

UNIVERSITÉ DE GENÈVE

FACULTÉ DES SCIENCES

Département de physique

nucléaire et corpusculaire

Professeur Pierre Extermann

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00048035

Mesure de l'asymétrie du quark  $b$   
dans la réaction  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  et  
Mesure du paramètre de mélange  $\chi_B$   
à  $\sqrt{s} = 91$  et  $189$  GeV

THÈSE

*présentée à la Faculté des sciences  
de l'Université de Genève  
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences,  
mention physique*

par

**Déborah SCIARRINO**  
*Annemasse, France*

Thèse no 3120

GENÈVE

1999

La Faculté des sciences, sur le préavis de Messieurs P. EXTERMANN, professeur ordinaire et directeur de thèse (Département de physique nucléaire et corpusculaire), M. MARTIN, professeur ordinaire (Département de physique nucléaire et corpusculaire), J.-J. BLAISING, professeur (Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux pour la physique des particules - France) et O. SCHNEIDER, professeur (Université de Lausanne - Institut de physique des hautes énergies), autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 18 novembre 1999

**Thèse - 3120 -**



**Le Doyen, Jacques WEBER**

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Aperçu théorique</b>	<b>3</b>
1.1 Le Modèle standard . . . . .	3
1.2 Production de paires de quarks . . . . .	9
1.3 Hadronisation d'une paire de quarks . . . . .	12
1.4 Désintégration des hadrons B . . . . .	14
1.5 Asymétrie avant-arrière . . . . .	18
1.6 Oscillation du système $B^0 - \bar{B}^0$ , mélange. . . . .	19
1.6.1 Rappel historique . . . . .	19
1.6.2 Théorie des oscillations [33] . . . . .	20
1.6.3 Observation du mélange . . . . .	22
<b>2 Le détecteur L3 au LEP</b>	<b>24</b>
2.1 Le LEP . . . . .	24
2.2 L3 . . . . .	26
2.2.1 Le détecteur de vertex au silicium : SMD [38] . . . . .	28
2.2.2 La chambre à expansion temporelle : TEC [39] . . . . .	29
2.2.3 Le calorimètre électromagnétique : ECAL [40] . . . . .	31
2.2.4 Le calorimètre hadronique : HCAL [42, 43] . . . . .	33
2.2.5 Les chambres à muons : MUCH [44] . . . . .	34
2.2.6 Les anneaux de plomb actifs : ALR [45, 46] . . . . .	36
2.2.7 Les moniteurs de luminosité : LUMI [37] . . . . .	38
2.3 Le système de déclenchement et d'acquisition de L3 . . . . .	39

2.3.1	Le système de déclenchement de niveau 1 . . . . .	39
2.3.2	Le système de déclenchement de niveau 2 . . . . .	41
2.3.3	Le système de déclenchement de niveau 3 . . . . .	42
2.3.4	La simulation du détecteur L3 . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Présélections hadroniques</b>	<b>45</b>
3.1	Définitions . . . . .	46
3.1.1	Les jets . . . . .	46
3.1.2	Le thrust d'un événement . . . . .	46
3.2	Présélections à $\sqrt{s} = 91$ GeV . . . . .	47
3.2.1	Sélection d'une trace, multiplicité . . . . .	47
3.2.2	Sélection des hadrons . . . . .	47
3.3	Présélections à $\sqrt{s} = 189$ GeV . . . . .	49
3.3.1	Modifications pour des énergies $\sqrt{s}$ supérieures à 91 GeV . . . . .	49
3.3.2	Les bruits de fond à haute énergie . . . . .	49
3.3.3	Pureté, efficacité . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Sélections leptoniques</b>	<b>54</b>
4.1	Sélection leptonique à $\sqrt{s} = 91$ GeV . . . . .	54
4.1.1	Sélection des muons . . . . .	54
4.1.2	Sélection des électrons . . . . .	60
4.1.3	Pureté, efficacité . . . . .	69
4.2	Les dileptons à $\sqrt{s} = 91$ GeV pour la mesure de $\chi_B$ . . . . .	72
4.2.1	Sélection . . . . .	72
4.2.2	Pureté, efficacité . . . . .	72
4.3	Sélection leptonique à $\sqrt{s} = 189$ GeV . . . . .	76
4.3.1	Sélection des muons . . . . .	76
4.3.2	Sélection des électrons . . . . .	76
4.3.3	Coupure des bruits de fond . . . . .	77
4.3.4	Pureté, efficacité . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Étude du paramètre de mélange <math>\chi_B</math></b>	<b>83</b>
5.1	Méthode de comptage . . . . .	83
5.2	Méthode de vraisemblance maximum . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Mesure de l'asymétrie du b dans la réaction <math>e^+e^- \rightarrow b\bar{b}</math></b>	<b>91</b>

6.1	Asymétrie à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ . . . . .	91
6.1.1	Méthode de comptage . . . . .	92
6.1.2	Méthode de vraisemblance maximum . . . . .	95
6.2	Asymétrie à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ . . . . .	97
6.2.1	Méthode de vraisemblance maximum, soustraction du bruit de fond . . . . .	97
<b>7</b>	<b>Étude des erreurs systématiques</b> . . . . .	<b>99</b>
7.1	Erreurs systématiques pour le mélange . . . . .	100
7.1.1	Erreurs théoriques et de modélisation . . . . .	100
7.1.2	Erreurs expérimentales . . . . .	100
7.2	Erreurs systématiques pour l'asymétrie à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ . . . . .	101
7.3	Erreurs systématiques pour l'asymétrie à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ . . . . .	105
<b>8</b>	<b>Résultats et commentaires</b> . . . . .	<b>109</b>
8.1	Moyenner des échantillons . . . . .	109
8.2	Le paramètre de mélange $\chi_B$ . . . . .	110
8.2.1	Résultats de la méthode de comptage . . . . .	110
8.2.2	La méthode de vraisemblance maximum . . . . .	111
8.3	L'asymétrie $A_{FB}^{b\bar{b}}$ à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ . . . . .	114
8.3.1	Résultats de la méthode de comptage . . . . .	114
8.3.2	Résultats de la méthode de vraisemblance maximum . . . . .	115
8.4	Asymétrie de pôle et extraction de $\sin^2 \theta_W$ . . . . .	116
8.4.1	Asymétrie de pôle $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$ . . . . .	116
8.4.2	Extraction de $\sin^2 \theta_W$ . . . . .	119
8.5	Résultats à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ . . . . .	119
	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Erreurs systématiques pour le mélange <math>\chi_B</math></b> . . . . .	<b>125</b>
<b>B</b>	<b>Erreurs systématiques pour l'asymétrie</b> . . . . .	<b>130</b>
<b>C</b>	<b>Le système de déclenchement des ALR (TALR)</b> . . . . .	<b>137</b>

<i>Table des matières</i>	iv
<b>Liste des figures</b>	<b>142</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>146</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>148</b>

# Remerciements

Je tiens, en tout premier, à remercier sincèrement mon directeur de thèse, Professeur P. Extermann, pour m'avoir permis d'effectuer ce travail de recherche avec toute la liberté possible. Je lui suis également très reconnaissante pour sa confiance, sa disponibilité, et aussi l'intérêt qu'il a su porter à l'avancement de mes travaux.

Je remercie vivement les jurés de cette thèse, Dr. J.J. Blaising, Prof. M. Martin et Prof. O. Schneider pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture attentive de ce mémoire et pour y avoir apporté des commentaires très constructifs.

J'aimerais également dire un merci tout particulier au Dr. S. Lees-Rosier pour son aide, sa patience et surtout sa gentillesse. Elle a su adoucir les moments difficiles grâce à ses conseils éclairés accompagnés de son rire communicatif!

Professeur F. Muheim m'a épaulée et encouragée à tout moment. Nos discussions ont toujours été positives et enthousiasmantes, c'est pourquoi je tiens à le remercier pour les connaissances qu'il m'a transmises.

Je veux profiter de remercier Dr. M. Wadhwa, devenu un ami depuis, pour le temps qu'il m'a consacré, que ce soit pour de simples discussions ou pour son support technique. Il m'a aidée durant toutes ces années sans que je reçoive un refus de sa part ; pour tout cela, je le remercie chaleureusement.

Evidemment, le groupe de L3 Genève au complet (Pablo Achard, Saverio Braccini, Claudia Cecchi, Maria Chamizo, Patrick Deglon, Pascal Emonet et Luca Malgeri) a été un soutien important pour moi, et je tiens notamment à exprimer ma gratitude au Professeur M. Novella-Kienzle et au Dr. J. Field. Leur dévouement pour la physique n'a pas de limite et je les admire profondément pour leurs connaissances.

Je remercie également chaleureusement M. Chemarin, J. Fay et P. Lebrun pour m'avoir accueillie "chez les Lyonnais" la première année de thèse, pour leur bonne humeur, leur décontraction et l'aide qu'il m'ont apportée.

Je remercie Dr. Hafeez et Mehnaz Hoorani pour leur présence simple et amicale. Leurs conseils et leur gentillesse ont été précieux à mes yeux. Je ne peux oublier Dr. J. Mnich qui n'a cessé de m'aider par sa multitude de conseils, sa disponibilité sans limite et aussi son amitié sincère.

Tout naturellement, mes remerciements les plus vifs viennent à ma famille : mes parents d'abord, car, sans leur amour et leur soutien, rien n'aurait été pareil ; ma soeur ensuite, pour avoir été près de moi ces cinq dernières années.

Enfin, un merci particulier revient à mon fiancé : je lui suis reconnaissante de m'avoir poussée et encouragée tout au long de ce parcours à la fois difficile, exaltant et toujours passionnant!

# Introduction

La physique des hautes énergies étudie les ultimes constituants de la matière ainsi que leurs interactions. De manière à visualiser ces constituants, il faut atteindre des échelles très petites, c'est-à-dire des longueurs d'onde extrêmement faibles, correspondant à de très hautes énergies. Pour obtenir de telles énergies, on construit de grands accélérateurs de particules, dans lesquels ces dernières sont accélérées et ensuite envoyées sur des cibles fixes ou contre d'autres particules en mouvement [1].

La découverte au CERN (Genève), en 1983, des bosons vecteurs intermédiaires  $Z$  et  $W^\pm$  [2, 3, 4, 5] à l'aide d'un collisionneur proton-antiproton, a permis un test très important de la théorie électrofaible du Modèle standard. Ce Modèle, avancé par Glashow, Weinberg et Salam [6], unifie les interactions électromagnétiques et faibles, en se basant sur la symétrie de groupe  $SU(2) \times U(1)$ , brisée spontanément par le mécanisme de Higgs.

Le "Large Electron Positron Collider" (LEP) au CERN, avec une énergie dans le système de centre de masse variant de la masse du boson  $Z$  ( $\sqrt{s} \sim 91$  GeV) à 200 GeV, est un outil essentiel pour opérer de nouveaux tests de précision du Modèle standard [7, 8].

Cette thèse étudie, dans l'environnement de l'expérience L3 au LEP, les quarks "bottom" ( $b$ ) résultants de la désintégration du boson  $Z$ , afin de tester le Modèle standard d'une part, et de déterminer avec précision certains de ses paramètres d'autre part.

Le détecteur L3 est un bon outil de travail, où plus de 800000 paires de quarks  $b$  y ont été produits durant la période de 1990 à 1995 (phase LEP1 où  $\sqrt{s} \sim 91$  GeV).

Le propre de ce travail a consisté à mettre en place deux méthodes indépendantes de calcul de l'asymétrie avant-arrière du quark  $b$ , et du paramètre de mélange  $\chi_B$ , et à étudier précisément leur comportement, au cours de différentes périodes d'acquisition de données. Ces deux paramètres sont très importants puisque le premier impose des limites sur les valeurs des éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa comportant le quark "top" ( $t$ ). Le second permet de contraindre la masse du quark  $t$ , ainsi que celle

du boson de Higgs, non observé et responsable de la création de masse lors de la brisure spontanée de symétrie de  $SU(2) \times U(1)$ .

Cette étude permet d'établir la valeur d'asymétrie de pôle  $A_{FB}^{b\bar{b},0}$ , obtenue par le détecteur L3 pour l'ensemble de la période LEP1, et d'en extraire, avec la plus petite incertitude de mesure, l'angle de mélange électrofaible  $\sin^2 \theta_W$ , l'un de principaux paramètres du Modèle standard.

Dans un deuxième temps, la technique optimale a été retenue pour étudier les données enregistrées à LEP2. Pour la première fois, l'asymétrie du quark b a été évaluée à  $\sqrt{s} = 189$  GeV. Les présélections hadroniques et sélections leptoniques ont été réétudiées et optimisées de façon à tenir compte des nouveaux bruits de fond à cette énergie. Une simulation réaliste complète du détecteur a été mise en place afin d'améliorer la comparaison des données avec les estimations Monte-Carlo. D'autre part, une technique d'étiquetage des quarks b a été étudiée puis combinée à une seconde variable discriminative pour augmenter la pureté du signal recherché.

Les résultats présentés sont également comparés à ceux obtenus par d'autres collaborations du LEP.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à une discussion théorique introduisant le Modèle standard, la production des quarks b et leur désintégration dans le mode qui nous intéresse pour l'analyse.

Le second chapitre est employé à décrire le grand collisionneur  $e^+e^-$  du LEP, ainsi que le détecteur L3 et son fonctionnement.

Les chapitres trois et quatre présentent les sélections spécifiques des événements afin d'obtenir l'échantillon final de mesure.

Les chapitres cinq et six sont dédiés à la description des méthodes de mesure de l'asymétrie du b et du paramètre de mélange respectivement.

Le chapitre sept propose une discussion des erreurs systématiques des résultats de l'analyse présentée ici. L'avant-dernier chapitre est consacré à la présentation et à la discussion des résultats obtenus. Le dernier chapitre est une conclusion générale des différents travaux effectués lors de cette thèse.

Les travaux présentés ont été publiés dans la revue scientifique *Physics Letters B* 448 (1999) 152-162 et ont donné lieu à neuf notes internes L3 (2060, 2072, 2089, 2112, 2113, 2138, 2417, 2422az et 2445).

# Chapitre 1

## Aperçu théorique

Le but de ce chapitre est de présenter brièvement les outils théoriques dont nous avons besoin pour cette analyse. Les unités utilisées sont telles que  $\hbar=c=1$ .

### 1.1 Le Modèle standard

Le Modèle standard [6, 9] de la physique des particules est divisé en deux parties : la chromodynamique quantique (QCD), décrivant l'interaction forte, et le modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GWS), décrivant l'unification des interactions électromagnétique et faible.

Ces deux théories s'appuient sur le fait que la matière est faite de deux types de constituants : les leptons et les quarks ; étant de spin  $1/2$ , ces particules sont des fermions [10]. De plus, une série de bosons médiateurs doit être introduite de façon à coupler les particules entre elles. Le tableau 1.1 montre ces particules, ainsi que leurs propriétés.

L'interaction forte, qui a pour médiateurs les gluons, n'agit que sur les quarks. En QCD, l'interaction forte est décrite sous forme de "couleurs" conservées, au nombre de trois (rouge, bleu, vert) [11]. Chaque quark peut alors prendre une de ces trois couleurs. Il n'y a qu'un seul paramètre libre dans cette théorie,  $\alpha_s$ , qui détermine la force de couplage quark-gluon et gluon-gluon.

Par contre, tous les fermions participent à l'interaction faible, qui a pour médiateurs les bosons  $Z, W^\pm, \gamma$  (figure 1.1).

Les fermions sont considérés comme des particules ponctuelles, qui se couplent aux bosons de  $SU(2)_L$  à travers leur charge faible, et au photon de  $U(1)_Y$  par leur charge électrique.

Fermions	Symbole	Charge ( $\times e$ )	Masse	Temps de vie
Electron	e	-1	0.511 MeV	$> 4.3 \cdot 10^{23}$ années
Neutrino e	$\nu_e$	0	$< 1.5 \cdot 10^{-2}$ MeV	$> 10^{11}$ s
Muon	$\mu$	-1	105.7 MeV	$2.19 \cdot 10^{-6}$ s
Neutrino $\mu$	$\nu_\mu$	0	$< 0.17$ MeV	$> 2 \cdot 10^3$ s
Tau	$\tau$	-1	1777. MeV	$290 \cdot 10^{-15}$ s
Neutrino $\tau$	$\nu_\tau$	0	$< 18.$ MeV	$> 10^{15}$ s
Up	u	2/3	1.5-5 MeV	
Down	d	-1/3	3-9 MeV	
Charm	c	2/3	1.1-1.4 GeV	
Strange	s	-1/3	60-170 MeV	
Top	t	2/3	$174.3 \pm 5.1$ GeV	
Bottom	b	-1/3	4.1-4.4 GeV	

Tab. 1.1 – Présentation des fermions et de leurs propriétés.

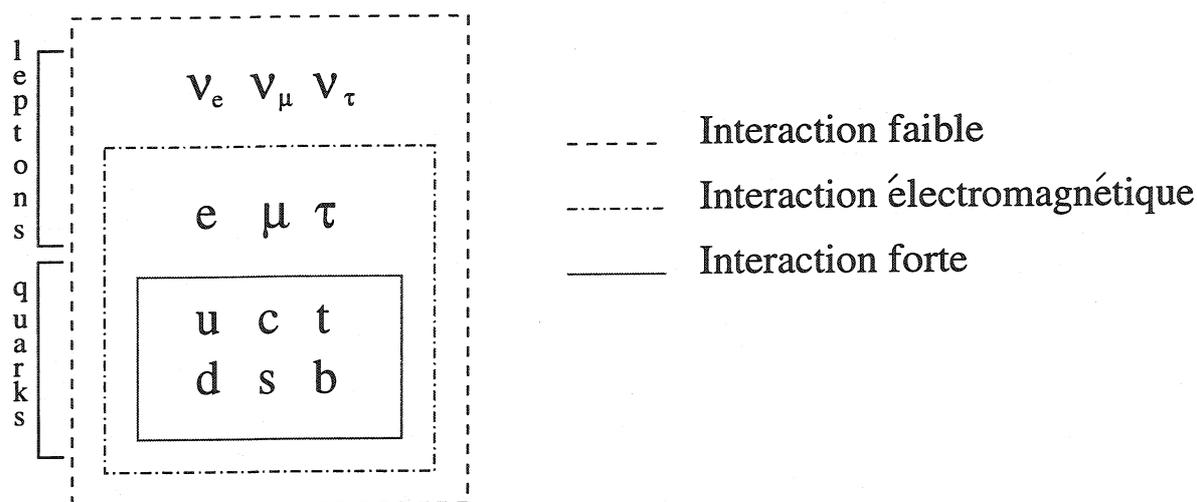


Fig. 1.1 – Les constituants de la matière et leurs interactions.

Le modèle électrofaible  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  introduit et utilise trois types de particules :

- les fermions
- les quatre bosons  $Z, W^\pm, \gamma$
- le boson de Higgs

Le groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  est le produit tensoriel du groupe d'invariance de l'isospin faible

I ( $SU(2)_L$ ), et du groupe d'invariance d'hypercharge faible Y ( $U(1)_Y$ ).

On utilise le formalisme du Lagrangien pour décrire le mouvement et l'interaction des particules dans l'espace et le temps. Le Modèle standard utilise, d'autre part, les symétries pour décrire les interactions : il s'appuie sur le groupe  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  [12].

Le Lagrangien des interactions électromagnétiques et faibles peut s'écrire [13, 14] :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{\text{lepton}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{YM}$$

$\mathcal{L}_{\text{lepton}}$  décrit les termes de courants faibles (neutre et chargé) d'une part, et les interactions électromagnétiques d'autre part. Le Lagrangien doit être invariant sous transformation de jauge locale, on introduit donc des bosons de jauge. De plus, dû à l'invariance, la masse des fermions doit être nulle, et on déduit :

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} = \sum_{\text{lepton}} i\bar{R}\gamma^\mu(\partial_\mu - ig'B_\mu)R + i\bar{L}\gamma^\mu(\partial_\mu - \frac{i}{2}g'B_\mu + \frac{i}{2}g\vec{W}^\mu \cdot \vec{\tau})L$$

avec :

- L représente la composante gauchère du spineur f (masse=0), et appartient à un doublet de  $SU(2)$ , tandis que R représente la composante droitère du même spineur, et appartient à un singlet de  $SU(2)$ ,
- g et g' sont les constantes de couplage de  $SU(2)$  et  $U(1)$  respectivement,
- $B_\mu$  et  $\vec{W}_\mu$  sont les champs de Yang-Mills associés aux quatre bosons de jauge (masse=0),
- $\vec{\tau}$  correspondent aux matrices de Pauli, générateurs de  $SU(2)$

$\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$  contient le boson de Higgs, apparaissant dans la brisure spontanée de symétrie, et donnant une masse aux fermions et aux bosons  $Z^0, W^\pm$  ; il s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = |(\partial_\mu - i\frac{g}{2}\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} - i\frac{g'}{2}YB_\mu)\Phi|^2 - V(\Phi)$$

- $\Phi$  est un doublet complexe
- $V(\Phi)$  est un potentiel de Higgs avec  $V(0) = 1/2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$  et v réel,

$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$  décrit l'interaction entre les fermions et le boson de Higgs, donnant la masse aux fermions,

$\mathcal{L}_{YM}$  (Yang-Mills) est le terme d'énergie cinétique :

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu)(\partial^\mu \vec{W}^\nu - \partial^\nu \vec{W}^\mu) - \frac{1}{4}(\partial_\mu \vec{B}_\nu - \partial_\nu \vec{B}_\mu)(\partial^\mu \vec{B}^\nu - \partial^\nu \vec{B}^\mu)$$

Pour faire apparaître la masse des bosons, on diagonalise  $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ , de manière à obtenir une somme de produits de champs conjugués. Il faut alors introduire les opérateurs de champs  $Z^\mu, A^\mu, W^{\pm\mu}$  :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8}v^2(g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \\ &= M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \end{aligned}$$

avec :

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

et

$$\begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \end{pmatrix} = 1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \end{pmatrix}$$

$\theta_W$  est l'angle de mélange électrofaible (Weinberg) et est défini par  $\theta_W = \tan^{-1}(g'/g)$ .

Avec ces outils, on peut décomposer  $\mathcal{L}_{\text{Lepton}}$  à nouveau, comme suit :

$$\mathcal{L}_{\text{Lepton}} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_\gamma + \mathcal{L}_{Z^0} + \mathcal{L}_{cc}$$

où  $\mathcal{L}_0, \mathcal{L}_\gamma, \mathcal{L}_{Z^0}, \mathcal{L}_{cc}$  représentent respectivement les termes cinétiques des champs de jauge, d'interaction des champs de fermions avec le champs du photon  $A^\mu$  ( $= g \sin \theta_W J_\mu^{\text{em}} A_\mu$ ), avec le champ du boson de jauge  $Z^\mu$  ( $= \frac{g}{4 \cos \theta_W} J_\mu^{NC} Z^\mu$ ), avec les champs de bosons chargés  $W_\mu^\pm$  ( $= \frac{g}{2\sqrt{2}} (J_\mu^{CC} W^\mu + h.c)$ ).

Fermions	$I_3$	$Q_f$	$v_f$	$a_f$
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\frac{1}{2}$	0	1	1
$e^-, \mu^-, \tau^-$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	-1
u, c, t	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	1
d, s, b	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	-1

Tab. 1.2 – Valeur des couplages vectoriels et axiaux pour les fermions.

