio and Zbigniew Was. PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0. *Comput. Phys. Commun.*, 79:291–308, 1994.
- [31] A. P. Chapovsky and Valery A. Khoze. Screened-Coulomb ansatz for the non-factorizable radiative corrections to the off-shell $W^+ W^-$ production. *Eur. Phys. J.*, C9:449–457, 1999.
- [32] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, and Z. Was. Precision predictions for (un)stable $W^+ W^-$ pair production at and beyond LEP2 energies. *Phys. Rev.*, D65:093010, 2002.
- [33] Robin G. Stuart. Gauge Invariance in the Process $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- W^+ \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$. *Eur. Phys. J.*, C4:259–263, 1998.
- [34] (Ed.) Altarelli, G., (Ed.) Kleiss, R., and (Ed.) Verzegnassi, C. Z physics at LEP 1. Proceedings, workshop, geneva, switzerland, september 4-5, 1989. vol. 3: Event generators and software. Geneva, Switzerland: CERN (1989) 340 p. CERN Geneva - CERN 89-08 (89,rec.Dec.) 340 p.
- [35] Torbjorn Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, 82:74–90, 1994.
- [36] G. Corcella et al. HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 01:010, 2001.
- [37] Leif Lonnblad. ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model. *Comput. Phys. Commun.*, 71:15–31, 1992.
- [38] Torbjorn Sjostrand and Valery A. Khoze. On Color rearrangement in hadronic $W^+ W^-$ events. *Z. Phys.*, C62:281–310, 1994.
- [39] Leif Lonnblad and Torbjorn Sjostrand. Modelling Bose-Einstein correlations at LEP 2. *Eur. Phys. J.*, C2:165–180, 1998.
- [40] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, and Z. Was. The Monte Carlo program KoralW version 1.51 and the concurrent Monte Carlo KoralW&YFSWW3 with all background graphs and first order corrections to W pair production. *Comput. Phys. Commun.*, 140:475–512, 2001.
- [41] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, and Z. Was. Exact $O(\alpha)$ gauge invariant YFS exponentiated Monte Carlo for (un)stable $W^+ W^-$ production at and beyond lep2 energies. *Phys. Lett.*, B417:326–336, 1998.

- [42] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and Johann H. Kuhn. The tau decay library TAUOLA: Version 2.4. *Comput. Phys. Commun.*, 76:361–380, 1993.
- [43] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth, and D. Wackeroth. Electroweak radiative corrections to $e^+ e^- \rightarrow W W \rightarrow 4\text{fermions}$ in double-pole approximation: The RACOONWW approach. *Nucl. Phys.*, B587:67–117, 2000.
- [44] R. Brunelière et al. On theoretical uncertainties of the W angular distribution in W pair production at LEP2 energies. *Phys. Lett.*, B533:75–84, 2002.
- [45] S. Ambrosanio and B. Mele. Anomalous WWZ couplings at future $e^+ e^-$ colliders. *Nucl. Phys.*, B374:3–35, 1992.
- [46] S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was. The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermion final states in $e^+ e^-$ collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 130:260–325, 2000.
- [47] S. Jadach, W. Placzek, and B. F. L. Ward. BHWIDE 1.00: $O(\alpha)$ YFS exponentiated Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP1/SLC and LEP2. *Phys. Lett.*, B390:298–308, 1997.
- [48] B. Bloch-Devaux, A. Bonissent, and S. Jézéquel. The Aleph Monte-Carlo production tool. *Note interne ALEPH*, ALEPH 2002-010.
- [49] D. Decamp et al. ALEPH: A detector for electron - positron annihilations at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A294:121–178, 1990.
- [50] P. A. Aarnio et al. The DELPHI detector at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A303:233–276, 1991.
- [51] The construction of the L3 experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A289:35–102, 1990.
- [52] K. Ahmet et al. The OPAL detector at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A305:275–319, 1991.
- [53] R. Assmann et al. Calibration of centre-of-mass energies at LEP1 for precise measurements of Z properties. *Eur. Phys. J.*, C6:187–223, 1999.
- [54] B. TROCME. *Détermination de l'énergie du faisceau du LEP à l'aide des évènements $Z\gamma$ et mesures de couplages à trois bosons de jauge neutres dans l'expérience ALEPH*. PhD thesis, Université de Savoie, 2001.
- [55] G. Wilkinson. Energy calibration: Status and prospects. 2000. Workshop on LEP-SPS performance, Chamonix, France.
- [56] G. Wilkinson. Status of the energy calibration. 2003. Présentation au LEP Jamboree de mars 2003.

- [57] ALEPH Collaboration. *ALEPH Handbook, volume 1*. C.Bowdery, 1995.
- [58] ALEPH Collaboration. *ALEPH Handbook, volume 2*. C.Bowdery, 1997.
- [59] D. Buskulic et al. Performance of the ALEPH detector at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A360:481–506, 1995.
- [60] B. Bloch-Devaux and P. H. Hansen. Luminosity errors at LEP II energies. *Note interne ALEPH*, ALEPH 2002-014.
- [61] D. Decamp et al. Measurement of the absolute luminosity with the ALEPH detector. *Z. Phys.*, C53:375–390, 1992.
- [62] S. Jadach, W. Placzek, E. Richter-Was, B. F. L. Ward, and Z. Was. Upgrade of the Monte Carlo program BHLUMI for Bhabha scattering at low angles to version 4.04. *Comput. Phys. Commun.*, 102:229–251, 1997.
- [63] B. Bloch-Devaux et al. KINGAL Users Guide. *Note interne ALEPH*, ALEPH 87-53, 1987.
- [64] F. Ranjard. GALEPH - Monte Carlo Program for ALEPH. *Note interne ALEPH*, ALEPH 88-119, 1988.
- [65] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A.C. McPherson, and P. Zancarini. GEANT3. CERN-DD/EE/84-1.
- [66] J. Knobloch. JULIA Users and Programmers Guide. *Note interne ALEPH*, ALEPH 90-11, 1990.
- [67] A. Rouge. A Method for Photon Reconstruction in ALEPH. *Note interne ALEPH*, ALEPH 93-107, 1993.
- [68] D. Boumediene, O. Buchmuller, M. Legendre, and P. Perez. Stability check of the W mass measurement in $WW \rightarrow l\nu qq$ and $WW \rightarrow qqqq$ channels. *Note interne ALEPH*, ALEPH 2001-040, 2001.
- [69] D. Boumediene, O. Buchmuller, E. Lançon, and P. Perez. Systematic studies on M_W . *Note interne ALEPH*, ALEPH 2002-001, 2002.
- [70] R. Barate et al. Measurement of the Z resonance parameters at LEP. *Eur. Phys. J.*, C14:1–50, 2000.
- [71] E. MERLE. *Mesures des sections efficaces et des asymétries difermioniques avec le détecteur Aleph à LEP2 - Interprétations au-delà du Modèle Standard*. PhD thesis, Université de Savoie, 1999.
- [72] A. Venturi. Photon calibration in full sim MC with mu mu gamma events. *Présentation en réunion ALEPH WW*, 2003.
- [73] Dmitri Yu. Bardin et al. ZFITTER v.6.21: A semi-analytical program for fermion pair production in e^+e^- annihilation. *Comput. Phys. Commun.*, 133:229–395, 2001.