$J^{em}, J^{NC}, J^{CC}$  sont les courants électromagnétique, neutre et chargé respectivement. Ils s'écrivent :

$$J^{em} = \sum_{\text{fermions}} Q_f \bar{\psi}_f \gamma_\mu \psi_f$$

$$J^{NC} = \sum_{\text{fermions}} \bar{\psi}_f \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma^5) \psi_f$$

$$J^{CC} = \sum_{\text{leptons}} \bar{\psi}_l \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \psi_l + \sum_{qq'} \bar{\psi}_q \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V_{qq'} \psi_{q'}$$

- q et q' représentent les quarks hauts (u,c,t) et bas (d,s,b) respectivement,
- $Q_f$  est la charge électrique reliée à l'isospin et l'hypercharge par la formule :  
 $Q_f = I_3 + Y/2$ ,
- V est la matrice de mélange Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (cf prochain chapitre),
- $v_f$  et  $a_f$  sont respectivement les couplages vecteurs et axiaux des fermions f au boson de jauge Z. La table 1.2 résume leurs valeurs, sachant que  $v = 2I_3 - 4Q \sin^2 \theta_W$  et  $a = 2I_3$ .

En résumé, le Modèle standard comporte 17 paramètres électrofaibles indépendants :

1. g et g', comme les constantes de couplage des groupes de jauge SU(2) et U(1) respectivement
2.  $\mu$  et  $\lambda$ , comme paramètres du potentiel de Higgs, avec les relations masse du Higgs  $M_H = \sqrt{2}\mu$  et valeur moyenne du champ dans le vide  $v = 2\mu/\sqrt{\lambda}$ ,
3.  $g_f$ , comme les constantes de couplage des fermions avec les champs de Higgs :  
 $m_f = g_f v_f / \sqrt{2}$
4. les angles de mélange de la matrice V (3 angles et une phase indépendants).

Les constantes  $g$ ,  $g'$  et  $v$  interviennent dans la masse des bosons  $Z^0$ ,  $W^\pm$  et la charge électrique comme suit :

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2}v/2 = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

L'interaction faible ne conserve pas la saveur. Ainsi, pour les quarks, les états propres de l'interaction faible sont des mélanges d'états propres de saveur. C'est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui décrit la transformation entre les états propres faibles et de saveur [15]. Par convention, la matrice CKM n'agit que sur les quarks de charge  $-1/3$  :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Cette matrice  $3 \times 3$ , unitaire, est entièrement définie par quatre paramètres indépendants : trois angles et une phase.

La force de couplage entre les quarks est donnée par la valeur des éléments de matrice. Les transitions d'une saveur à l'autre sont principalement dues à des courants chargés, et moins à des courants neutres, qui n'existent pas au niveau le plus bas de la théorie des perturbations.

Dans la paramétrisation de Wolfenstein [16], la matrice CKM peut s'écrire en termes de trois variables réelles  $\lambda$ ,  $A$  et  $\rho$ , ainsi qu'une variable complexe  $\eta$  :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

Expérimentalement,  $\lambda \simeq 0.22$ ,  $A \simeq 0.9$  et  $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} \simeq 0.39$ .

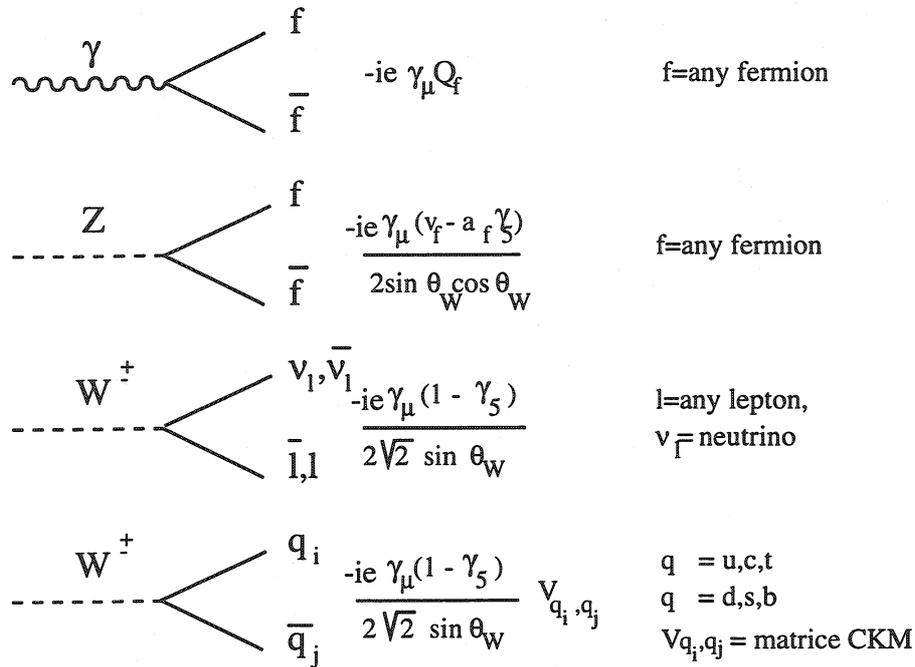


Fig. 1.2 – Les couplages électrofaible pour le Modèle standard, selon les règles de Feynman.

Les valeurs actuelles observées expérimentalement pour les modules de  $V_{CKM}$  sont [17] :

$$\begin{pmatrix} 0.9736 \pm 0.0016 & 0.22 \pm 0.003 & 0.002 \pm 0.005 \\ 0.216 \pm 0.017 & 0.896 \pm 0.078 & 0.041 \pm 0.005 \\ 0.003 - 0.011 & 0.03 - 0.06 & 0.999 \end{pmatrix}$$

Au premier ordre, en utilisant les règles de Feynman, on peut exprimer les couplages électrofaibles du  $\gamma$ ,  $Z$ ,  $W^\pm$  avec les fermions comme montré sur la figure 1.2. Dans ces expressions,  $e$  est l'unité de charge électrique, et les  $\gamma_i$  ( $i=1..5$ ) sont les matrices de Dirac, dans la convention de Pauli.

## 1.2 Production de paires de quarks

Pour de basses énergies de centre de masse  $\sqrt{s}$ , le processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  est donné par l'échange d'un photon. Lorsque l'énergie augmente, l'échange d'un boson  $Z$  entre en jeu, et, pour  $\sqrt{s} = 91$  GeV (LEP), l'échange du  $Z$  est dominant.

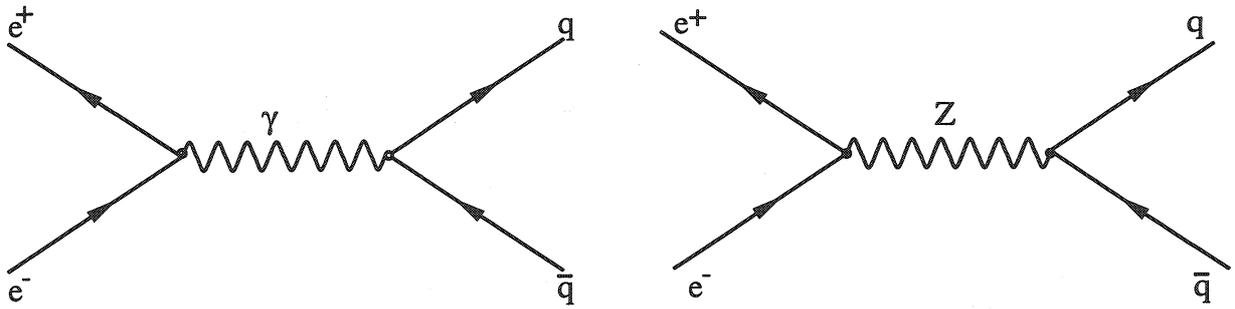


Fig. 1.3 – Diagramme de Feynman au plus bas ordre de la réaction  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

La figure 1.3 montre l'échange d'un  $\gamma$  ou du  $Z$  pour la réaction  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  (diagramme de Feynman de plus bas ordre).

A l'ordre le plus bas, la section efficace différentielle de production  $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  s'écrit :

$$\frac{d\sigma_0^q(s)}{d\Omega} = \frac{3\alpha^2}{4s} G_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + 2G_3(s) \cos \theta$$

et la section efficace totale :

$$\sigma_0^q(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} G_1(s)$$

où :

- masse des électrons, positrons et quarks finaux nulle,
- $G_2(s)$  n'apparaît pas car il s'élimine grâce à  $m_q = 0$ ,
- $G_1(s) = Q_q^2 - 2\chi_1^2 v_e v_q Q_q \text{Re}\chi_0(s) + \chi_1^4 (v_e^2 + a_e^2)(v_q^2 + a_q^2) |\chi_0(s)|^2$
- $G_3(s) = -2\chi_1^2 a_e a_q Q_q \text{Re}\chi_0(s) + 4\chi_1^4 v_e a_e v_q a_q |\chi_0(s)|^2$

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}$$

$$\chi_1(s) = \frac{1}{2\sin\theta_W \cos\theta_W}$$

$$\Gamma = \sum_{\text{fermions}} \Gamma_{\text{fermions}}$$

- $\theta$ , l'angle polaire entre l'électron entrant et le quark sortant, définit comme sur la figure 1.4

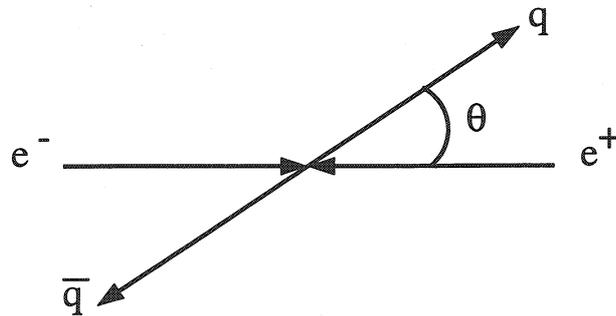


Fig. 1.4 – Définition de l'angle  $\theta$  entre l'électron entrant et le quark sortant

Il existe des diagrammes d'ordres supérieurs apportant des corrections à ceux de la figure 1.3. Ces corrections sont principalement de trois types :

1. **QED** : ce sont des photons qui sont ajoutés comme étant des radiations dans l'état initial ou final, ou une boucle de photons, ou encore l'interférence entre la radiation d'état final et initial,
2. **Faibles** : ce sont tous les diagrammes à une boucle et les diagrammes en boîte avec l'échange de 2 bosons massifs,
3. **QCD** : ce sont les diagrammes pour lesquels on fait intervenir la radiation des gluons.

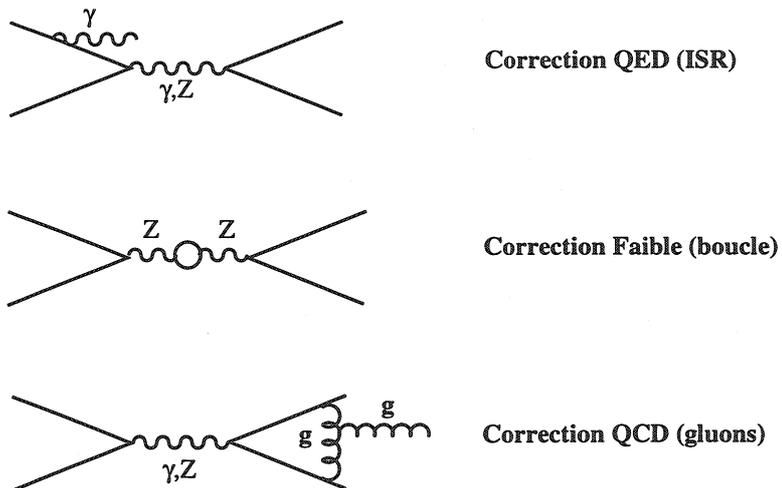


Fig. 1.5 – Exemples de diagrammes de Feynman pour les corrections QED, faibles et QCD

La figure 1.5 montre en exemple un diagramme de Feynman pour chaque correction, la contribution numérique la plus importante provenant de la QED.

Les corrections radiatives faibles dépendent de tous les paramètres du Modèle standard, en particulier de la masse du quark "top"  $m_t$  et de la masse du boson de Higgs  $M_H$ . La variation des corrections due à différentes valeurs possibles de la masse du boson de Higgs est faible puisqu'elle ne dépend que du logarithme de la masse du Higgs. Les corrections faibles peuvent être tenues en compte en gardant la formule de Born et redéfinissant les paramètres du Modèle standard qu'elle contient. L'expression qui en résulte est appelée l'approximation de la section efficace "Born improved". Les paramètres de cette nouvelle expression sont alors appelés effectifs et sont distingués des paramètres originaux par une barre sur le symbole. Ainsi,  $\bar{a}_f$  et  $\bar{v}_f$  représentent les constantes de couplage effectives vecteur et axial vecteur respectivement,  $\bar{\theta}_W$  l'angle de mélange effectif faible et  $\bar{G}_\mu$  la constante de désintégration effective du muon (Fermi) :

$$\begin{aligned}\bar{a}_f &= I_3^f + \frac{2}{3}\delta_{fb}\Delta\rho + \dots \\ \bar{v}_f &= (I_3^f - 2Q\sin^2\bar{\theta}_W) + \frac{2}{3}\delta_{fb}\Delta\rho + \dots \\ \sin^2\bar{\theta}_W &= \sin^2\theta_W + \cos^2\theta_W\Delta\rho + \frac{\alpha}{4\pi}[\ln(\frac{M_H}{17.3} + 1) - 2] + \dots \\ \bar{G}_\mu &= G_\mu(1 + \Delta\rho) + \dots\end{aligned}$$

où :  $\Delta\rho = \frac{2\sqrt{2}G_\mu m_t^2}{16\pi^2}$ ,  $\delta_{fb} = 1$  pour un quark b et 0 pour tous les autres fermions.

### 1.3 Hadronisation d'une paire de quarks

Au LEP, l'annihilation  $e^+e^-$  produit un boson Z qui se désintègre en une paire  $q\bar{q}$  la plupart du temps. On n'a jamais observé de quarks isolés, et toute la matière hadronique qui a été détectée est une combinaison de quarks neutre de couleur. On appelle "jet" l'ensemble de tous les hadrons associés à un même quark initial, et fragmentation (hadronisation), le processus qui amène à ces jets.

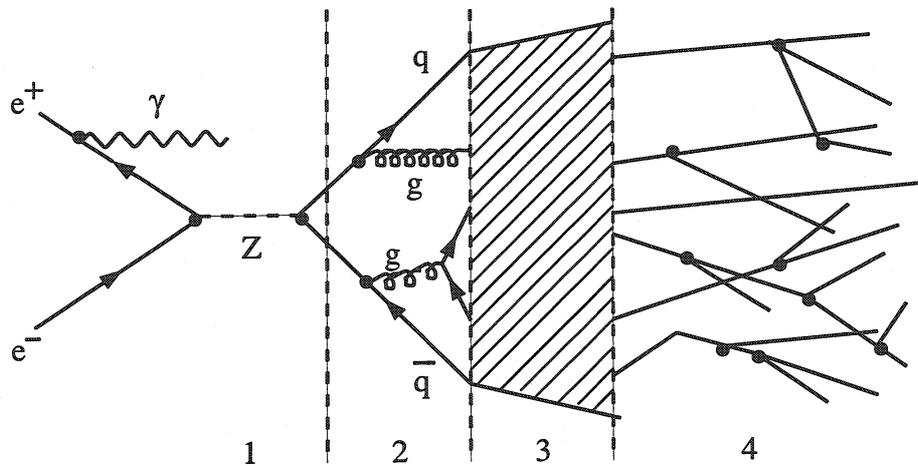


Fig. 1.6 – Représentation des quatre étapes de la désintégration du boson Z dans une paire de quarks  $q\bar{q}$  qui fragmente en un état final hadronique

En fait, le processus, dans lequel le boson Z se désintègre et produit une variété d'états finaux hadroniques, se divise en quatre étapes distinctes, schématisées sur la figure 1.6.

La **première étape**, durant laquelle la paire de quarks est produite, est décrite par la théorie électrofaible du Modèle standard (chapitre 1.1).

La **seconde étape** couvre la production d'une gerbe de partons, c'est à dire des quarks secondaires ainsi que des gluons. Cette étape peut être décrite mathématiquement par la QCD perturbative, soit avec un calcul complet mais ne dépassant pas  $O(\alpha_s^2)$ , soit avec un calcul simplifié, permettant de produire plus de quatre partons [18].

La **troisième étape** symbolise l'hadronisation, c'est-à-dire le passage d'un ensemble de partons à un ensemble de hadrons finaux. Cette étape ne peut pas être décrite par la QCD perturbative. On introduit des modèles phénoménologiques. Ces derniers sont par exemple définis dans l'article de Sjöstrand [19]. Ils possèdent de nombreux paramètres ajustables, ce qui rend ces modèles compliqués et donc leur choix difficile.

Diverses formules ont été développées pour paramétriser la fragmentation des hadrons lourds, la plus utilisée étant la formule de Peterson [20]. En fait, ce modèle utilise une procédure itérative dans laquelle le partage de l'énergie et de l'impulsion entre le quark initial et la nouvelle paire  $q\bar{q}$  est exprimée en terme de fonction de probabilité  $f(z)$ . On définit alors le "modèle des partons", en invoquant le fait que l'amplitude de probabilité de désintégration pour la fragmentation d'un quark lourd Q, est proportionnelle à l'énergie de transfert  $\Delta E = E_{Q_q} + E_q - E_Q$  ( $E_{Q_q}$  est l'énergie de l'état lié  $Qq$ ).

Si on pose :

$$p_Q \gg m_Q \gg m_q \text{ (où } p_Q \text{ est l'impulsion de } Q\text{)}$$

$$z = \frac{(E+p_{//})_{Q\bar{q}}}{(E+p_{//})_Q}$$

On obtient :

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

avec :

- N, un facteur de normalisation,
- $\epsilon_Q$ , un paramètre ajustable,
- Q, un quark lourd : c ou b ou t.

La valeur moyenne de  $z$  représente donc la puissance du processus de fragmentation, car  $z$  est la fraction d'énergie prise par le hadron  $q\bar{q}$ , et  $(1-z)$  celle du parton restant.

On définit alors  $x_E = \frac{E_{Q\bar{q}}}{E_{\text{faisceau}}}$  ( $x_E < z$ ). La fonction  $x_E$  est également modélisée par la fonction de Peterson, avec  $\epsilon$  comme paramètre.

La **dernière étape** voit la désintégration des hadrons de courts temps de vie, en des particules observables. Théoriquement, on peut décrire cette étape avec des paramètres déjà mesurés, comme par exemple le temps de vie, la masse, la largeur de désintégration ou encore le taux de branchement.

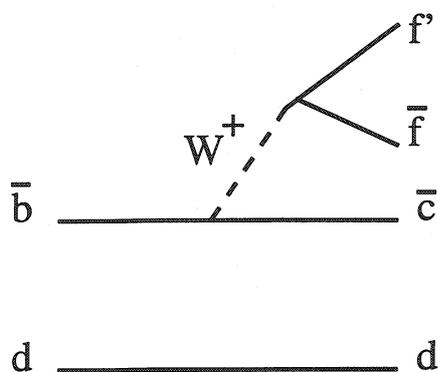
## 1.4 Désintégration des hadrons B

La désintégration du quark b se fait à travers le changement de saveur introduit par l'interaction faible. Dans le Modèle standard, le changement de saveur ne peut pas être réalisé par courant neutre (mécanisme de GIM [21]). Ainsi, le changement de saveur de l'interaction faible se fait grâce aux bosons vecteurs chargés  $W^\pm$ .

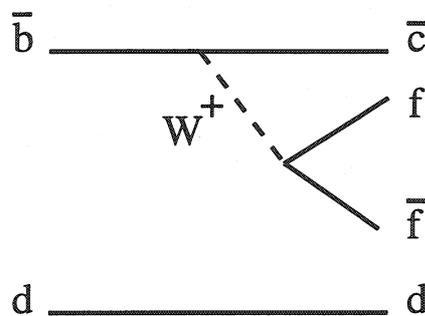
Les modes les plus importants de désintégration du méson B sont :

- désintégrations du type spectateur (interne ou externe)
- désintégrations du type annihilation
- désintégrations par échange d'un W
- désintégrations du type Penguin

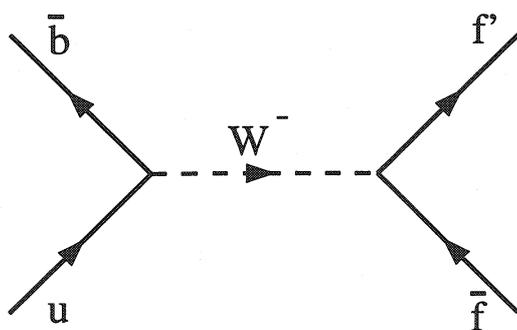
La figure 1.7 montre les diagrammes de Feynmann de ces modes de désintégration.



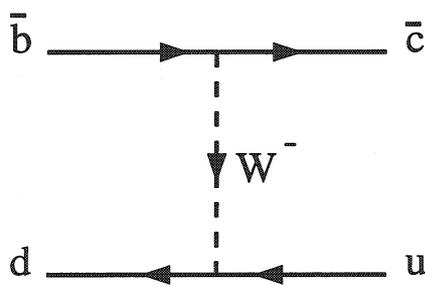
1a. Spectateur externe



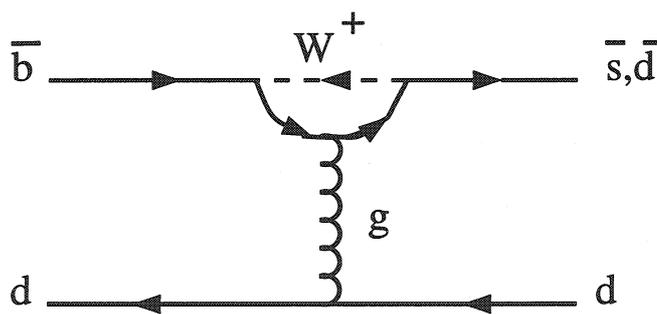
1b. Spectateur interne



2. Annihilation



3. Echange



4. Penguin

Fig. 1.7 – Quatre modes de désintégration du quark b

La méthode dite “spectateur” consiste en la désintégration du quark lourd en un quark plus léger (par émission d’un  $W^\pm$  virtuel), alors que le quark léger reste spectateur, et n’a aucun effet sur la désintégration. Ce modèle néglige les effets QCD qui sont présents, puisque les quarks sont maintenus ensembles par la force forte. Ce modèle est tout de même correct pour les mésons de saveur lourde. Le diagramme spectateur peut être de deux formes différentes : spectateur externe et spectateur interne, comme montré sur la figure 1.7. Si les fermions émis sont un lepton ( $e, \mu, \tau$ ) et son neutrino correspondant, les deux diagrammes sont identiques, et on parle de désintégration semileptonique du  $b$ . Par contre, si les fermions émis sont des quarks, les diagrammes se différencient. Le diagramme spectateur interne est supprimé par un facteur 3 environ par rapport au spectateur externe, car la paire de quarks produite par la désintégration du  $W^\pm$  doit conserver la même couleur que celle du quark spectateur.

Les mésons lourds neutres n’ont pas le même temps de vie, ni le même taux de branchement semileptonique que les mésons chargés. Ceci prouve que les diagrammes spectateurs ne sont pas suffisants, et on introduit les autres diagrammes présentés dans la figure 1.7 (2 à 4).