- [74] OPAL Collaboration. Determination of the LEP Beam Energy using Radiative Fermion-pair Events. *Note de physique OPAL*, PN476, 2001.
- [75] G. MERINO. *Measurement of the triple gauge boson couplings from W pair production in ALEPH*. PhD thesis, Universitat Autònoma de Barcelona, 2000.
- [76] D. Boumediene. W Mass measurement based on a new τ reconstruction in the $WW \rightarrow \tau\nu qq$ channel. *Note interne ALEPH*, ALEPH 2000-039.
- [77] S. Catani, Yuri L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, and B. R. Webber. New clustering algorithm for multi - jet cross-sections in e^+e^- annihilation. *Phys. Lett.*, B269:432–438, 1991.
- [78] A. VALASSI. *Mesure de la masse du boson W au seuil*. PhD thesis, Université Paris 7, 1997.
- [79] E. Thomson. *Measurements of the W Boson Mass from $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}q\bar{q}$* . PhD thesis, Université de Glasgow, 1998.
- [80] P. Azzurri. A selection of $ww \rightarrow qqe\nu$ and $ww \rightarrow qq\mu\nu$ events at $\sqrt{s} = 161$ gev. *Note interne ALEPH*, ALEPH 96-137.
- [81] P. Azzurri. ECAL PECO Bremsstrahlung Energy associated to Bhabha electron tracks. *Présentation en réunion WW le 25/06/2001*.
- [82] W. Bartel et al. Experimental Studies on Multi - Jet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA energies. *Z. Phys.*, C33:23, 1986.
- [83] A. Trabelsi. *Mesure de la masse du boson $W^\pm$ dans l'expérience ALEPH au LEP*. PhD thesis, CEA Saclay, 1996.
- [84] D. Decamp et al. Measurement of charge asymmetry in hadronic Z decays. *Phys. Lett.*, B259:377–388, 1991.
- [85] O. Buchmuller and J. Beck Hansen. ABCFIT manual. <http://alephwww.cern.ch/hansenjo/ALEPH-ONLY/abcfits/abcfits.html>.
- [86] A. Tilquin. Constrained fit and Initial State Radiation in Four Jet Events at LEP II. *Note interne ALEPH*, ALEPH 95-129.
- [87] J. NOWELL. *A Measurement of the W Boson Mass with the ALEPH Detector*. PhD thesis, Imperial College, 2000.
- [88] J. BECK HANSEN. *Triple Gauge-boson Couplings in W Pair Production via e^+e^- Annihilation*. PhD thesis, Niels Bohr Institute, 1996.
- [89] D. Atwood and A. Soni. Analysis for magnetic moment and electric dipole moment form-factors of the top quark via $e^+e^- \rightarrow t$ anti- t . *Phys. Rev.*, D45:2405–2413, 1992.
- [90] M. Davier, L. Duflot, F. Le Diberder, and A. Rouge. The optimal method for the measurement of tau polarization. *Phys. Lett.*, B306:411–417, 1993.

- [91] M. Diehl and O. Nachtmann. Optimal observables for the measurement of three gauge boson couplings in $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$. *Z. Phys.*, C62:397–412, 1994.
- [92] M. Diehl and O. Nachtmann. Anomalous three gauge boson couplings in $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ and optimal strategies for their measurement. *Eur. Phys. J.*, C1:177–190, 1998.
- [93] F. E. James M. Roos B. Sadoulet W. T. Eadie, D. Drijard. *Statistical methods in experimental physics*. North-Holland, 1971.
- [94] G. K. Fanourakis, D. Fassouliotis, and S. E. Tzamarias. Accurate estimation of the trilinear gauge couplings using optimal observables including detector effects. *Nucl. Instrum. Meth.*, A414:399–417, 1998.
- [95] OPAL Collaboration. Triple gauge boson couplings in W^+W^- production at LEP. *Note de physique OPAL*, PN501, 2002.
- [96] G. K. Fanourakis, D. Fassouliotis, and S. E. Tzamarias. A method to include detector effects in estimators sensitive to the trilinear gauge couplings. *Nucl. Instrum. Meth.*, A412:465–474, 1998.
- [97] A. Stuart M. G. Kendall. *The advanced theory of statistics*, volume 2. Charles Griffin and Co. Ltd., 1963.
- [98] G. D’Agostini. Bayesian reasoning in high-energy physics: Principles and applications. CERN-99-03.
- [99] Torbjorn Sjostrand et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135:238–259, 2001.
- [100] R. Barate et al. Measurement of the W mass and width in $e^+ e^-$ collisions at 189-GeV. *Eur. Phys. J.*, C17:241–261, 2000.
- [101] ALEPH Collaboration. Single W Production at Energies up to $\sqrt{s} = 202$ gev and Search for Anomalous Triple Gauge Boson Couplings. *Note interne ALEPH*, ALEPH 2000-054, 2000.
- [102] ALEPH Collaboration. Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings in e^+e^- collisions up to 208 GeV. ALEPH 2001-060.
- [103] R. Barate et al. Measurement of triple gauge $WW\gamma$ couplings at LEP2 using photonic events. 1998.
- [104] F. James and M. Roos. MINUIT a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Comput. Phys. Commun.*, 10:343–367, 1975.
- [105] LEP Collaboration. A Combination of Preliminary Results on Gauge Boson Couplings Measured by the LEP Experiments. *Note interne ALEPH*, ALEPH 2002-036.
- [106] J. Alcaraz. A proposal for the combination of TGC measurements. L3 Internal Note 2718, 2001.