Les modèles Isgur, Scora, Grinstein et Wise (ISGW) [22] et Altarelli, Cabbibo, Maiani et Martinelli (ACCM) [23] sont les deux modèles les plus utilisés pour décrire les effets des diagrammes non-spectateurs (effet  $<10\%$  pour le cas des quarks  $b$ ).

Le premier a pour mérite de donner des prédictions pour les taux de branchement semileptoniques du méson  $B$  en  $D$ ,  $D^*$  et  $D^{**}$ .

Les désintégrations semileptoniques des hadrons jouent un rôle important dans la compréhension des interactions faibles et fortes. Expérimentalement, des leptons de haute impulsion transverse ( $p_T$ ) sont une signature de désintégration de quarks lourds.

En effet, pour la désintégration semileptonique d’un hadron  $A$  en hadron  $X$  ( $A \rightarrow X l \nu_l$ ), l’impulsion maximale du lepton est, si on néglige la masse du lepton :

$$p_{\max} = \frac{m_A^2 - m_X^2}{2m_A}$$

En utilisant par exemple un hadron  $B$  ( $m_B = 5.3 \text{ GeV}/c^2$ ), on obtient l’impulsion maximale dans le référentiel du hadron initial :  $p_{\max} = 2.3 \text{ GeV}/c$ . Cette information ne peut être utilisée directement expérimentalement, à cause du “boost” dans le référentiel du laboratoire.

Par contre, la composante d'impulsion du lepton perpendiculaire à la direction du hadron n'est pas affectée par le "boost". Cette dernière est corrélée à l'axe du jet, déterminé expérimentalement. La composante d'impulsion du lepton, perpendiculaire à l'axe du jet le plus proche ( $p_T$ ) est alors une quantité mesurable expérimentalement, qui permet de séparer les quarks de saveur lourde (b par exemple), du bruit de fond de quarks plus légers. La figure 1.8 montre le spectre en  $p_T$  pour différents quarks se désintégrant en leptons.

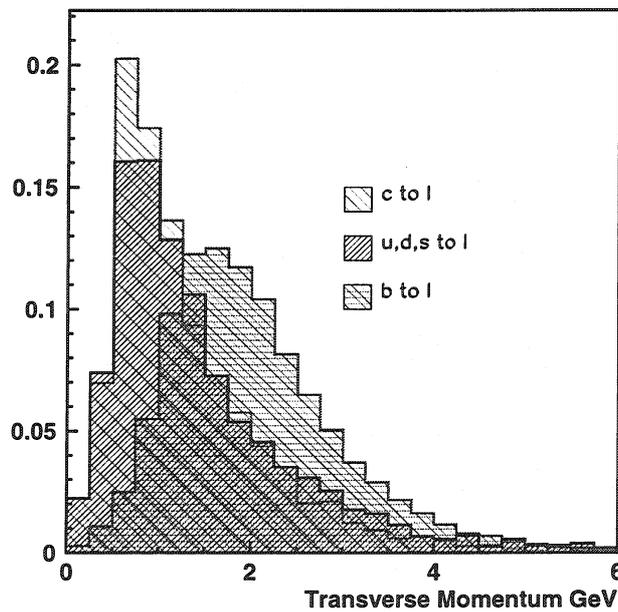


Fig. 1.8 – Spectre en  $p_T$  de désintégration de quarks en leptons

## 1.5 Asymétrie avant-arrière

L'asymétrie avant-arrière  $A_{\text{FB}}^{\text{q}\bar{\text{q}}}$  est le résultat de l'interférence entre les composantes vecteur et vecteur-axial des courants neutres faibles [24].

L'asymétrie avant-arrière pour le processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  est définie par :

$$A_{\text{FB}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} = \frac{\sigma_{\text{F}} - \sigma_{\text{B}}}{\sigma_{\text{F}} + \sigma_{\text{B}}}$$

avec :

$$\sigma_{\text{F}} = 2\pi \int_0^1 \frac{d\sigma^{\text{q}}}{d\Omega} d(\cos\theta) \quad \sigma_{\text{B}} = 2\pi \int_{-1}^0 \frac{d\sigma^{\text{q}}}{d\Omega} d(\cos\theta)$$

$\theta$  est défini comme dans la figure 1.4.

Cette expression peut également être exprimée à l'aide des formules de la section 1.2 :

$$A_{\text{FB}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} = \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s)}$$

La section efficace différentielle du processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  s'écrit :

$$\frac{d\sigma^{\text{q}}}{d\Omega} \sim \frac{3}{8} (1 + \cos^2\theta) + A_{\text{FB}}^{\text{q}\bar{\text{q}}} \cos\theta$$

En utilisant dans  $G_1(s)$  et  $G_3(s)$  les constantes de couplage effectives  $\bar{a}_f$  et  $\bar{v}_f$  (cf. chap. 1.2), on peut réécrire la formule pour l'asymétrie ("Born improved"). De plus, à  $\sqrt{s} = M_Z$ , on parle de l'asymétrie au pôle du Z, qui s'écrit :

$$A_{\text{FB}}^{\text{q}\bar{\text{q}},0} = \frac{3}{4} \bar{A}_e \bar{A}_q$$

$$\text{avec : } \bar{A}_e = \frac{2\bar{v}_e \bar{a}_e}{\bar{v}_e^2 + \bar{a}_e^2} = \frac{2(1-4|Q_e| \sin^2 \bar{\theta}_W)}{1+(1-4|Q_e| \sin^2 \bar{\theta}_W)^2}$$

$$\text{et } \bar{A}_q = \frac{2\bar{v}_q \bar{a}_q}{\bar{v}_q^2 + \bar{a}_q^2} = \frac{2(1-4|Q_q| \sin^2 \bar{\theta}_W)}{1+(1-4|Q_q| \sin^2 \bar{\theta}_W)^2}$$

Les corrections faibles d'ordre supérieur ont été négligées.

De manière à comparer la théorie aux mesures expérimentales, trois types de corrections doivent être apportées : QCD, QED et électrofaibles.

Fermion i	$\ell$	c	b
$\frac{\Delta \sin^2 \bar{\theta}_W}{\Delta A_{FB}^{0,i}}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{6}$

Tab. 1.3 – Sensibilité de  $\sin^2 \bar{\theta}_W$  par rapport à  $A_{FB}^{ff}$

Les corrections **QED** viennent principalement de photon émis dans l'état initial; ceci amène une réduction de l'asymétrie  $\delta A_{FB} \sim -0.025$  car l'énergie de centre de masse disponible  $\sqrt{s}$  est diminuée d'une part, et  $A_{FB}$  croît en fonction de  $\sqrt{s}$  d'autre part.

Les corrections **QED** d'état final ainsi que les corrections **QCD** (radiation de gluons dans l'état final), n'affectent que la partie symétrique  $\sigma_F + \sigma_B$ . On a :

$$\begin{aligned}
A_{FB}^{q\bar{q},0} &\rightarrow A_{FB}^{q\bar{q},0} \left( \frac{1}{1 + \delta_{QED}} \right) \left( \frac{1}{1 + \delta_{QCD}} \right) \\
&\sim A_{FB}^{q\bar{q},0} (1 - \delta_{QED})(1 - \delta_{QCD})
\end{aligned}$$

avec  $\delta_{QED}$  et  $\delta_{QCD}$  petites, décrivant les corrections QED et QCD à apporter.

Le fait de mesurer  $A_{FB}^{q\bar{q}}$  permet d'obtenir de l'information sur  $\sin^2 \bar{\theta}_W$ , et ainsi des estimations de  $m_t$  et  $m_H$ . En fait, parmi toutes les façons de mesurer  $\sin^2 \bar{\theta}_W$ , la mesure de  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  est celle qui donne la meilleure résolution sur  $\sin^2 \bar{\theta}_W$ , ceci pour deux raisons principales : la statistique d'une part, et la charge du quark b d'autre part. La table 1.3 montre la sensibilité approximative de  $\sin^2 \bar{\theta}_W$  par rapport à  $A_{FB}^{ff}$ .

## 1.6 Oscillation du système $B^0 - \bar{B}^0$ , mélange.

### 1.6.1 Rappel historique

Les oscillations et donc les mélanges de particules en leur anti-particule, ont été prédits en 1955 pour le système  $K^0 - \bar{K}^0$  par Gell-Mann et Pais [25], et observés pour la première fois par Landé *et al.* [26]. Théoriquement, le mélange est également possible pour les systèmes  $D^0 - \bar{D}^0$  ou  $B^0 - \bar{B}^0$ . Des effets mesurables n'ont pourtant été observés que dans le second système.

La première évidence pour un mélange  $B^0 - \bar{B}^0$  a été montrée en 1987 dans l'expérience

UA1 au CERN [27, 28] par un excès de dimuons de même charge. Ensuite, ce mélange a été confirmé à  $\Upsilon(4S)$  par les collaborations de ARGUS [29, 30] et CLEO [31], ainsi que par CDF à Fermilab [32].

### 1.6.2 Théorie des oscillations [33]

Dans le système  $K^0 - \bar{K}^0$ , les états propres de saveur  $K^0 = (\bar{s}d)$  et  $\bar{K}^0 = (s\bar{d})$  ne sont pas les états propres de masse  $K_S^0$  et  $K_L^0$  (c'est-à-dire les particules observables avec une véritable masse et un véritable temps de vie), mais une combinaison linéaire de  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ .

Le système  $B^0 - \bar{B}^0$  ( $B_d^0$  ou  $B_s^0$ ) oscille de la même manière que le système  $K^0 - \bar{K}^0$ . Les mésons  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  sont des états propres de saveur et non pas des états propres de masse.

On peut écrire la matrice de masse décrivant le mélange de la manière suivante en utilisant l'équation de Schrödinger  $i\frac{d\psi}{dt} = H\psi$  où  $H = M - i\Gamma/2$  :

$$M - i\Gamma/2 = \begin{pmatrix} M_{11} - i\Gamma_{11}/2 & M_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ M_{21} - i\Gamma_{21}/2 & M_{22} - i\Gamma_{22}/2 \end{pmatrix}$$

avec  $M$  et  $\Gamma$  respectivement les matrices de masse et de désintégration.  $M_{11}$  et  $M_{22}$  viennent des masses et des énergie de liaison des constituants,  $M_{12}$  et  $M_{21}$  sont dus aux transitions  $B^0 - \bar{B}^0$ .  $\Gamma_{11}$  et  $\Gamma_{22}$  viennent des désintégrations  $B^0 \rightarrow X$  et  $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{X}$  alors que  $\Gamma_{12}$  et  $\Gamma_{21}$  sont dues à  $B^0 \rightarrow X \rightarrow \bar{B}^0$ .

On écrit alors les états propres de masse normalisés :

$$|B_{1,2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} ((1+\epsilon)|B^0\rangle \pm (1-\epsilon)|\bar{B}^0\rangle)$$

avec les valeurs propres :

$$\begin{aligned} M_{1,2} &= M \mp \text{Re}(\sqrt{(M_{12} - i\Gamma_{12})(M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*)}) \\ \Gamma_{1,2} &= \Gamma \pm \text{Im}(\sqrt{(M_{12} - i\Gamma_{12})(M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*)}) \\ \epsilon &= \frac{\text{Im}(\Gamma_{12}/2) + i\text{Im}(M_{12})}{i\Delta\Gamma/2 - \Delta M} \end{aligned}$$

$\Delta M$  est la différence de masse entre les deux états propres de masse, et  $\Delta\Gamma$  est la différence de largeur entre les deux états propres.

Si la violation de CP n'existe pas, alors  $\text{Im}(\Gamma_{12}) = 0$  et  $\text{Im}(M_{12}) = 0$ , ce qui conduit à  $\epsilon = 0$ .

L'évolution dans le temps d'un état pur  $B^0$  est :

$$|B^0(t)\rangle = \frac{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}{\sqrt{2(1+|\epsilon|)}} (|B_1\rangle e^{i(M_1-i\Gamma_1)t/2} + |B_2\rangle e^{i(M_2-i\Gamma_2)t/2})$$

et le paramètre  $\chi_B$  s'écrit alors :

$$\chi_B = \frac{\text{Prob}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{\text{Prob}(B^0 \rightarrow B^0) + \text{Prob}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)} = \frac{x^2 + y^2}{2(1+x^2)} \approx \frac{x^2}{2(1+x^2)}$$

où on a posé  $x = \Delta M/\Gamma$  et  $y = \Delta\Gamma/2\Gamma$ .

Comme le quark b est lourd, les temps de vie des mésons sont presque les mêmes, c'est-à-dire que  $\Delta M_i \gg \Delta\Gamma_i \rightarrow x^2 \gg y^2$ .

Sans tenir compte de la violation de CP, on a le droit d'écrire :

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle) \text{ avec masse } M_1 \text{ et largeur } \Gamma_1 \\ |B_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle) \text{ avec masse } M_2 \text{ et largeur } \Gamma_2 \end{aligned}$$

Comme  $B_1$  et  $B_2$  ont presque la même largeur de désintégration,  $\Gamma_1 \simeq \Gamma_2 = \Gamma$ . En utilisant ceci, et  $\Delta M = M_1 - M_2$ , on peut dériver les intensités de  $B^0$  et  $\bar{B}^0$  pour un faisceau de méson  $B^0$  de départ, d'intensité 1.

$$\begin{aligned} I(t)^{unmix} &= \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(1 + \cos(\Delta M t)) \\ I(t)^{mix} &= \frac{1}{2}e^{-\Gamma t}(1 - \cos(\Delta M t)) \end{aligned}$$

$\tau_B$  est court, on mesure le mélange  $B^0\bar{B}^0$  intégré dans le temps. En utilisant  $I(t)^{\text{unmix}}$  et  $I(t)^{\text{mix}}$ , on trouve :

$$N(B^0 \rightarrow B^0) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Delta M^2} \right)$$

$$N(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Delta M^2} \right)$$

Comme les hadrons B sont produits par paires, le taux de mélange est donné par le nombre de mésons B ayant subi une oscillation sur le nombre de hadrons B ( $x_b = \frac{\Delta M_b}{\Gamma_b}$ ) :

$$\chi_d = \frac{N(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0)}{N(B_d^0 \rightarrow B_d^0) + N(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0)}$$

### 1.6.3 Observation du mélange

Dans le modèle standard, le méson  $\bar{B}^0$  peut osciller en un méson  $B^0$  selon les diagrammes de Feynman en "boîte", montrés sur la figure 1.9 [34].

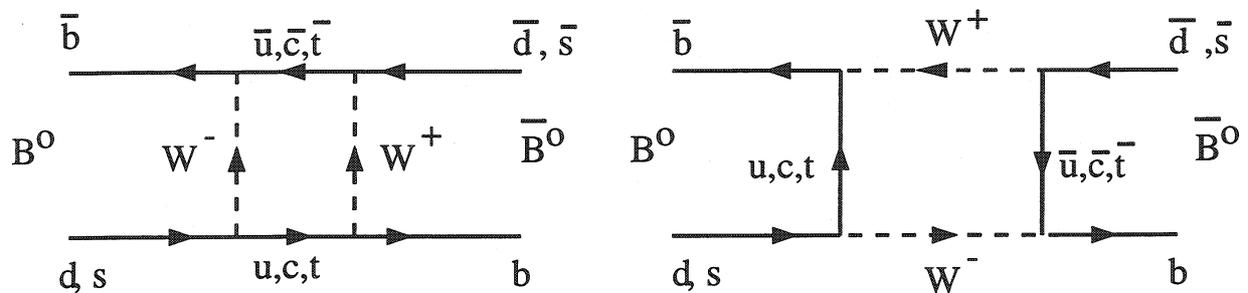


Fig. 1.9 – Les diagrammes en "boîte" de Feynman avec l'échange de deux bosons W.

La désintégration faible du méson donne, après oscillation, un lepton de charge opposée à celle du quark initial.

Ainsi, la probabilité jointe qu'un quark primaire  $b$  hadronise en un méson  $B$  qui oscille avant de se désintégrer semileptoniquement est :

$$\chi_B \equiv \frac{\text{BR}(b \rightarrow \bar{B}_{d,s}^0 \rightarrow B_{d,s}^0 \rightarrow l^+ X)}{\text{BR}(b \rightarrow b\text{-hadron} \rightarrow l^\pm X)}$$

De plus, l'asymétrie observée est reliée à la véritable asymétrie  $b\bar{b}$  par la relation :

$$A_{\text{FB}}^{\text{obs}} = A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}(1 - 2\chi_B)$$

Le mélange peut être observé de manière expérimentale, dans des événements  $b\bar{b}$ , pour lesquels les deux mésons se désintègrent de manière semileptonique. Sans mélange, les deux leptons auraient des charges opposées, alors que s'il y a eu oscillation d'un des deux mésons, les deux leptons observés seront de même charge (voir chapitre 5).

Expérimentalement, les collisionneurs qui fonctionnent sur la résonance  $\Upsilon(4s)$  n'ont pas assez d'énergie pour produire des mésons  $B_s^0$ , c'est-à-dire que ARGUS et CLEO mesurent directement  $\chi_d$ .

A LEP, le paramètre de mélange observé est une combinaison des oscillations des mesons  $B_d^0$  et  $B_s^0$  :  $\chi_B = f_d \chi_d + f_s \chi_s$ , où  $f_d$  et  $f_s$  sont les abondances relatives des mésons  $B_d^0$  et  $B_s^0$  dans les désintégrations semi-leptoniques.

## Chapitre 2

# Le détecteur L3 au LEP

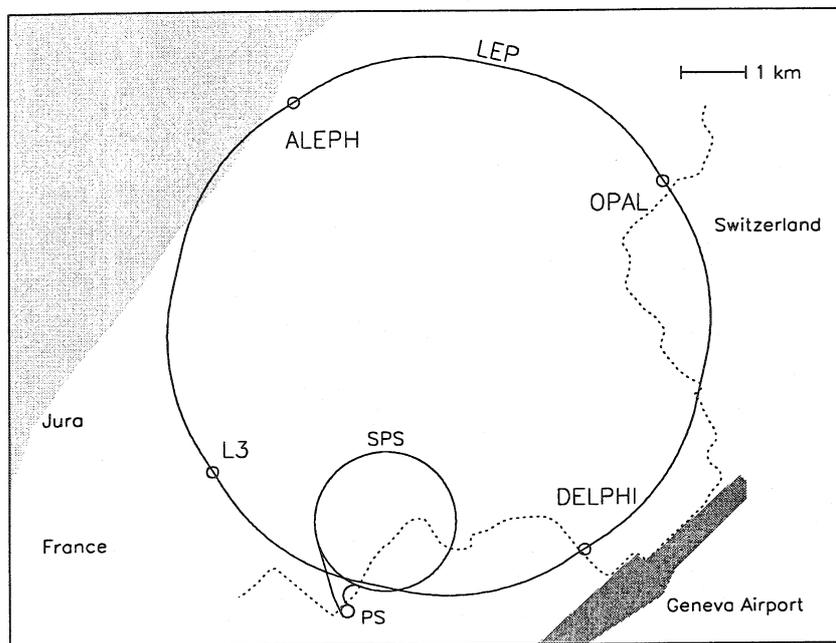
Le but de ce chapitre est d'une part d'introduire le collisionneur électron-positron (LEP : Large Electron Positron Collider) ainsi que son mode de fonctionnement, et, d'autre part, de présenter les différents composants du détecteur L3 qui sont utilisés dans l'analyse décrite dans cette thèse.

### 2.1 Le LEP

En 1976, le projet européen d'anneau de collision  $e^+e^-$  dédié à la production de bosons Z et  $W^\pm$  a été accepté sous le nom de LEP. Un tel collisionneur était nécessaire pour obtenir une mesure précise de la masse des bosons massifs, étudier leurs canaux de désintégration, ceci grâce à une importante statistique peu contaminée par le bruit de fond. Le LEP est donc un appareillage idéal pour étudier en détail les interactions électrofaibles.

Le LEP est actuellement le plus grand accélérateur électrons-positrons au monde en fonctionnement [35, 36]. Il est installé dans un tunnel long de 26.7 km de circonférence, variant entre 50 et 150 m sous terre, traversant les frontières suisses et françaises. Il consiste en huit parties courbes et huit parties rectilignes. Sur quatre des huit sections droites, on a placé de grands détecteurs de particules : L3, ALEPH, OPAL et DELPHI respectivement.

L'énergie de collision des faisceaux est produite par une chaîne de processus d'accélération, de stockage et de transferts [35, 36]. On obtient les positrons en utilisant des électrons, accélérés à des énergies de 200 MeV par un accélérateur linéaire, qui viennent frapper une feuille mince de tungstène.



**Fig. 2.1 – L'accélérateur du LEP et ses quatre détecteurs.**

Un second accélérateur linéaire permet de donner une énergie de 600 MeV aux positrons, avant qu'ils soient injectés dans l'anneau d'accumulation électron- positron (EPA). Les électrons, eux, sont directement injectés dans l'accélérateur à 600 MeV et transférés dans l'anneau d'accumulation.

Lorsque la densité des faisceaux d'électrons et de positrons est suffisante, les particules sont envoyées dans le "Proton Synchrotron" (PS), qui les accélèrent jusqu'à 3.2 GeV. Ensuite, les particules sont injectées dans le "Super Proton Synchrotron" (SPS), et accélérées jusqu'à 20 GeV. Enfin, 4 ou 8 paquets d'électrons et positrons sont injectés dans le LEP puis accélérés jusqu'à l'énergie nominale.

La figure 2.1 présente la position géographique des anneaux accélérateurs, ainsi que des quatre détecteurs.

Les faisceaux sont maintenus en orbite par trois mille aimants dipolaires et deux mille aimants quadripolaires de focalisation et correction. Les particules circulent dans un tube en aluminium ovale de  $13 \times 7 \text{ cm}^2$ , à l'intérieur duquel on maintient un vide d'environ  $10^{-9} - 10^{-10} \text{ Torr}$ .

En circulant dans le LEP, les électrons et les positrons perdent, à 45 GeV, environ 117 MeV par tour par radiation synchrotronique. L'action de 128 cavités accélératrices radiofréquence permet de compenser ces pertes.

Depuis la production de ses premiers Z en août 1989, le LEP a produit environ 17 millions de Z distribués sur les quatre points d'interaction, dont presque 4 millions enregistrés par le détecteur L3.

Dans sa première phase, LEP1 (1989 à 1995), les électrons et les positrons étaient accélérés jusqu'à des énergies de 45 GeV environ par faisceau, fournissant alors une énergie de centre de masse permettant d'étudier la région de résonance du Z.

Dans sa seconde phase, LEP2, l'énergie de chacun des faisceaux a été graduellement augmentée en quatre étapes, jusqu'à une énergie de centre de masse de 189 GeV en 1998 (1995 : 164 GeV, 1996 : 172 GeV, 1997 : 184 GeV).

Il est déjà prévu que pour sa dernière phase, le LEP atteigne des énergies de centre de masse égales ou supérieures à 200 GeV en 1999 et 2000.

Pour ce travail de thèse sont étudiées les données collectées de 1990 à 1995 pour la période de LEP1, et du fait de la statistique, seules les données de 1998 ont été prises en compte pour la période LEP2.

## 2.2 L3

Le détecteur L3 a été construit pour optimiser la mesure des photons, des électrons et des muons.

Pour mesurer l'asymétrie des produits de désintégration du boson Z, la direction, ainsi que la charge de ces produits doivent être déterminées. Pour la direction, il est nécessaire d'avoir une bonne granularité des calorimètres, tandis que pour la charge, il faut un bon détecteur de traces.

La figure 2.2 montre une vue en perspective du détecteur L3 ainsi que les différents sous-détecteurs le constituant. Les directions des faisceaux d'électrons et de positrons sont également indiquées.

Tous les sous-détecteurs [37], sauf les chambres à muons, ont pour support un tube de 32 m de long et de 4.45 m de diamètre. Ils sont tous installés dans un aimant octogonal de 7800 tonnes, fournissant un champ magnétique, le long du faisceau, de 0.5 Tesla.

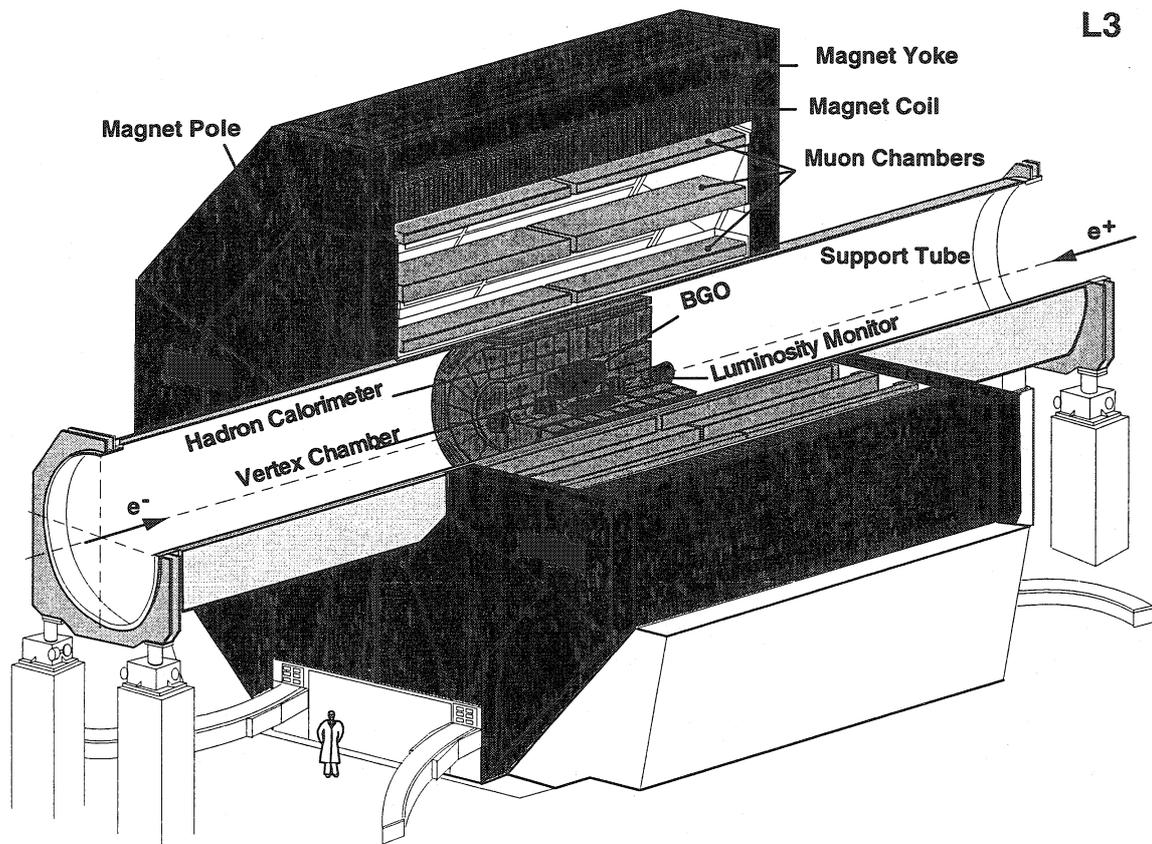


Fig. 2.2 – Vue en perspective du détecteur L3 et de ses constituants.

Les produits de la désintégration du Z, provenant des collisions  $e^+e^-$  au centre du détecteur, rencontrent successivement :

- Le détecteur de vertex au silicium (SMD), installé en 1994,
- La chambre centrale de traçage (TEC),
- Le calorimètre électromagnétique (ECAL),
- Les compteurs à scintillation,
- Le calorimètre hadronique (HCAL),
- Les chambres à muons (MUCH).

Le détecteur à très bas angle (VSAT), les détecteurs de luminosité (LUMI) et les anneaux actifs de plomb (ALR) sont placés à l'avant et à l'arrière du détecteur L3.

Les différents détecteurs utilisés dans l'analyse présentée ici sont discutés en détail ci-dessous.

### 2.2.1 Le détecteur de vertex au silicium : SMD [38]

Ce détecteur n'a été opérationnel qu'au cours de 1994 et n'est utilisé, dans le cas particulier de ce travail, que pour les données collectées en 1998.

La figure 2.3 montre une vue de ce détecteur. Il est constitué de deux couches de douze échelles à "microstrips", chacune d'elle est divisée en deux parties ("wafers"), connectées mécaniquement et électroniquement.

Chaque couche est lue des deux côtés, l'une donnant une information dans la direction  $R - \Phi$ , l'autre dans la direction  $z$ .

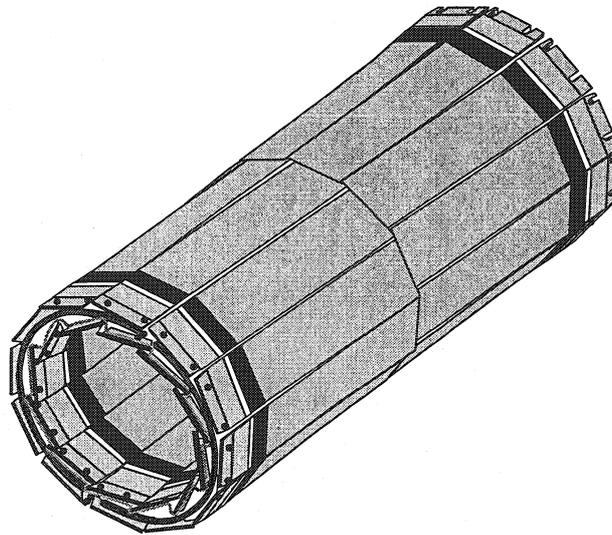


Fig. 2.3 – Le détecteur de vertex au silicium : le SMD

La couche interne, double face (rayon 6.2 cm), est parallèle à l'axe du faisceau et donne une mesure dans le plan perpendiculaire au faisceau.

La seconde couche (rayon 7.8 cm), quant à elle, est tournée de deux degrés pour permettre une mesure de la coordonnée  $z$  (correspondance de la trace du vertex primaire avec les deux points en trois dimensions du SMD).

La résolution intrinsèque d'un point est de  $7 \mu\text{m}$  en  $R - \Phi$  et  $15 \mu\text{m}$  en  $z$ . La résolution en impulsion des traces reconstruites par le SMD est  $\delta p/p = 1.5\%$ . L'erreur sur la distance d'approche la plus courte (DCA [60]) varie de 25 à  $40 \mu\text{m}$ .

## 2.2.2 La chambre à expansion temporelle : TEC [39]

La TEC mesure la charge, l'impulsion et la direction des particules chargées.

Le traceur central de L3 est une chambre à expansion, c'est-à-dire une chambre à dérive dont la vitesse de dérive est particulièrement lente ( $6\mu\text{m}/\text{ns}$  environ), avec un rayon d'environ 50 cm et une longueur de 1 m. Il est composé de deux chambres à dérive cylindriques et concentriques, une interne, divisée en 12 secteurs, et une externe divisée en 24 secteurs. Cette configuration a été choisie pour obtenir le rapport volume de dérive sur volume de détection le plus grand possible, un rapport qui maximalise la résolution spatiale. La chambre est remplie d'un mélange de gaz carbonique (80 %) et d'isobutane (20 %) qui permet une vitesse de dérive lente des électrons. Les électrons, venant des ionisations créées par le passage de particules chargées, dérivent dans un champ électrique homogène de 0.9 kV/cm vers un plan de fils d'anode parallèle à la direction du faisceau, et fixés à une tension de 2.9 kV. En discriminant les signaux d'électrons au-dessus d'un certain seuil, on obtient pour chaque fils d'anode, ce que l'on appelle un "hit" (coup). Chaque secteur contient 8 (TEC interne) ou 54 (TEC externe) fils d'anode.

Le volume de dérive des électrons est divisé en une région de dérive avec un champ électrique homogène faible, et une région d'amplification avec un fort champ électrique. Les deux régions sont séparées par une grille de fils à un potentiel nul de manière à obtenir un champ de dérive homogène.

Tous les fils de la TEC sont parallèles à la ligne du faisceau, et soutenus par des plaques support. Leur longueur sensible est 982 mm.

On distingue trois types de fils d'anode pour chaque secteur :

- Les fils de mesure mesurent la coordonnée  $R - \Phi$  des traces, et sont au nombre de six dans la chambre interne et trente et un dans la chambre externe. Ils ne sont lus que d'un côté.
- Les fils de division de charges sont lus des deux côtés et permettent donc la mesure de la coordonnée  $z$  par comparaison de l'amplitude des deux signaux. Ils sont deux dans la partie interne et neuf dans la partie externe.
- Les fils de grille sont identiques aux normaux. Ils sont groupés par cinq de chaque côté de la région d'amplification.

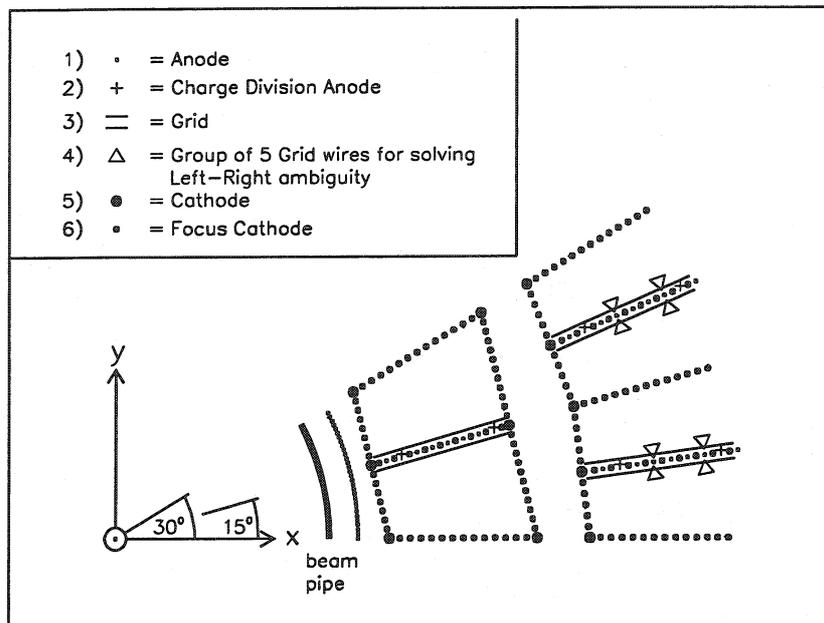


Fig. 2.4 – Représentation schématique d'un secteur de la TEC.

En lisant l'information de chaque côté, on peut résoudre l'ambiguïté gauche-droite, en choisissant le signal le plus grand ou le premier arrivé. On dénombre quatorze fils dans la chambre externe, aucun dans la chambre interne.

La résolution spatiale est de  $50 \mu\text{m}$  par fil. La résolution en impulsion est  $\delta p/p = 2\%$ , celle sur la mesure du DCA [60] est d'environ  $130 \mu\text{m}$ . La résolution sur la détermination de l'angle  $\Phi$  vaut 5 mrad.

Près de l'anode, la mesure de la charge est difficile. La figure 2.5 montre la confusion de charge en fonction de l'angle  $\Phi_{\text{local}}$  dans un secteur, en utilisant des événements di-muon ( $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ). En fait, on suppose que la charge du muon, obtenue par la chambre à muons, est correcte et on compte le nombre de fois où la charge vue dans la TEC n'est pas la même que celle des chambres à muons, ceci en fonction de l'angle  $\Phi_{\text{local}}$  (défini comme l'angle  $\Phi$  du muon, ramené à l'intérieur du premier secteur de la TEC).

La confusion de charge est plus grande près de l'anode de secteur interne ( $\Phi_{\text{local}} = 0$ ), près des cathodes ( $\Phi_{\text{local}} = \pi/12$ ) et de l'anode de secteur externe ( $\Phi_{\text{local}} = \pi/24$ ). L'asymétrie que l'on observe sur la figure, entre  $\Phi_{\text{local}} < \pi/24$  et  $\Phi_{\text{local}} > \pi/24$  est due à la distance différente des anodes. La confusion de charge observée est de l'ordre de 2 %.

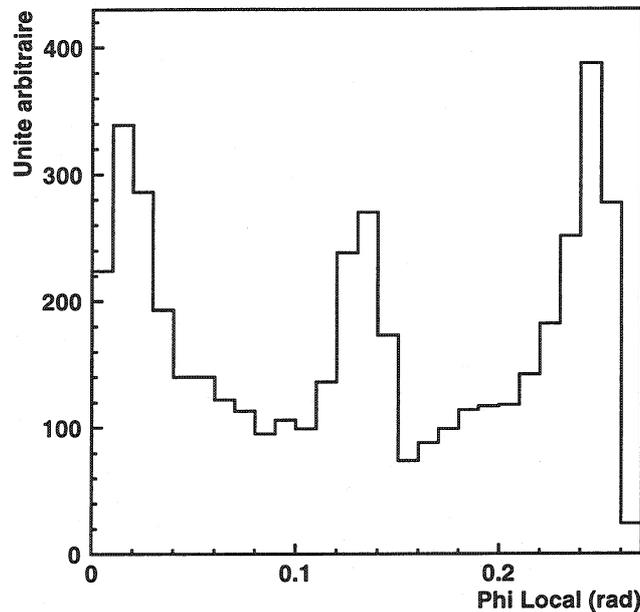


Fig. 2.5 – Confusion de charge de la TEC, en fonction de l’angle  $\Phi_{\text{local}}$  dans un secteur.

### 2.2.3 Le calorimètre électromagnétique : ECAL [40]

Ce calorimètre a été conçu pour assurer une très bonne résolution spatiale, ainsi qu’une grande précision sur la mesure de l’énergie et de la position des électrons et des photons. La granularité de ce détecteur est fine afin d’obtenir une bonne séparation des photons, électrons et pions.

Ce calorimètre est fait de cristaux d’Oxyde de Germaniate de Bismuth (BGO) qui constituent à la fois le milieu de formation de la gerbe et le milieu actif. Ce matériau a un bon pouvoir d’arrêt dû à sa densité élevée (  $7.13 \text{ g/cm}^3$  ), un temps de réponse court (300 ns) et un taux de lumière élevé (comparé au tungstate de plomb). La lumière est collectée par deux photodiodes placées sur la face arrière de chaque cristal. Les photodiodes ont une efficacité de 70% et transforment la lumière en un signal électrique de  $\sim 1200$  électrons par MeV d’énergie déposée.

Le ECAL est constitué d’une partie centrale tonneau (BARREL) et de deux parties dites bouchons (ENDCAP), situées de part et d’autre de la partie centrale. Il couvre environ 95 % de l’angle solide total (figure 2.6).

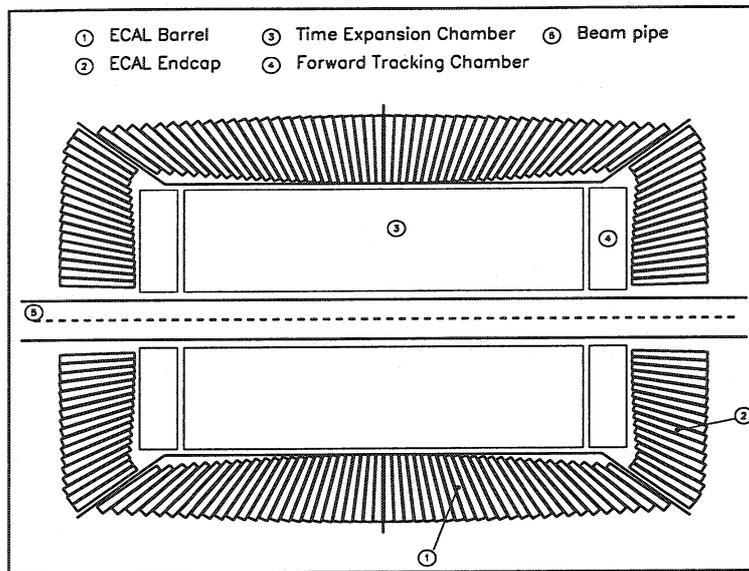


Fig. 2.6 – Vue schématique du ECAL de L3.

Le BARREL est divisé en deux parties, consistant chacune en 3840 cristaux, arrangés par groupe de 160 sur 24 anneaux. Ceci couvre un angle polaire  $41^\circ < \theta < 139^\circ$ . Chaque ENDCAP comporte 1536 cristaux, divisés en 16 sections selon l'angle  $\Phi$ . Les ENDCAP permettent d'étendre la couverture angulaire à  $13^\circ$  à l'avant et  $167^\circ$  à l'arrière.

Chaque cristal a la forme d'une pyramide tronquée de 24 cm de long et une section de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  en haut et  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  en bas.

Pour garantir la stabilité en temps de la résolution, il est nécessaire d'effectuer des fréquentes calibrations des cristaux [41] :

- La température de fonctionnement du BGO est  $18^\circ$ . Elle a été choisie juste au-dessus du point de condensation afin d'éviter des dommages sur l'électronique.
- Comme le rendement en lumière du BGO a une dépendance en température de  $-1.55\%/K$ , la température doit rester stable au niveau de quelques dixièmes de degrés. Des sondes de température ont donc été installées tous les douze cristaux et sont lues tous les mille événements.

- Pour tenir compte de la variation du rendement lumineux dû à des dommages du cristal, une calibration journalière mesure l'amplitude des signaux aux sorties des photodiodes, pour une luminosité connue provenant du flash de lampes xénon, envoyée sur le cristal à l'aide de fibres optiques. Cette mesure donne une intercalibration des cristaux de BGO.
- Enfin, la valeur du pedestal doit être déterminée pour chaque canal électronique afin d'être soustraite.

La résolution en énergie est de 5% en dessus de 100 MeV et de l'ordre de 1.5% à 45 GeV. La résolution spatiale est environ 2 mm au dessus de 2 GeV, tandis que le taux de réjection hadron/électron est environ 1000 :1.

## 2.2.4 Le calorimètre hadronique : HCAL [42, 43]

Il mesure l'énergie des hadrons par la technique d'absorption totale. Ce détecteur est fait de plaques absorbantes en uranium 238 appauvri de 5 mm d'épaisseur, intercalées avec des chambres à fils proportionnelles (figure 2.7). Le gaz utilisé est un mélange de 80% d'argon et 20% de dioxyde de carbone. On dénombre plus de 8000 chambres et une haute granularité en  $\theta$  et  $\phi$  de  $2^\circ \times 2^\circ$ . Les régions centrales et avant-arrière permettent une couverture angulaire de l'angle solide de 99.5%. L'uranium, en tant qu'absorbeur, assure, grâce à sa faible longueur d'absorption, un arrêt rapide des particules.

Le baril a une couverture angulaire  $35^\circ < \theta < 145^\circ$ . Sa structure consiste en neuf anneaux de seize modules chacun. Les trois anneaux centraux sont faits de longs modules (910 mm), contenant 60 chambres proportionnelles multifils, et 58 plaques d'uranium. Les modules courts (816 mm) contiennent 53 chambres et 51 plaques. Les bouchons couvrent les régions angulaires  $5.5^\circ < \theta < 35^\circ$  et  $145^\circ < \theta < 174.5^\circ$ . Ils consistent chacun en trois anneaux (un externe et deux internes). Chaque anneau est fait de deux morceaux, ce qui permet un accès aux autres détecteurs pendant la période d'arrêt hivernal.

La résolution intrinsèque en énergie de ce détecteur est :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b \quad (a = 0.55 \text{ GeV}^{-1/2} \text{ et } b = 0.08)$$

La perte d'énergie des muons dans ce calorimètre est de 2.5 GeV au maximum.

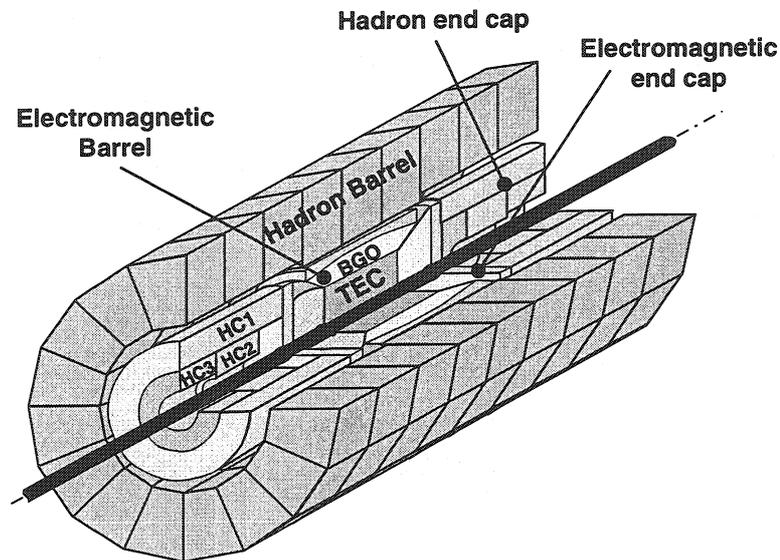


Fig. 2.7 – Vue schématique du HCAL de L3.

### 2.2.5 Les chambres à muons : MUCH [44]

Ces chambres ont été conçues pour mesurer l'impulsion des muons avec une résolution  $\delta p/p = 2\%$  à 50 GeV.

Le spectromètre à muons est divisé en  $2 \times 8$  octants identiques et indépendants. Chacun des octants a un rayon interne de 2.5 m et externe de 5.4 m.

Chaque octant (figure 2.8) est constitué de cinq chambres à dérive, deux pour la couche externe (MO), deux pour la couche médiane (MM) et une pour la couche interne (MI).

Ces chambres dites "P" mesurent les coordonnées de la trace dans le plan xy (perpendiculaire au faisceau). Chaque chambre contient des plans de fils de cathode et d'anode (sensibles). Le nombre de fils de signal est de 16, 24 et 16 pour les couches MO, MM et MI respectivement. La longueur des fils est de 5.6 m.

Les chambres MO et MI mesurent en plus la coordonnée z, puisqu'elles sont recouvertes de deux couches de chambres à dérive décalées, permettant de résoudre l'ambiguïté gauche-droite. La résolution des chambres z est de l'ordre de 500  $\mu\text{m}$ .