- [107] DELPHI Collaboration. Measurement of Trilinear Gauge Boson Couplings in e^+e^- Collisions at 189-209 GeV. DELPHI 2002-034 CONF 568, 2002.
- [108] L3 Collaboration. Preliminary Results on the Measurement of Triple-Gauge-Boson Couplings of the W Boson at LEP. L3 Note 2734, 2002.
- [109] J. B. Hansen R. Brunelière. Test of LEP Triple Gauge-Boson Couplings combination procedures. *Note interne ALEPH*, ALEPH 2002-008, 2002.
- [110] U. Baur et al. Report of the working group on photon and weak boson production. 2000.
- [111] (ed.) Altarelli, G. and (ed.) Mangano, Michelangelo L. Standard model physics (and more) at the LHC. Proceedings, Workshop, Geneva, Switzerland, May 25-26, October 14-15, 1999. Geneva, Switzerland: CERN (2000) 529 p.
- [112] J. A. Aguilar-Saavedra et al. TESLA Technical Design Report Part III: Physics at an e^+e^- Linear Collider. 2001.
- [113] S. Jézéquel. Physics results from ALEPH (Winter Conferences 2003). *Présentation au LEP Jamboree*, 2003.
- [114] A. Venturi. W Mass and Electroweak Fits at LEP. *XVII Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste*, 2003.

~ *Résumé.*

Les mesures de précision effectuées à LEP1 et au SLD sont en très bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Néanmoins, les couplages entre bosons W, Z et γ , conséquence la plus directe d'une symétrie de jauge non abélienne, restaient très mal mesurés. La production de bosons W par paire, lors de la seconde phase de LEP, a donc constitué une opportunité unique pour étudier les paramètres du boson W ainsi que ses couplages aux autres bosons. Cette thèse présente deux parties, l'une liée à la reconstruction des événements WW, l'autre à l'analyse des couplages.

La mesure précise de la masse du boson W (précision $\sim 10^{-4}$) apparaît comme un objectif majeur de LEP2. La reconstruction des produits de désintégration des W, utilisée pour cette mesure, est très sensible aux imperfections de la simulation des données : il est donc essentiel de comprendre et de minimiser leur influence. Ce travail présente une étude détaillée des performances de la simulation des gerbes électromagnétiques dans le détecteur ALEPH. A partir de cette étude, il est proposé une nouvelle reconstruction des événements pour la mesure de la masse du boson W. Cette reconstruction est testée sur la mesure de l'énergie du LEP grâce au processus de retour radiatif au pic du Z.

La mesure des couplages trilinéaires entre bosons W, Z et γ est réalisée à partir de l'ensemble des données enregistrées par ALEPH entre 1997 et 2000. Les résultats sont ensuite combinés avec les trois autres expériences LEP. Cette mesure confirme de manière directe la nature non abélienne du secteur électrofaible. Aucune déviation du Modèle Standard n'est observée.

Mots clés: LEP, Aleph, boson W, couplages anormaux.

~ *Abstract.*

Precise measurements at LEP1 and SLD dramatically confirm the Standard Model predictions. Nevertheless, the most crucial consequence of a non-Abelian gauge theory, namely the specific form of the self-couplings of the W, Z and γ , was poorly tested. W pair production at LEP2 was a unique opportunity to measure accurately both W boson parameters and its gauge couplings. This thesis presents a study of WW events reconstruction on one hand, and a measurement of the anomalous couplings on the other hand.

A precise measurement of the W mass (accuracy $\sim 10^{-4}$) is a major goal of the LEP2 program. The reconstruction of W mass desintegration products, used for this measurement, is very sensitive to the simulation defaults: an essential task is to understand and minimize their effects. This work presents a detailed study of the electromagnetic showers simulation in ALEPH. From this study, a new event reconstruction is proposed, which is tested on the LEP energy measurement obtained from Z return process.

Triple gauge-boson couplings are measured from the data collected with the ALEPH detector between 1997 and 2000. Then, results are combined with the other three LEP experiments. This measurement directly confirms the non-Abelian nature of the electroweak sector. No deviation from the Standard Model is observed.

Keywords: LEP, Aleph, W boson, anomalous couplings.