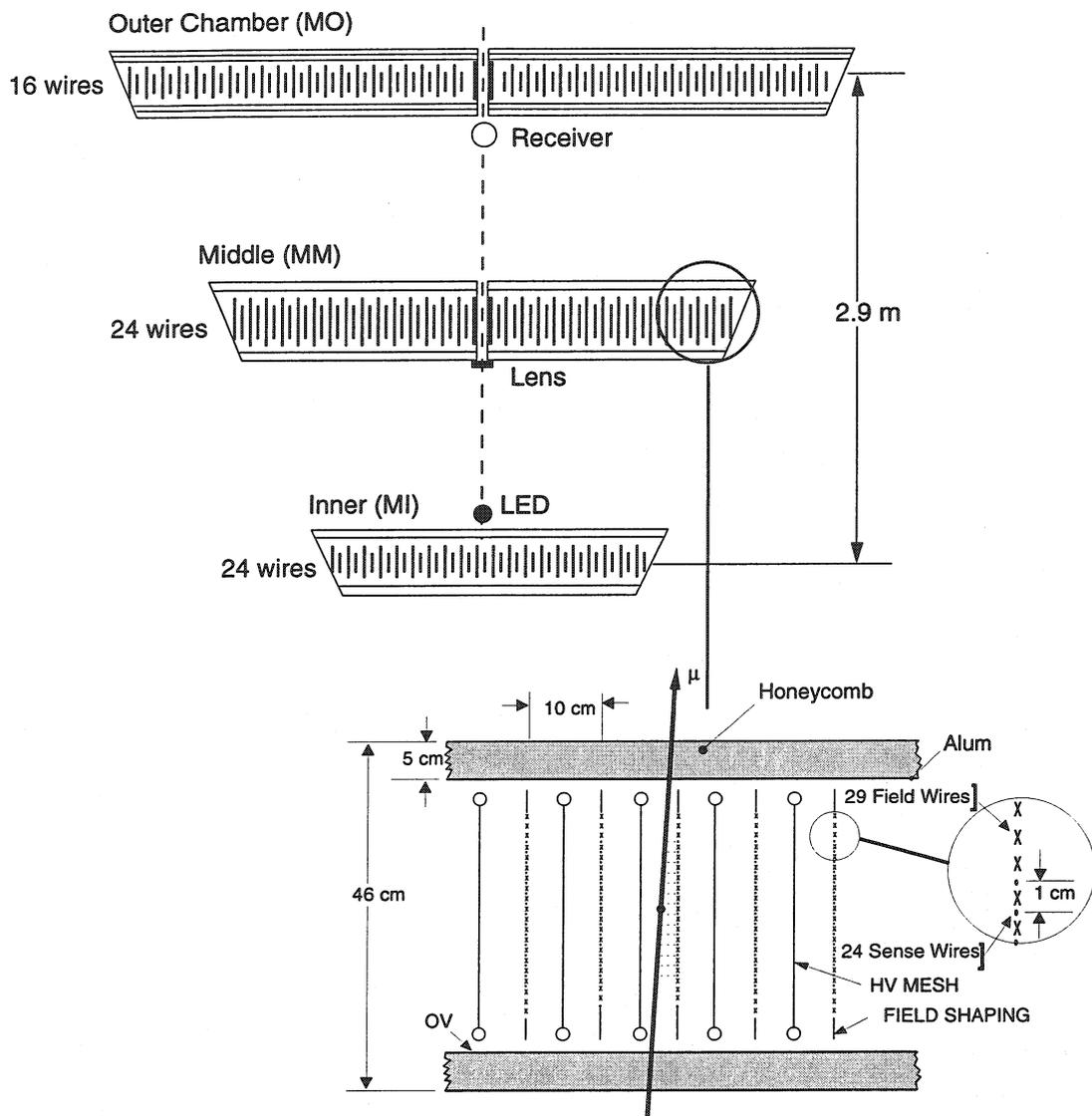
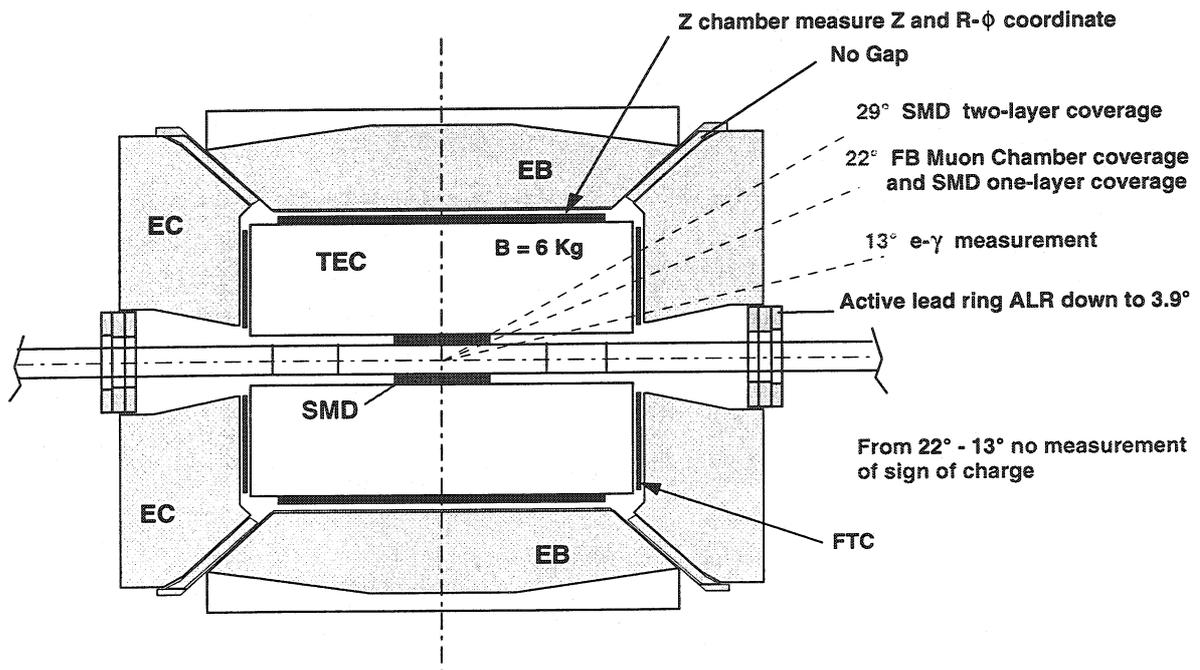


Fig. 2.8 – Vue schématique des chambres à muons du détecteur L3.

## 2.2.6 Les anneaux de plomb actifs : ALR [45, 46]

Les couches de plomb placées de chaque côté du détecteur L3 (figure 2.9) ont été d'abord installées pour protéger le traceur central interne du bruit de fond de particules du faisceau ("off-momentum").



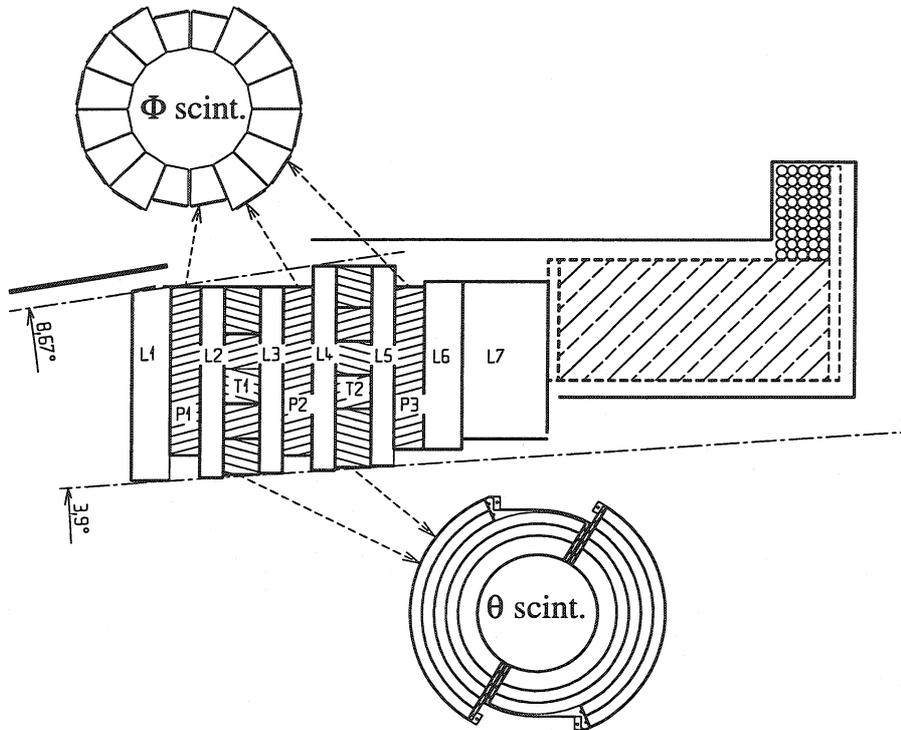
**L3 1995 Central Track Detector**

Fig. 2.9 – Le détecteur L3. Les ALR sont situés entre  $3.9^\circ$  et  $8.67^\circ$ .

On a ensuite intercalé des scintillateurs entre les couches de plomb, de manière à améliorer l'herméticité du détecteur et le rendre actif en permettant de détecter des électrons et des photons. Ce détecteur est localisé autour du tube du faisceau, à 1.035 m du point d'interaction et étend la couverture angulaire à  $3.9^\circ < \theta < 8.67^\circ$  dans la région avant, et à  $176.1^\circ < \theta < 171.33^\circ$ , pour la région arrière.

Chaque côté consiste en cinq couches de scintillateur, 3 pour la couverture en  $\Phi$  et 2 pour la couverture en  $\theta$ . Les trois couches de segmentation en  $\Phi$  sont elles-mêmes divisées en 16 secteurs, et décalés de  $7.5^\circ$  l'une par rapport à l'autre.

Les deux couches de segmentation en  $\theta$  sont formées de 10 scintillateurs semi-circulaires. La figure 2.10 montre une section transverse d'un côté des ALR. Les scintillateurs sont lus par deux photodiodes de dimensions  $10 \times 20 \text{ mm}^2$ . La résolution angulaire est de  $0.45^\circ$  pour  $\theta$  et  $2.7^\circ$  pour  $\Phi$ .



IPN LYON 44-94

**Fig. 2.10 – La Configuration ALR.** Les couches P1 à P3 sont les scintillateurs  $\Phi$  tandis que les couches T1 et T2 sont les scintillateurs  $\theta$ . Chaque scintillateur est entouré de deux couches de plomb (L1 à L7).

Une description détaillée du nouveau système de déclenchement (TALR) installé sur les couches  $\Phi$  des ALR, ainsi que de ses performances est donnée en annexe B. Cette dernière décrit également mes responsabilités de maintenance électronique et informatique du TALR.

## 2.2.7 Les moniteurs de luminosité : LUMI [37]

Ils sont au nombre de deux, placés de part et d'autre du point d'interaction, à 2.7 m, et couvrant un angle polaire  $31 < \theta < 62$  mrad (fig 2.11). Ils servent à mesurer la luminosité  $\mathcal{L}$  du faisceau du LEP.

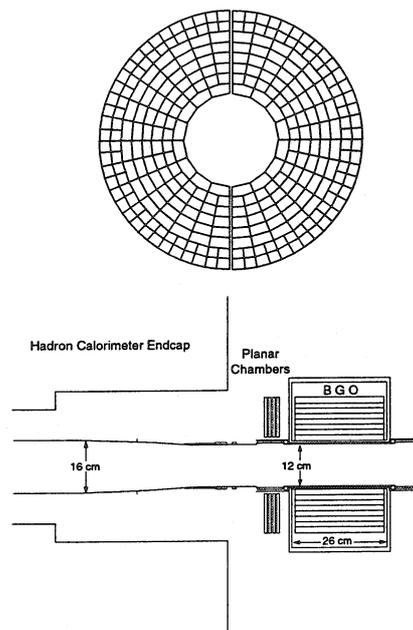


Fig. 2.11 – Vue schématique d'un moniteur de luminosité.

Chacun de ces moniteurs est constitué de deux moitiés, qui peuvent être écartées afin de protéger le détecteur, tant que les faisceaux ne sont pas en collision. Chacune des moitiés est faite de 304 cristaux de BGO, arrangés cylindriquement autour du faisceau, sur 8 anneaux. Un détecteur au silicium de grande précision est placé devant les moniteurs afin de déterminer l'acceptance géométrique.

La luminosité intégrée  $L$  est donnée par le comptage du nombre d'événements Bhabha ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) à petit angle :

$$L = \int \mathcal{L} dt = \frac{N_{BB}}{\sigma_{BB}}$$

où  $N_{BB}$  est le nombre d'événements Bhabha observés dans l'intervalle de temps considéré, et  $\sigma_{BB}$ , la section efficace Bhabha. Cette dernière étant bien connue théoriquement,  $L$  peut être déterminée avec une bonne précision.

## 2.3 Le système de déclenchement et d'acquisition de L3

Le système de déclenchement et d'acquisition permet de sélectionner les événements et d'enregistrer les signaux produits dans le détecteur à chaque croisement des faisceaux. On produit non seulement des états finaux hadroniques (étudiés dans cette analyse), mais également des états finaux leptoniques. On observe également des bruits de fond tels que le rayonnement cosmique ou les interactions faisceau-gaz.

Le détecteur L3 a été conçu avec trois niveaux de décision pour éliminer le mieux possible les divers bruits de fond et minimiser le temps mort du détecteur, temps pendant lequel le détecteur est bloqué à cause de la numérisation et la lecture de l'événement précédent.

### 2.3.1 Le système de déclenchement de niveau 1

Ce système a pour but de décider si l'événement doit être numérisé et enregistré. Si l'événement est rejeté, le système est remis à zéro, et attend le prochain croisement des faisceaux. Si l'événement est accepté, il est transmis au niveau deux, ce qui réduit encore le taux de bruit de fond.

Le trigger de niveau 1 est un OU logique entre plusieurs types de déclenchement, basés sur les calorimètres, les scintillateurs, les chambres à muons, et enfin la chambre centrale à traces.

Le trigger en énergie [37, 47, 48] : il est basé sur les calorimètres électromagnétiques, hadroniques et les moniteurs de luminosité. Ce trigger est constitué de sous-triggers rassemblés dans un OU logique :

- un trigger vérifiant l'alignement des dépôts d'énergie dans différents segments ("clusters") du calorimètre. Le seuil de déclenchement est de 7 GeV s'il n'y a pas de trace dans la TEC ; il est de 3 GeV autrement.
- un trigger demandant une énergie totale minimale de 10 GeV dans le BGO central, ou de 15 GeV dans le BGO+HCAL central, ou 20 GeV dans tous les calorimètres, incluant les bouchons.

- un trigger vérifiant la présence d'un photon isolé, demandant un minimum de 1 GeV dans la partie centrale du BGO.
- un trigger demandant un minimum de coups dans un calorimètre, c'est-à-dire au moins deux cellules avec plus de 5 GeV déposés,
- un trigger de luminosité exigeant des dépôts de plus de 15 GeV dos à dos dans les moniteurs.
- un trigger dit de 'single tag' demandant que l'énergie de l'un des moniteurs de luminosité soit supérieure à 30 GeV. Il permet de vérifier l'efficacité du trigger de luminosité.

Le taux de déclenchement du trigger en énergie est de 1 à 3 Hz. Il est principalement dû au bruit provenant de l'électronique.

**Le trigger des scintillateurs** [49] : Il se déclenche si au moins cinq des seize paires de compteurs à scintillation sont touchées dans  $\pm 15$  ns autour du croisement des faisceaux. Le taux de déclenchement de ce trigger est d'environ 0.1 Hz.

**Le trigger des chambres à muons** [37, 50] : Il est déclenché si l'on observe une coïncidence entre les couches P et z. Pour un trigger de muon unique, on demande une coïncidence d'au moins deux des trois couches P et de trois sur quatre couches z. Le trigger pour la présence de deux muons est donné par la coïncidence d'au moins deux couches P et une couche z d'un côté, et de deux couches P de l'autre.

Le bruit principal vient du rayonnement cosmique. Pour réduire celui-ci, on impose une coïncidence avec les scintillateurs, ce qui peut ramener le taux de trigger à environ 1 Hz.

**Le trigger de la TEC externe (TTEC)** [37, 51, 52] : Il analyse les signaux analogiques générés par la TEC et recherche, par des masques programmables, les traces pointant vers le point d'interaction, dans le plan normal à l'axe du faisceau. Il utilise les signaux des 14 fils d'anode de chaque secteur externe.

Pour satisfaire les conditions temporelles imposées par le temps de dérive et par l'intervalle de temps entre les collisions, on applique une technique d'analyse parallèle qui permet d'obtenir la décision de déclenchement en moins d'une microseconde.

Il demande, pour être déclenché, au moins deux traces dans la chambre centrale, de plus de 150 MeV d'impulsion transverse, et séparés de  $180 \pm 60^\circ$ .

La plupart des paramètres qui définissent la décision de ce trigger sont programmables, comme par exemple :

- l'intervalle des angles polaires,
- l'impulsion transverse minimale pour accepter une trace,
- le groupement des fils dans les sous-secteurs (fonctions logiques OR-OU),
- le nombre de traces,
- la logique du nombre minimal de fils touchés (5/7, 6/7 12/14),
- l'angle d'acoplanarité entre deux traces

Le taux de déclenchement de la TEC varie de 1 à 10 Hz, selon la luminosité.

L'efficacité du trigger TEC a été d'environ 94% pour les données de LEP 1, et de 96% en 1998. Le taux d'erreur de ce trigger est de 0.1%. Les principaux problèmes rencontrés ces deux dernières années sont dus plutôt au vieillissement du matériel, et aux mauvais contacts entre les modules et les plans arrières qui les supportent.

**Le trigger de la TEC interne (ITEC)** [53] : un événement est sélectionné si :

- au moins deux bons secteurs (signal au dessus d'un seuil prédéfini) ont été trouvés par un algorithme utilisant les réseaux neuronaux,
- le nombre de bons secteurs est supérieur au nombre de mauvais secteurs (signal en dessous du seuil),
- au moins une trace a été observée par le déclenchement externe de la TEC (TTEC).

Le taux de déclenchement du niveau 1 est de l'ordre de 15 Hz.

### 2.3.2 Le système de déclenchement de niveau 2

Ce niveau permet d'éliminer les événements de bruit de fond conservés par le niveau 1, comme par exemple le bruit électronique, les interactions faisceau-gaz ou faisceau-parois, ou encore les muons cosmiques [54].

Le niveau 2 n'introduit pas de temps mort, car le temps de décision est d'environ 500  $\mu s$ . Si un événement est sélectionné par plusieurs triggers du niveau 1, il est toujours accepté par le niveau 2 afin de minimiser l'inefficacité de sélection. Parmi les événements rejetés, un sur 20 est conservé de manière à contrôler l'efficacité des algorithmes.

### 2.3.3 Le système de déclenchement de niveau 3

A ce dernier niveau [55], les événements acceptés par le niveau 2 sont mémorisés et analysés complètement, en utilisant, contrairement aux autres niveaux, l'information complète de chacun des sous-détecteurs. Des algorithmes perfectionnés avec des coupures plus étroites sont alors utilisés pour réduire encore le taux d'événements.

Si la décision de ce dernier niveau est positive, l'événement est transféré vers la ferme d'analyse et écrit sur bande. La taille moyenne d'un événement est 50 kbytes et le taux de décision est de quelques Hz.

### 2.3.4 La simulation du détecteur L3

On fait appel à la simulation Monte-Carlo [56] pour comprendre la réponse des différents composants du détecteur à différentes réactions, ainsi qu'aux particules présentes dans l'état final.

Elle détermine l'acceptance géométrique du détecteur ainsi que l'efficacité de sélection. Elle inclut les effets de perte d'énergie, de diffusion multiple, de développement de gerbes dans les matériaux du détecteur ou le tube du faisceau.

La simulation des événements se fait en deux étapes :

**La première étape** consiste en la *génération de l'événement*. Des programmes spéciaux, appelés générateurs Monte-Carlo, simulent les réactions et les événements d'un type spécifique présélectionné. Les entrées pour ces générateurs sont des modèles, des distributions connues théoriquement ou bien des paramètres mesurés expérimentalement, comme des sections efficaces, des rapports de branchement ou des taux de désintégration. Ces modèles peuvent varier de très fondamental (modèle standard dans les réactions électrofaibles) à très phénoménologique (fragmentation, hadronisation). Pour cette première étape, on n'utilise aucune caractéristique provenant du détecteur.

**La seconde étape** consiste en la *simulation du détecteur*. Un outil spécial appelé SIL3 permet d'exécuter cette tâche. Les données de départ de cette simulation sont les temps de vie, les paramètres de fragmentation, les rapports de branchement des différents modes de désintégration des particules et les propriétés des matériaux constituant le détecteur. Cette partie est basée sur le programme GEANT [57] et permet d'établir les caractéristiques cinématiques des particules à partir de leur génération au point d'interaction et traversant

les différentes couches de matériaux. Cette étape comporte trois phases distinctes :

- **L’initialisation**, dans laquelle on définit la géométrie et le type du matériel d’une part, et les banques ZEBRA dans lesquelles on enregistre l’information correspondant à l’événement,
- **Le traçage**, dans laquelle on utilise les équations de mouvement étape par étape. La particule est alors propagée dans les différents matériaux avec un choix aléatoire du type d’interaction qu’elle va subir,
- **la numérisation**, dans laquelle on calcule la réponse des sous-détecteurs, en incluant des problèmes tels que le bruit électronique ou la fluctuation des piédestaux.

La **reconstruction** [58, 59] des données de L3 se fait à travers le programme appelé REL3 ou AXL3. A partir de signaux provenant d’ADC et de TDC, ainsi de la connaissance de la géométrie du détecteur, on obtient des quantités physiques caractérisant une particule, comme par exemple l’angle, le rayon de courbure d’une trace ou le dépôt d’énergie (impulsion). On reconstruit une première fois les traces grâce à un programme de présélection, PASS1, permettant ainsi un classement de la catégorie de l’événement. Ce PASS1 n’est que temporaire, les données finales sont obtenues après la sélection PASS2 pour laquelle on applique les calibrations définitives du détecteur.

Les informations correspondant à chaque trace ou chaque dépôt d’énergie dans le détecteur sont enregistrées dans des banques de données :

- ATRK et TTRK contiennent toute l’information concernant les particules chargées produites,
- AMUI est remplie si une trace de muon est observée dans les chambres à muons, avec un dépôt d’énergie dans les ECAL et HCAL, et peut-être une trace dans la TEC,
- ASRC est remplie si un minimum d’énergie est déposé dans le ECAL et/ou HCAL, avec ou non une trace correspondante dans la TEC. Dans le calorimètre électromagnétique, deux objets peuvent être reconstruits : les “clusters” et les “bumps”. Un cluster correspond à un dépôt d’énergie isolé, c’est-à-dire qu’il n’y a pas d’énergie dans les cristaux adjacents. Un bump est un maximum local de la distribution d’énergie dans un cluster.

Les événements reconstruits peuvent être analysés en utilisant différents types de formats. Les DRE contiennent une information brute sur les traces, les clusters en énergie, ou les groupes de traces (jets), qui correspond au nombre de coups dans la TEC ou encore aux dépôts d'énergie dans les calorimètres, canal par canal.

Les DSU sont identiques, mais, pour gagner en taille et en temps pour processor l'événement, on a retiré presque toute l'information brute, canal à canal.

Les DVN sont un sous-ensemble des DSU : toute l'information provient de la banque AVNT où le format utilisé est tel que seules les variables directement concernées par une analyse sont conservées. Toute l'information brute est donc absente, ainsi que la majorité des informations provenant des générateurs Monte-Carlo.

## Chapitre 3

# Présélections hadroniques

Les deux chapitres suivants décrivent les étapes de sélection : la présélection hadronique suivie de la sélection leptonique.

Les événements du type  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$  sont un sous-ensemble des événements du processus  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ . Ainsi, il convient d'abord de sélectionner des événements hadroniques en écartant les désintégrations purement leptoniques. Ensuite, on sélectionne les événements  $b\bar{b}$  en utilisant la méthode dite leptonique. Cette dernière a pour but d'identifier les événements  $b\bar{b}$  de par leur désintégration semi-leptonique.

D'abord, les leptons doivent être identifiés dans un environnement hadronique. Comme ce ne sont pas seulement les quarks  $b$  qui se désintègrent semileptoniquement, mais également les autres saveurs de quarks, l'échantillon de leptons sélectionné contient toujours un certain nombre d'événements de saveur non- $b$ . Pour obtenir un échantillon de mesure plus pur en quarks  $b$ , une sélection cinématique, basée sur les propriétés spécifiques de fragmentation et de désintégration des quarks lourds, est ensuite appliquée.

## 3.1 Définitions

### 3.1.1 Les jets

En plus du remplissage des banques de données discutées précédemment, le programme AXL3 reconstruit l'événement de façon globale. L'algorithme calcule d'abord un axe étant la somme pondérée des vecteurs de dépôt d'énergie  $\vec{E}_i$  des clusters dans un cône de  $30^\circ$  autour du cluster le plus énergétique.  $\vec{E}_i$  est défini comme le vecteur partant du point d'interaction et pointant sur la position du cluster. Autour de l'axe obtenu, on définit un nouveau cône de  $30^\circ$ , et on additionne au cluster le plus énergétique tous les clusters de ce cône. On répète cette procédure jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de candidat.

Chaque groupe de clusters formé de cette manière est appelé jet ou ASJT dans AXL3. L'axe du cône de  $30^\circ$  est lui-même appelé axe du jet.

Le thrust du jet est défini comme :

$$T_{\text{jet}} = |\sum_i \vec{E}_i| / \sum_i |\vec{E}_i|$$

On utilise cette procédure pour reconstruire tous les jets de l'événement. Les seuls jets retenus sont ceux qui ont une énergie supérieure à 2 GeV. Pour construire les jets, on considère aussi bien les clusters dus à des particules chargées qu'à des particules neutres. Enfin, si après la reconstruction de tous les jets, il reste des clusters libres, on les assigne au jet le plus proche. La résolution angulaire d'un jet est d'environ  $2^\circ$ .

### 3.1.2 Le thrust d'un événement

Dans le référentiel du centre de masse, les désintégrations hadroniques du Z produisent deux quarks primaires partant en sens opposés. Etant donné les impulsions des particules de l'état final (neutres ou chargées), la meilleure mesure de la direction de vol est celle qui maximalise la somme des projections des particules :

$$T = \max(\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_T| / \sum_i |\vec{p}_i|)$$

Le vecteur  $\vec{n}_T$  qui maximalise cette expression est appelé axe du thrust, alors que T est le thrust de l'événement. Dans la suite de l'analyse, on utilise l'axe de thrust comme une bonne approximation de la direction de vol du quark b provenant de la désintégration du Z.

## 3.2 Présélections à $\sqrt{s} = 91$ GeV

### 3.2.1 Sélection d'une trace, multiplicité

La sélection des hadrons est basée sur l'énergie mesurée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique. Un cluster n'est comptabilisé que si son énergie est supérieure à 100 MeV. Les événements hadroniques que nous cherchons à identifier ont une grande multiplicité, c'est-à-dire un nombre important d'objets (traces ou clusters) qui forment l'événement (en moyenne 20 traces chargées et 10 objets neutres par événement).

D'abord, les événements de "beam gate" ou les cosmiques, sont enlevés de l'échantillon des données en consultant deux mots dans l'entête de l'événement reconstruit.

Les fils d'anode de la TEC sont numérotés de 1 à 62 en fonction de leur distance à l'axe du faisceau et ainsi, une trace de l'événement est sélectionnée si elle satisfait les conditions suivantes :

1. N-fils touchés  $> 40$
2. La différence entre le dernier fils touché et le premier ( $N_{\text{span}}$ ) est supérieure à 50
3. DCA  $< 10$  mm

Le nombre maximum de traces étudiées par événement est fixé à 50.

### 3.2.2 Sélection des hadrons

Les événements hadroniques doivent satisfaire les coupures suivantes :

1.  $E_{\text{vis}}/\sqrt{s}$  :  $E_{\text{vis}}$  correspond à la somme de l'énergie mesurée dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques (pondérés par des facteurs  $g$  correspondant à des corrections de réponse des détecteurs, selon la forme de la gerbe), et les impulsions mesurées dans les chambres à muons :

$$0.42 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1.5$$

La limite inférieure permet de tenir compte de l'énergie non mesurée due à la présence du  $\nu$  dans l'événement

2.  $E_{\text{T}}/E_{\text{vis}}$  : Fraction de l'énergie dans la direction perpendiculaire au faisceau

$$E_{\text{T}}/E_{\text{vis}} < 0.5$$

3.  $E_{//}/E_{\text{vis}}$  : Fraction de l'énergie dans la direction parallèle au faisceau

$$E_{//}/E_{\text{vis}} < 0.5$$

4.  $N_{\text{ASRC}}$  : Le nombre d'objets (clusters) dans l'événement avec  $E > 0.1$  GeV. Les particules des événements à grand angle parcourent 520 mm avant d'interagir dans le BGO, alors que celles des événements à petit angle parcourent 730 mm. Dans les bouchons, les particules sont donc mieux séparées. Ainsi, on applique des coupures différentes sur  $N_{\text{ASRC}}$  selon la région considérée :

$$|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.74 \rightarrow N_{\text{ASRC}} > 14$$

$$|\cos \theta_{\text{thrust}}| > 0.74 \rightarrow N_{\text{ASRC}} > 18$$

Les coupures précédentes servent à éliminer le bruit de fond provenant des désintégrations leptoniques du  $Z$  ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ), ce dernier canal de désintégration étant celui se confondant le mieux avec une désintégration du type  $Z \rightarrow b\bar{b}$  et  $b(\bar{b}) \rightarrow \nu X$ . Cependant, ces bruits de fond sont aisément éliminés de l'échantillon grâce à la coupure sur  $N_{\text{ASRC}}$ . La contribution finale de ces bruits de fond est donc considérée, par la suite, comme négligeable [62].

D'autres bruits de fond comme les muons cosmiques ou les événements des processus à deux photons ( $ee \rightarrow eeqq$ ,  $ee \rightarrow eell$ ) sont eux éliminés grâce à la coupure  $E_{\text{vis}}/\sqrt{s}$  puisque ce type d'événement présente une faible fraction d'énergie visible.

Avec ces coupures, l'efficacité de la sélection des événements hadroniques est de 98% pour une pureté de 98%. Pour la suite de l'analyse, on ne considérera donc que des bruits de fond provenant d'événements hadroniques.

Le tableau 3.1 présente le nombre d'événements hadroniques sélectionnés dans les données collectées par L3 en 1993, 1994 et 1995.

	Données	Monte-Carlo
<b>1993</b>	489000	840500
<b>1994</b>	1310000	1910000
<b>1995</b>	593000	1030000

**Tab. 3.1** – Nombre d'événements hadroniques sélectionnés en 1993, 1994 et 1995.

### 3.3 Présélections à $\sqrt{s} = 189$ GeV

#### 3.3.1 Modifications pour des énergies $\sqrt{s}$ supérieures à 91 GeV

Pour la simulation Monte-Carlo, on utilise PYTHIA, version 5.7 [63], pour générer le processus  $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ , processus qui est ensuite étudié à travers la simulation réelle du détecteur L3.

Les coupures pour des énergies  $\sqrt{s}$  supérieures à 91 GeV sont les suivantes :

$$\begin{aligned} 0.7 < E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 1.5 \\ E_{\text{T}}/E_{\text{vis}} < 0.4 \\ E_{//}/E_{\text{vis}} < 0.25 \\ N_{\text{ASRC}} > 13 \end{aligned}$$

La figure 3.1 montre le comportement des variables citées ci-dessus. Les différents bruits de fond ainsi que les données sont également représentés. Ces figures montrent en général un bon accord des données avec les simulations Monte-Carlo.

Grâce à cette simulation Monte-Carlo, on détermine l'efficacité de sélection des événements hadroniques de haute énergie :  $\epsilon = 75.5$  % pour une pureté de 82.6 % (après toutes les coupures de sélection hadronique).

#### 3.3.2 Les bruits de fond à haute énergie

1. Pour des énergies  $\sqrt{s}$  supérieures à 91 GeV, une grande partie des événements sont accompagnés par un photon émis dans l'état initial (ISR).

Il en résulte une baisse de l'énergie disponible pour la collision.

On introduit alors la variable d'énergie effective disponible  $s'$ , correspondant à la masse invariante de deux fermions émis à l'état final :  $s' = s - 2E_\gamma\sqrt{s}$ . Le fait d'appliquer une coupure sur la variable  $s'/s$  nous assure l'élimination d'une partie de la contribution de ce bruit de fond. Pour cette analyse, la coupure est choisie stricte, de manière à s'affranchir au maximum de ces événements :

$$s'/s > 0.9$$

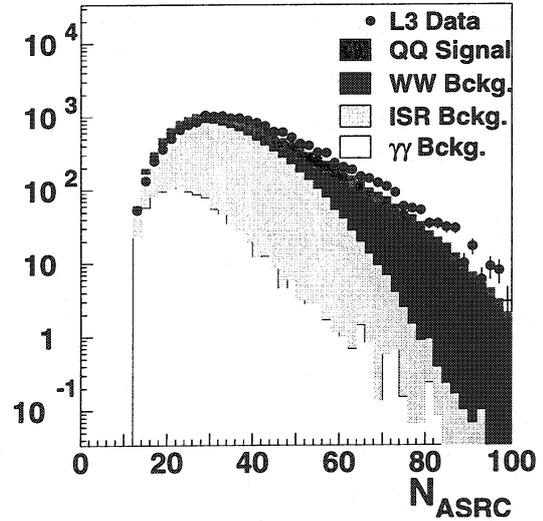
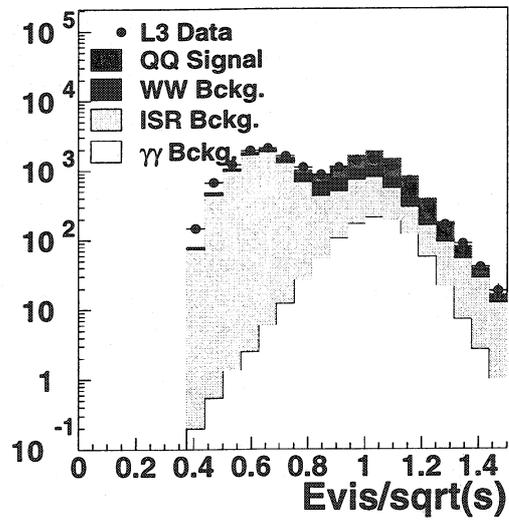
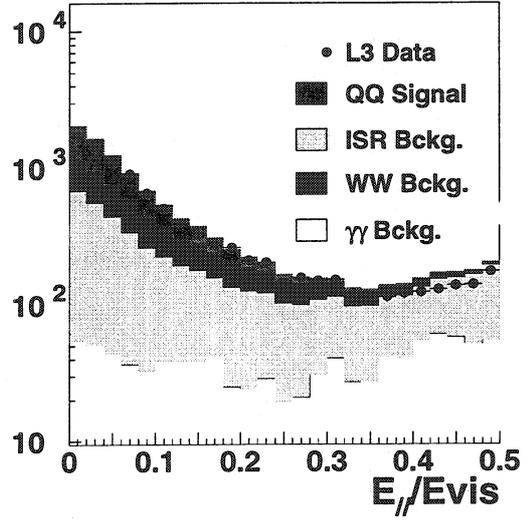
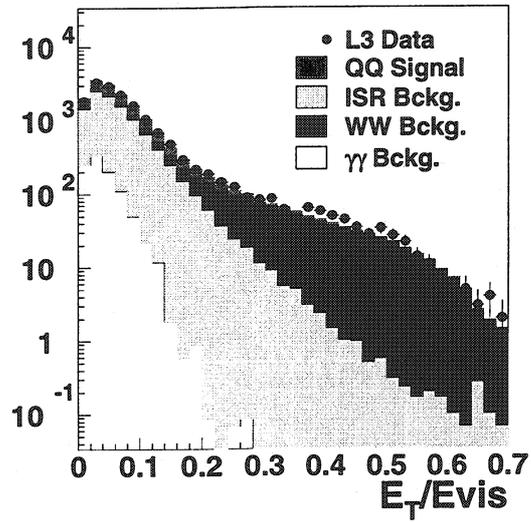


Fig. 3.1 – Les distributions des différentes variables permettant une sélection hadronique à haute énergie

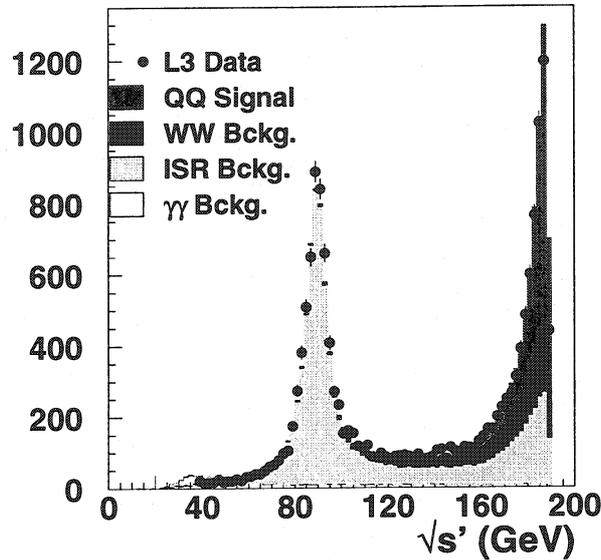


Fig. 3.2 – La distribution de  $s'$ .

(La coupure  $E_{\text{vis}}/\sqrt{s}$  permet également d'éliminer une partie de ce bruit de fond). La figure 3.2 montre bien le pic du retour au Z à environ 91 GeV dû à la contribution des ISR. Cette figure montre également un petit excès du Monte-Carlo sur les données pour  $20 < s' < 50$ . Ceci est dû à une mauvaise simulation du Monte-Carlo de la contribution provenant des processus à deux photons. Dans le cadre de cette analyse, ce désaccord n'a pas d'importance car on ne s'intéresse qu'aux hadrons de haute énergie.

2. La source dominante de bruit de fond, à haute énergie, provient des désintégrations hadroniques des paires de W. Dans le cadre de cette analyse, une étude spéciale de la topologie en 4 jets de ces événements a été effectuée afin d'éliminer au mieux cette contribution ( $\sim 50\%$ ) :

$$\begin{aligned}
 N_{\text{ASRC}} &\geq 40 \\
 N_{\text{tracks}} &> 15 \\
 E_{\text{jet1}} &< 0.405 \times \sqrt{s} \\
 E_{\text{jet4}} &> 0.055 \times \sqrt{s} \\
 y_{34}^{\text{D}} &\geq 0.006 \\
 E_{\text{vis}}/E_{\text{vis}} &< 0.2
 \end{aligned}$$

où  $y_{34}^D$  est le paramètre de résolution de jet de Durham, pour lequel l'événement passe d'une topologie de 4 jets à 3 jets ;  $N_{\text{tracks}}$  est le nombre de traces vues dans la TEC ;  $E_{\text{jet1}}$  et  $E_{\text{jet4}}$  sont respectivement la plus grande et la plus petite énergie des 4 jets, lorsque l'événement est forcé en 4 jets, par l'algorithme de Durham [64].

3. Une troisième source de bruit de fond provient des processus à deux photons. La figure 3.1 montre que la coupure sur l'énergie visible  $E_{\text{vis}}/\sqrt{s} > 0.7$  élimine très efficacement ce bruit de fond qui devient alors négligeable.
4. Enfin, de même qu'à  $\sqrt{s} = 91$  GeV, la coupure  $N_{\text{ASRC}} > 13$  est suffisante pour rendre la contribution du processus  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  négligeable.

### 3.3.3 Pureté, efficacité

Le tableau 3.2 montre le nombre d'événements considérés par les différents échantillons Monte-Carlo qui ont été étudiés pour l'analyse de l'asymétrie à haute énergie.

Ce tableau donne également le nombre d'événements hadroniques haute énergie ainsi que le nombre d'électrons et de muons provenant d'un quark b primaire générés dans le Monte-Carlo en question. Ce nombre est obtenu en utilisant pour les paramètres :

$R_b = \text{Br}(Z \rightarrow b)/\text{Br}(Z \rightarrow \text{had.}) = 0.21$  à  $\sqrt{s} = 91$  GeV,  $R_b = 0.15$  à  $\sqrt{s} = 189$  GeV et  $\text{BR}(b \rightarrow l) = 0.105$ .

Pour indication, les données enregistrées par le détecteur L3 en 1998 correspondent à une luminosité égale à  $174 \text{ pb}^{-1}$ , soit environ  $250 b \rightarrow \mu, e$  produits à haute énergie.

Monte-Carlo	Evénements	$b \rightarrow \mu, e$
MC Signal	120000 $q\bar{q}$	7500 (à haute énergie)
MC ISR	400000 $q\bar{q}$	35000 (au Z)
MC WW	100000 evts	-
MC $\gamma\gamma$	200 000 evts	-

Tab. 3.2 – Les Monte-Carlo utilisés lors de l'analyse à haute énergie

Après la sélection hadronique présentée sous 3.3.1 et 3.3.2, on sélectionne  $3497 \pm 59$  événements hadroniques dans l'échantillon de données pour  $3568 \pm 60$  attendus par la simulation Monte-Carlo, où la normalisation a été faite par rapport à la luminosité.

Le tableau 3.3 montre l'efficacité de la sélection hadronique, ainsi que sa pureté, après l'application de toutes les coupures mentionnées ci-dessus : les événements WW restent la plus forte contribution de bruit de fond au niveau de la présélection hadronique.

<b>Efficacité</b>	$75.5 \pm 0.5 \%$
<b>Pureté</b>	$82.6 \pm 0.5 \%$
<b>Bruit de fond ISR 30 GeV</b>	$4.6 \pm 0.3 \%$
<b>Bruit de fond WW</b>	$11.2 \pm 0.3 \%$
<b>Bruit de fond <math>\gamma\gamma</math></b>	$1.1 \pm 0.2 \%$
<b>Bruit de fond <math>\tau\tau</math></b>	$0.5 \pm 0.3 \%$

Tab. 3.3 – Pureté et efficacité de la sélection hadronique à haute énergie

# Chapitre 4

## Sélections leptoniques

### 4.1 Sélection leptonique à $\sqrt{s} = 91$ GeV

#### 4.1.1 Sélection des muons

Les muons sont identifiés et mesurés dans le système de chambres à muons.

- On demande d'abord qu'une trace provenant d'un muon soit observée dans les chambres (AMUI), c'est-à-dire qu'il doit y avoir au moins deux segments P ainsi qu'un segment Z touchés. Un segment P est défini par au moins sept fils touchés sur seize ou vingt-quatre dans le plan transverse. Un segment Z est défini par deux fils touchés sur quatre.
- Ensuite, on s'assure que la trace pointe vers le point d'interaction, en demandant une coupure sur le DCA, défini comme la plus petite distance du point d'interaction, perpendiculaire à l'AMUI.

$$|DCA|_{R\Phi} < 200 \text{ mm}$$

$$\frac{|DCA|_{R\Phi}}{\sigma_{DCA_{R\Phi}}} < 4$$

$$|DCA|_{RZ} < 300 \text{ mm}$$

$$\frac{|DCA|_{RZ}}{\sigma_{DCA_{RZ}}} < 4$$

Comme les muons doivent avoir une énergie minimale de 2.5 GeV pour arriver jusqu'aux chambres à muons, les bruits de fond, tels que les muons secondaires ne provenant pas d'un quark b, sont fortement éliminés ( $E < 1$  GeV).

D'autre part, on élimine le bruit de fond des  $\pi$  et K, produisant un signal dans les chambres à muons, mais n'étant pas des muons ("punch-through"), grâce également à la coupure sur le DCA. Ces particules proviennent de deux sources : soit des hadrons venant de gerbes dans les calorimètres, soit des hadrons créés lors de la fragmentation ou l'hadronisation.

Après ces premiers critères de sélection, on obtient un échantillon d'événements avec de "vrais" muons. Cependant, cet échantillon n'est pas directement enrichi en événements b. Pour cela, on applique deux coupures cinématiques, spécifiques à l'analyse, qui permettent d'éliminer des hadrons provenant de désintégrations de quarks primaires plus légers (le choix de la coupure maximalise le rapport signal/bruit) :

$$4 < p < 30 \text{ GeV}$$

$$1 < p_T < 6 \text{ GeV}$$

où  $p$  est l'impulsion du muon mesurée par la chambre à muons, et  $p_T$  son impulsion transverse, calculée comme suit :

Le muon est d'abord retiré du jet auquel il appartient. Si l'énergie du jet ainsi recalculée est supérieure à 6 GeV, la direction du jet est également recalculée, ainsi que le  $p_T$  du muon, par rapport à cette nouvelle direction. Si l'on trouve plusieurs muons dans l'événement, celui de plus haut  $p_T$  est conservé.

Cette procédure utilise le fait que la fragmentation, pour les quarks b, est dure, alors que les hadrons non-b du jet, eux, ne recevraient qu'une faible fraction de l'énergie cinétique disponible. D'un autre côté, la fragmentation, pour des quarks plus légers, est plus molle, ainsi, une plus grande partie de l'énergie cinétique est transportée par les hadrons non primaires. Comme le hadron B transporte une plus grande fraction de l'impulsion du jet, les produits de désintégration de hadron B auront, en moyenne, une plus grande impulsion que les autres particules du jet. De plus, la différence de masse d'un quark b par rapport à un quark c, dans lequel il se désintègre presque tout le temps, est grande (3 GeV), ainsi, le lepton a une impulsion moyenne grande dans le centre de masse du quark b, permettant aussi une large impulsion transverse par rapport à la direction de vol du quark b dans le système du laboratoire. En enlevant le lepton du jet, on exploite cette différence en impulsions moyennes, et on augmente le pouvoir de sélection des b de la variable  $p_T$ .

Les figures 4.1, 4.2 et 4.3 montrent respectivement l'accord des données avec les simulations Monte-Carlo idéales, pour les spectres en  $\cos \theta_{\text{thrust}}$ ,  $p$  et  $p_T$  des muons sélectionnés en 1993, 1994 et 1995 (Les bruits de fond seront discutés dans 4.1.3). La normalisation est effectuée par rapport au nombre de données. Le signe de l'impulsion est celui de la charge électrique de la particule.

Bien que les spectres en impulsion et impulsion transverse montrent un excellent accord des simulations Monte-Carlo avec les données observées, les distributions en  $\cos \theta_{\text{thrust}}$  font apparaître un désaccord de la simulation avec les données, et ceci pour les trois années étudiées, de l'ordre de un à deux sigmas. Il se peut que ce désaccord provienne du fait de l'utilisation d'une simulation Monte-Carlo 'réelle' imparfaite : en effet, le Monte-Carlo correspond à une simulation du détecteur idéale (efficacité 100%), où les mauvais 'runs' ont été retirés de l'analyse. L'année 1995 montre un désaccord plus important, pouvant provenir du déplacement du point d'interaction dû à la mise en place d'une nouvelle cavité radio-fréquence.

En effet, un Monte-Carlo réaliste simule les cellules mortes, les particules d'ionisation minimale, l'efficacité du système de déclenchement ainsi que les mauvais 'runs'.

Pour tester la différence du Monte-Carlo réaliste avec une simulation d'un détecteur idéal, un échantillon de 90000 événements Monte-Carlo ont été reconstruits en utilisant une simulation idéale. Les 90000 mêmes événements ont également subi une simulation réelle, correspondant à la période 1994b d'acquisition de données. Ici, seul un échantillon restreint d'événements Monte-Carlo a été considéré en raison du temps de calcul important que nécessite la reconstruction réelle. De plus, la période 1994b est la plus représentative du fonctionnement du détecteur.

La figure 4.4 montre la distribution du  $\cos \theta_{\text{thrust}}$  des muons sélectionnés par la simulation idéale (lignes pleines), superposée à celle pour laquelle une simulation réelle a été appliquée (points).

On observe une différence de 112 événements de moins sélectionnés par la simulation réelle. La plupart de ces événements sont concentrés sur les  $\cos \theta_{\text{thrust}}$  positifs, ce qui va bien dans le sens des désaccords observés pour les années 1993-1995. En effet, la simulation réelle (idéale) sélectionne 1248 (1369) muons avec  $\cos \theta_{\text{thrust}} > 0$  et 1408 (1399) avec  $\cos \theta_{\text{thrust}} < 0$ .

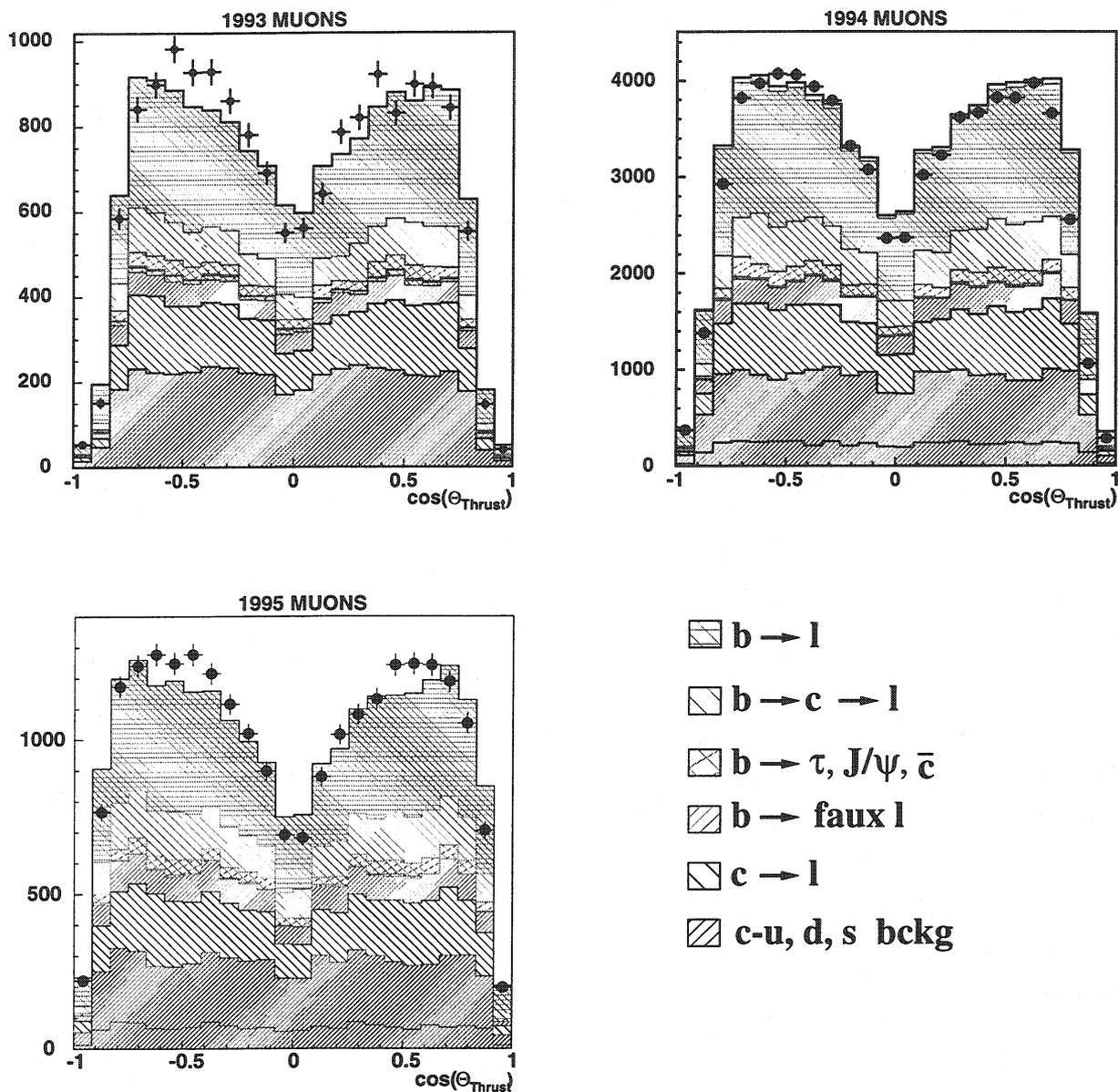


Fig. 4.1 – Distribution de  $\cos(\theta_{\text{thrust}})$  des muons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. Les différentes compositions de l'échantillon sont présentées de haut en bas sur les histogrammes, comme montré par les boîtes de légende.

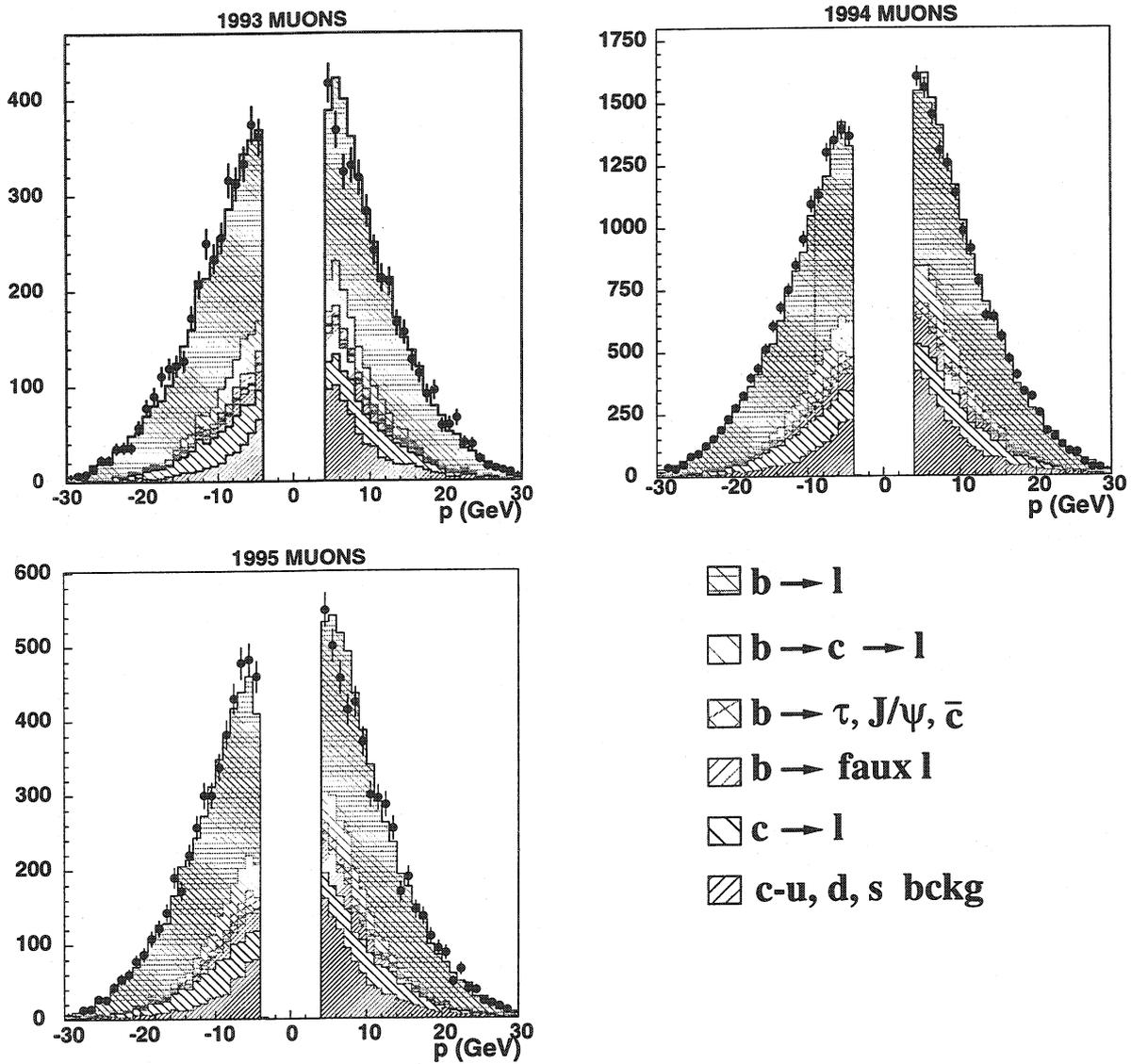


Fig. 4.2 – Distribution de l'impulsion des muons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. Les points correspondent aux données et les contributions des différentes sources, évaluées par Monte-Carlo, sont indiquées par différents hâchurés.

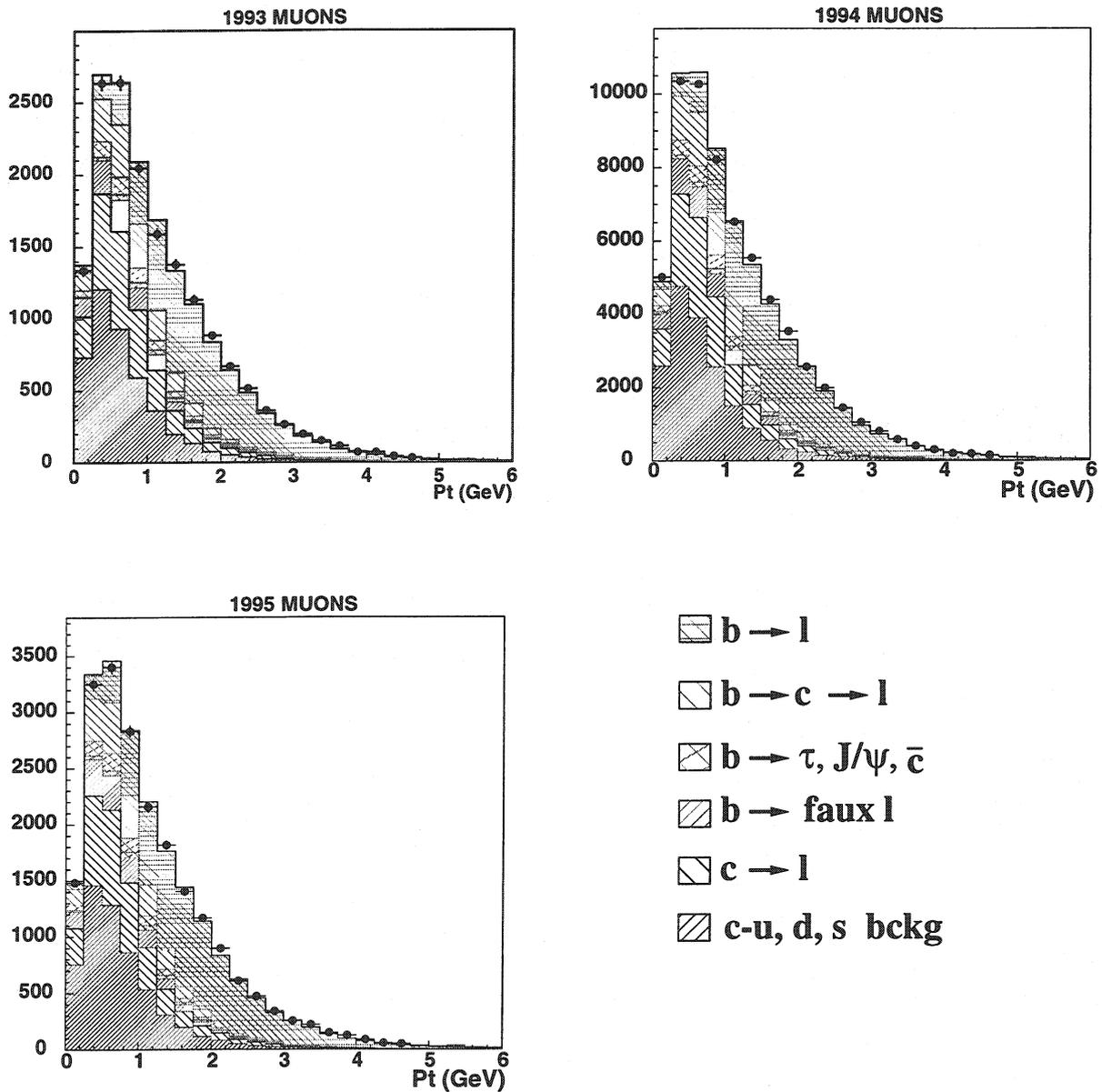


Fig. 4.3 – Distribution de l'impulsion transverse des muons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995.

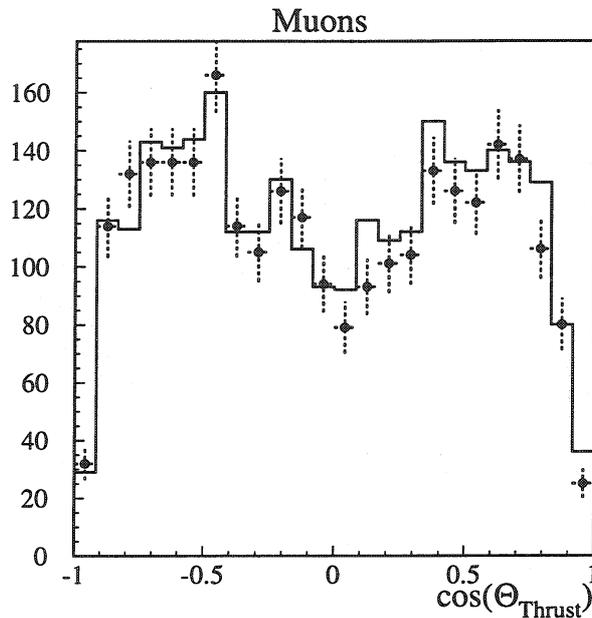


Fig. 4.4 – Les distributions  $\cos \theta_{\text{thrust}}$  pour une simulation réaliste (points) du détecteur et une simulation idéale (lignes continues).

#### 4.1.2 Sélection des électrons

Les électrons sont identifiés dans le ECAL. Ils sont en général accompagnés de particules hadroniques qui traversent le ECAL pour former des gerbes dans le HCAL.

Les événements hadroniques produisent beaucoup de traces chargées ( $\bar{N} = 20$ ) et de  $\pi^0$  ( $\bar{N} = 10$ ); de plus les jets sont bien collimés, ce qui rend la détection des électrons plus compliquée que celle des muons. D'autre part, l'efficacité de la sélection est également affectée, car il est nécessaire d'utiliser la TEC pour différencier le photon de l'électron.

La sélection d'un électron est faite en trois étapes distinctes :

1. Critères pour s'assurer de la forme électromagnétique de la gerbe,
2. Critères pour vérifier que cette gerbe correspond bien à une trace dans la TEC,
3. Critères sur la qualité de la trace mesurée par la TEC

### 1- Sélection d'une gerbe électromagnétique

Dans les cristaux de BGO, les électrons produisent des gerbes électromagnétiques par Bremsstrahlung et production de paires. L'allure de la gerbe résultante est significativement moins large que celle d'une gerbe hadronique. On utilise donc cette propriété pour séparer ces deux types de gerbes dans le ECAL. Le centre de la gerbe est défini par le cristal avec le plus grand dépôt d'énergie.

La quantité étudiée est  $E_9/E_{25}$ , correspondant au rapport d'énergie déposée respectivement dans les 9, et 25 cristaux entourant le cristal central [65] comme le montre la figure 4.5).

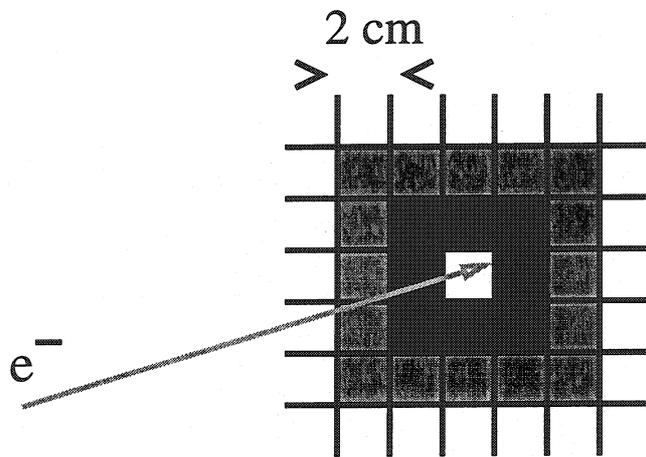


Fig. 4.5 – Définition des variables  $E_9$  et  $E_{25}$

Les vrais électrons restent entièrement confinés dans ces 25 cristaux. Après une procédure de recalibration des 9 cristaux [65], on observe que  $E_9/E_{25}$  est centrée à 1, avec une largeur de l'ordre de 1%. Ce n'est pas le cas pour un hadron. En fait, la plus grande contribution à des petites valeurs de  $E_9/E_{25}$ , provient des  $\pi$  et K.

Comme l'acceptance de la TEC est limitée, on évite une forte augmentation de la confusion de charge ainsi que des erreurs systématiques en se restreignant à l'étude des électrons dans le barrel,  $|\cos \theta_e| < 0.69$ .

Pour caractériser au mieux la forme de la gerbe, on utilise également une variable  $\chi^2$ , qui compare la distribution de l'énergie déposée dans les 9 cristaux, avec la distribution standard observée en faisceau test [62].

Pour différencier un électron d'un hadron dans le ECAL, on mesure l'énergie déposée dans le HCAL, dans un cône de 1/2 angle de  $7^\circ$  autour du bump le plus énergétique (figure 4.6). La figure 4.6 montre également la définition de l'angle azimutal  $\Delta\Phi_{match}$  entre le bump et la trace TEC la plus proche, ainsi que l'angle d'isolation  $\Delta\Phi_{isol}$ .

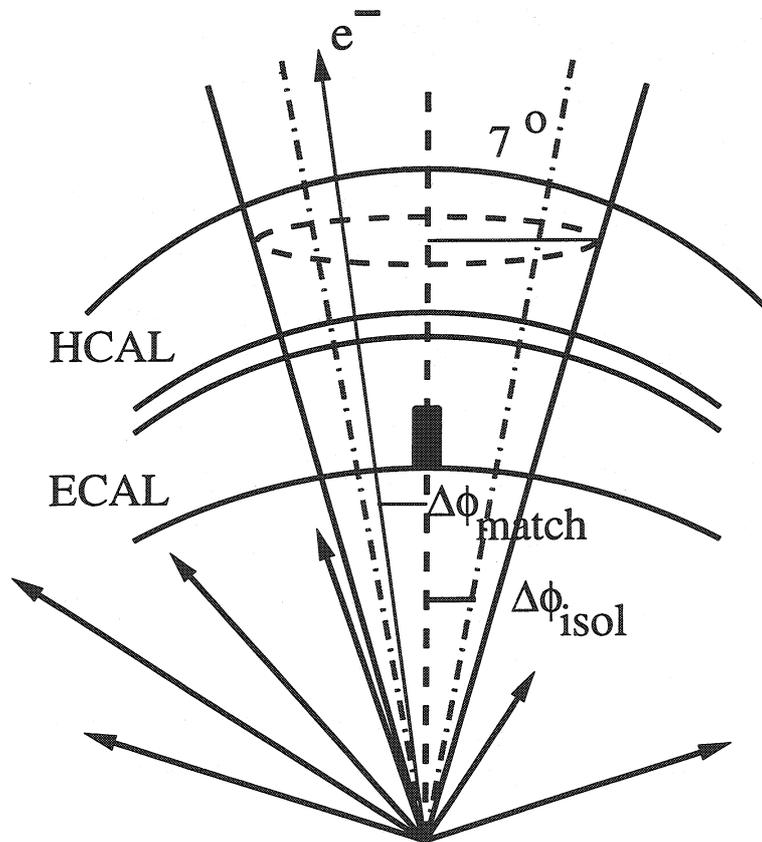


Fig. 4.6 – Définition du cône, de  $\Delta\Phi_{match}$  et  $\Delta\Phi_{isol}$

Les différentes coupures décrivant la sélection d'une gerbe électromagnétique sont résumées ci-dessous :

- Un cluster est retenu si son énergie est supérieure à 100 MeV, afin de minimiser le bruit provenant des cristaux mêmes
- $E_{\text{Hcal}}^{7^\circ} < 3 \text{ GeV}$  (séparation électron-photon/ hadron)
- $E_9/E_{25} > 0.9$  (forme moyenne d'une gerbe électromagnétique observée en faisceau test)
- $\chi^2 < 30$  (il est très improbable, d'après l'étude en faisceau test, qu'un électron ait un  $\chi^2 > 30$ )

## 2- Attachement de la gerbe à une trace de la TEC

On demande qu'il y ait une trace avec  $\Delta\Phi_{\text{match}} < 5 \text{ mrad}$  (figure 4.6). De manière à être certain d'avoir choisi une trace isolée, on exige également que la trace la plus proche de celle sélectionnée soit en dehors de 5 mrad ( $\Delta\Phi_{\text{isol}} > 5 \text{ mrad}$ ).

D'autre part, on demande que l'énergie mesurée dans le ECAL soit compatible avec l'impulsion de la trace mesurée dans la TEC, ceci pour être sûr que la trace choisie est la bonne. Cependant, comme la précision de la mesure de  $\theta$  dans la TEC n'est pas parfaite, on se restreint à la comparaison de l'énergie transverse mesurée dans le ECAL, avec l'impulsion transverse mesurée par la TEC. La coupure appliquée sur cette comparaison est :

$$\frac{1}{p_T^{\text{TEC}}} - \frac{1}{E_T^{\text{BGO}}} < 4\sigma$$

$\sigma$  est la résolution intrinsèque de la TEC :  $\sigma = 0.013 \text{ GeV}^{-1}$ .

## 3- Acceptation d'une trace dans la TEC

La trace dans la TEC peut être mal mesurée et introduire du bruit de fond supplémentaire. Afin d'éviter ce problème, on demande que la trace sélectionnée précédemment satisfasse les critères suivants :

$$\begin{aligned} N_{\text{Hit}} &> 40 \\ N_{\text{span}} &> 50 \\ |\text{DCA}| &< 5 \text{ mm} \\ \phi_{\text{track}} - \phi_{\text{anode}} &< 10 \text{ mrad} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\phi_{\text{track}} - \phi_{\text{cathode}} &< 10 \text{ mrad} \\ 3 \text{ GeV} &< p < 30 \text{ GeV} \\ 1 \text{ GeV} &< p_T < 6 \text{ GeV}\end{aligned}$$

Les coupures sur  $N_{\text{Hit}}$  et  $N_{\text{span}}$  assurent une trace correctement mesurée par la TEC.

La coupure sur le DCA enrichit l'échantillon en traces bien reconstruites.

Comme montré dans le chapitre 2.2.2, la confusion de charge augmente près de l'anode et de la cathode, c'est pourquoi on applique des coupures sur les variables  $\phi_{\text{track}} - \phi_{\text{anode}}$  et  $\phi_{\text{track}} - \phi_{\text{cathode}}$ .

Les coupures en  $p$  et  $p_T$  permettent non seulement un enrichissement de l'échantillon sélectionné en quarks  $b$ , mais également une limitation de la confusion de charge.

Après ces trois différentes étapes de sélection, l'efficacité pour identifier un électron est de  $23.5 \pm 1.2\%$ .

Malgré la sélection, il peut rester quatre types de bruits de fond :

- On peut confondre un hadron avec un électron si les bumps coïncident avec la forme électromagnétique, et que le jet hadronique est formé d'au moins une trace chargée (observée dans la TEC),
- La concordance du bump avec une trace peut être faussée si le bump ou la trace ont été mal reconstruits,
- Un photon peut avoir subi une conversion ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ),
- Il s'est produit une désintégration type Dalitz ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ).

Les figures 4.8, 4.9 et 4.10 montrent respectivement les spectres en  $\cos \theta_{\text{thrust}}$ , impulsion  $p$  et impulsion transverse  $p_T$  des électrons sélectionnés pour les années 1993, 1994 et 1995. Seule la coupure sur l'impulsion transverse n'a pas été appliquée sur ces figures, et la normalisation est toujours par rapport au nombre d'entrées dans l'échantillon de données.

On observe un excellent accord général des données avec les simulations Monte-Carlo idéales. De plus, les spectres sont très semblables d'une année à l'autre. On peut également comparer les spectres des muons et des électrons et remarquer que la pureté de l'échantillon des électrons est très supérieure (facteur 2) à celle des muons. Ceci est dû au fait que les coupures de sélection des électrons sont plus dures que celle appliquées à la sélection des muons.

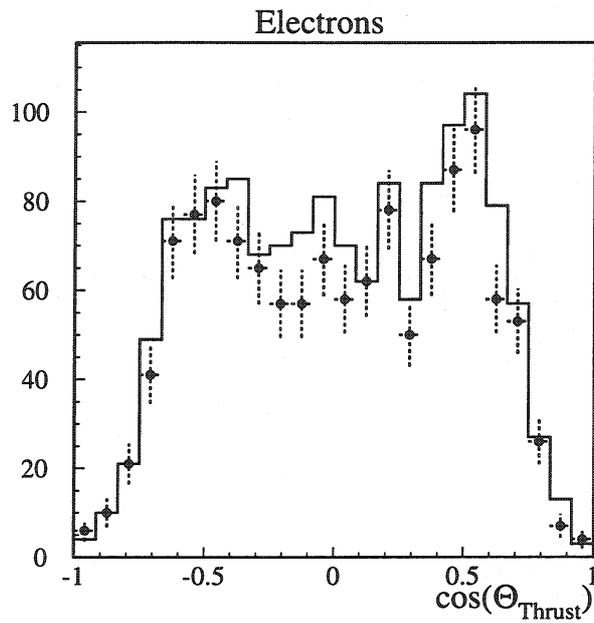


Fig. 4.7 – Comparaison d’une simulation réaliste (points) du détecteur, avec une simulation idéale (lignes continues) pour la distribution  $\cos \theta_{\text{thrust}}$ .

D’autre part, le spectre en  $p_T$  montre visiblement l’effet de la coupure à 1 GeV : la pureté de l’échantillon en désintégration du b augmente fortement.

Enfin, comme pour les muons, la même simulation réelle a été testée sur l’échantillon de 90000 événements hadroniques. La figure 4.7 montre les distributions  $\cos \theta_{\text{thrust}}$  dans le cas d’une simulation idéale (lignes pleines) et dans les cas de la simulation réelle (points). Là encore, les différences observées vont bien dans le sens des données, puisque l’allure de la distribution ne change pas, seule la normalisation est modifiée.

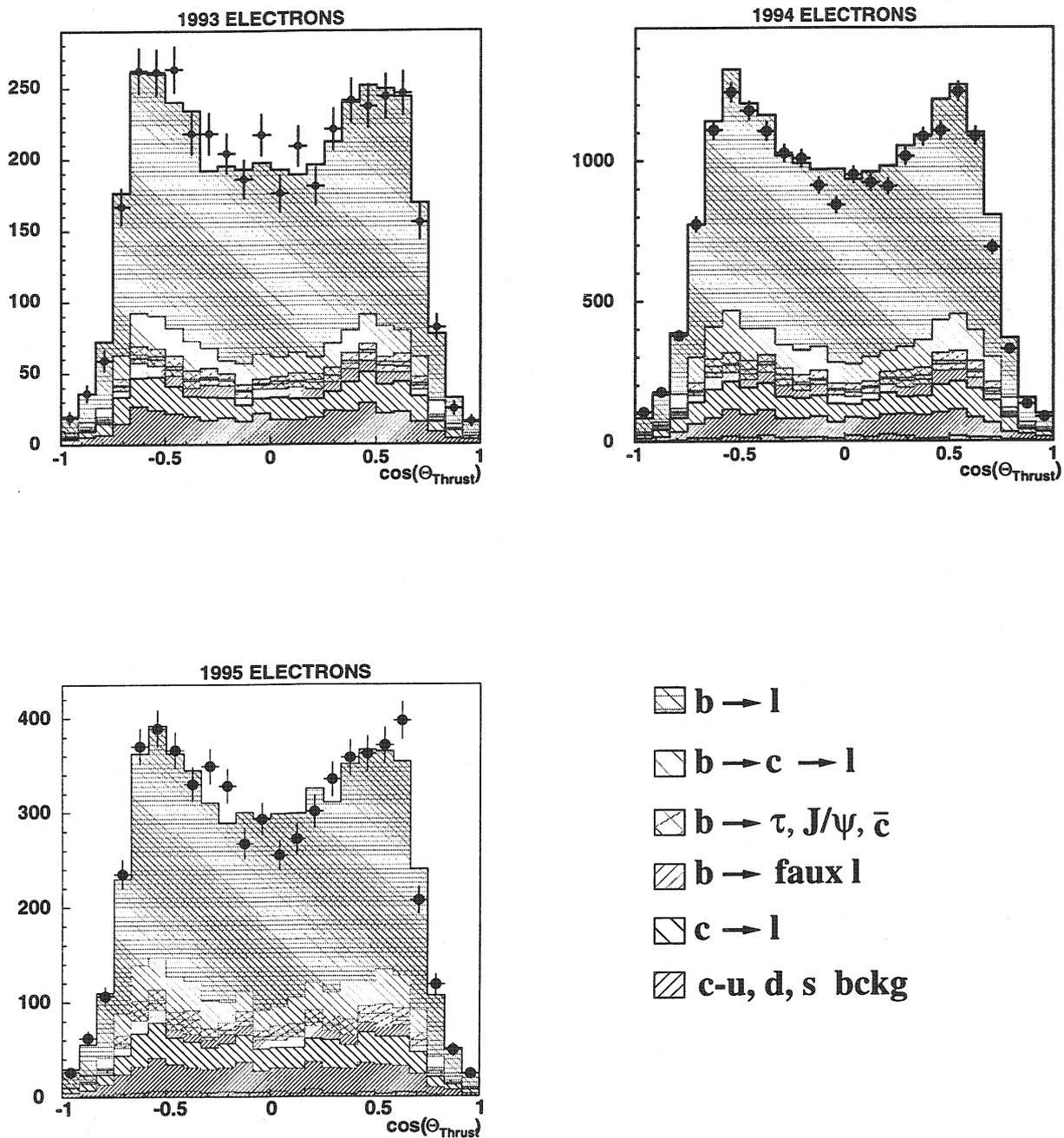


Fig. 4.8 – Distribution de  $\cos(\theta_{\text{thrust}})$  des électrons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995.

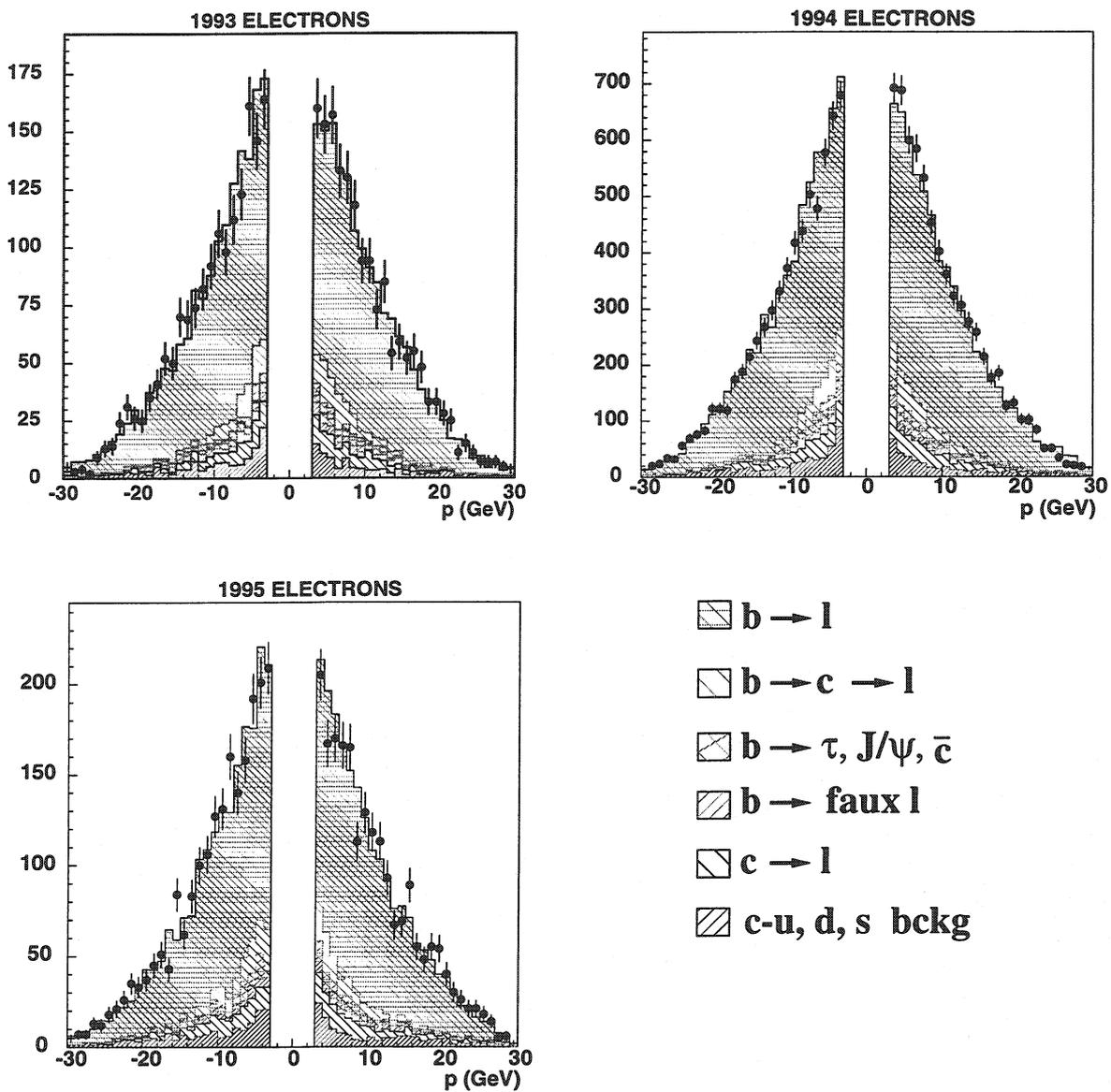


Fig. 4.9 – Distribution de l'impulsion signée de la charge des électrons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995.

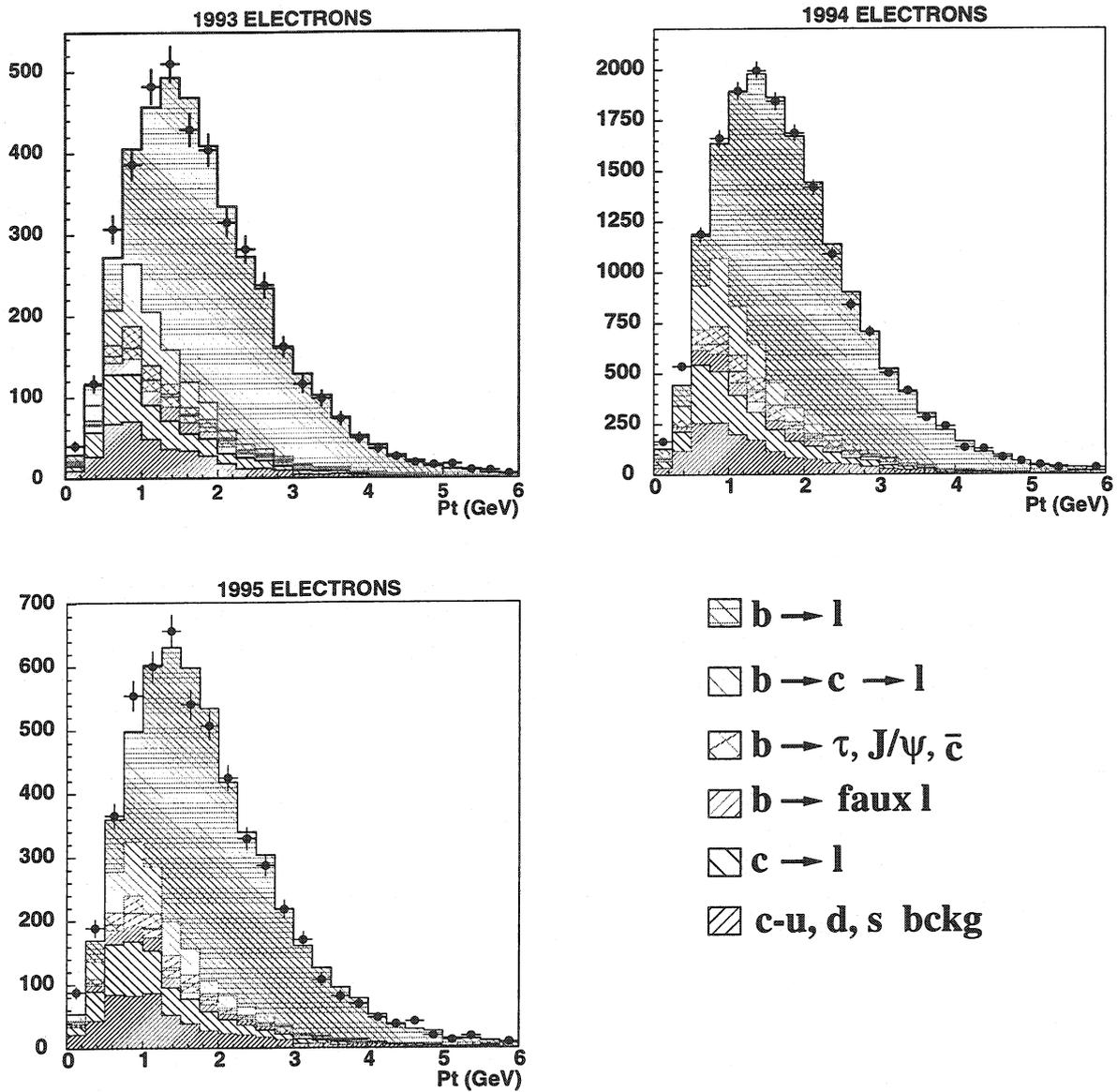


Fig. 4.10 – Distribution de l'impulsion transverse des électrons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995.

### 4.1.3 Pureté, efficacité

Le tableau 4.1 montre le nombre d'électrons et de muons sélectionnés à la fois dans les données et les Monte-Carlo, en 1993, 1994 et 1995. A noter qu'aucune normalisation n'a été effectuée pour ces résultats, car le Monte-Carlo correspond à une simulation idéale du détecteur. On a par contre déterminé l'inefficacité du détecteur, de l'ordre de 15% pour la sélection des muons et 17% pour celle des électrons.

	1993		1994		1995	
Leptons	Données	MC	Données	MC	Données	MC
Electrons	3296	10424	13459	24607	4187	13314
Muons	7532	21580	30054	51547	9920	30294

Tab. 4.1 – Nombre d'électrons et de muons sélectionnés en 1993, 1994 et 1995 dans les données et les Monte-Carlo.

Il est possible de classifier les événements sélectionnés auparavant en 9 catégories  $A_i$   $i=1..9$ .  $A_1$  correspond au signal recherché, c'est-à-dire une désintégration directe, via un W, du quark b primaire en un quark plus léger et un lepton et un neutrino ( $b \rightarrow l^-, \bar{b} \rightarrow l^+$ ).

$A_7$  est un des bruits de fond. Il est similaire à  $A_1$  et correspond à la désintégration directe du quark primaire c, en un quark plus léger et en un lepton et un neutrino ( $c \rightarrow l^+, \bar{c} \rightarrow l^-$ ). On peut déjà noter ici que la charge provenant d'un quark c est de signe opposé à celui provenant du quark b.

Les événements de type  $A_2$  correspondent à une désintégration en chaîne (cascade) du quark b primaire, en un quark c, avant que celui-ci ne se désintègre en lepton et neutrino ( $b \rightarrow c \rightarrow l^+, \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$ ). Là encore, la charge du lepton résultant est opposée à celle de la désintégration directe du quark b.

Le type  $A_3$  provient de la désintégration du quark b en un quark  $\bar{c}$ , qui lui-même se désintègre en lepton, via deux échanges W ( $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$ ).

$A_4$  est un bruit de fond pour lequel le quark primaire est un b, mais la particule finale est un lepton arrivant après une cascade qui n'est pas du type mentionné précédemment ( $b \rightarrow s \rightarrow l, b \rightarrow J/\psi \rightarrow l^+l^-$ ).

$A_5$  représente une désintégration en cascade du b en  $\tau$  puis en lepton ( $b \rightarrow \tau^- \rightarrow l^-, \bar{b} \rightarrow \tau^+ \rightarrow l^+$ ).

$A_6$  provient de la désintégration d'un quark b, mais dont la particule finale a été mal

identifiée comme étant un lepton ( $b \rightarrow$  faux l).

$A_8$  est la contribution des événements dont le quark primaire était un c, et la particule finale a été prise pour un lepton ( $c \rightarrow$  faux l).

Enfin,  $A_9$  contient toutes les autres possibilités, c'est à dire les désintégrations de quarks plus légers (u, d, s) en leptons correctement ou mal identifiés (u, d, s  $\rightarrow$  l ou fake l).

La figure 4.11 montre les diagrammes de Feynman correspondant aux types  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_5$  et  $A_7$ .

Le tableau 4.2 donne respectivement les fractions des 9 types de muons et électrons sélectionnés par les coupures énoncées précédemment dans l'échantillon de Monte-Carlo hadronique. De manière à montrer quantitativement l'influence de la coupure en  $p_T$ , les compositions sont données avant et après avoir appliqué cette coupure.

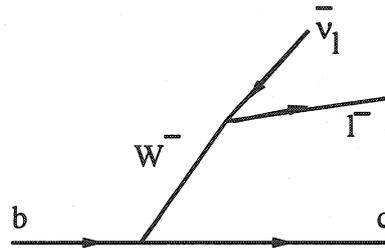
Catégorie	Muons (%)		Electrons (%)	
	$p_T > 0$ GeV	$p_T > 1$ GeV	$p_T > 0$ GeV	$p_T > 1$ GeV
$A_1$ $b \rightarrow l$	$33.32 \pm 0.16$	$59.95 \pm 0.25$	$66.38 \pm 0.31$	$75.98 \pm 0.31$
$A_2$ $b \rightarrow c \rightarrow l$	$10.00 \pm 0.11$	$7.40 \pm 0.14$	$7.95 \pm 0.19$	$5.24 \pm 0.17$
$A_3$ $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$	$3.18 \pm 0.06$	$2.30 \pm 0.08$	$2.38 \pm 0.10$	$1.60 \pm 0.09$
$A_4$ $b \rightarrow J/\psi \rightarrow l$	$0.33 \pm 0.02$	$0.64 \pm 0.05$	$0.79 \pm 0.06$	$0.95 \pm 0.08$
$A_5$ $b \rightarrow \tau \rightarrow l$	$1.16 \pm 0.04$	$1.20 \pm 0.06$	$1.73 \pm 0.09$	$1.49 \pm 0.09$
$A_6$ $b \rightarrow$ faux l	$6.31 \pm 0.09$	$3.96 \pm 0.10$	$2.94 \pm 0.11$	$2.29 \pm 0.11$
$A_7$ $c \rightarrow l$	$17.33 \pm 0.13$	$10.54 \pm 0.15$	$8.57 \pm 0.18$	$5.76 \pm 0.17$
$A_8$ $c \rightarrow$ faux l	$6.80 \pm 0.09$	$3.16 \pm 0.09$	$1.56 \pm 0.08$	$0.99 \pm 0.07$
$A_9$ u,d,s $\rightarrow$ l, faux l	$21.22 \pm 0.13$	$10.79 \pm 0.15$	$7.63 \pm 0.17$	$5.62 \pm 0.16$

Tab. 4.2 – Contributions des différentes sources de leptons de l'échantillon Monte-Carlo.

Les mesures de  $\chi_B$  et  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  dépendent de la fraction de bruit de fond restant dans l'échantillon. Son estimation peut varier selon la version du Monte-Carlo utilisé. En effet, la mise à jour des paramètres de fragmentation, de désintégration ou de rapport de branchement est faite annuellement. Ainsi, il se peut que certains paramètres du Monte-Carlo ne correspondent pas exactement aux dernières mesures expérimentales et on utilise alors une méthode de pondération (reweighting) du Monte-Carlo. Ceci sera expliqué plus en détail lors de la présentation des erreurs systématiques (chap. 7).

Leptons directs :

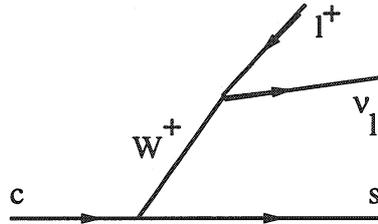
A1  $b \rightarrow l^-$



$\langle p \rangle = 8.3 \text{ GeV}$

$\langle p_t \rangle = 1.3 \text{ GeV}$

A7  $c \rightarrow l^+$

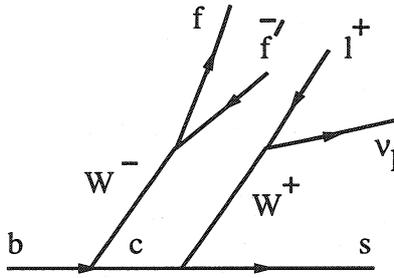


$\langle p \rangle = 4.5 \text{ GeV}$

$\langle p_t \rangle = 0.5 \text{ GeV}$

Leptons de cascade :

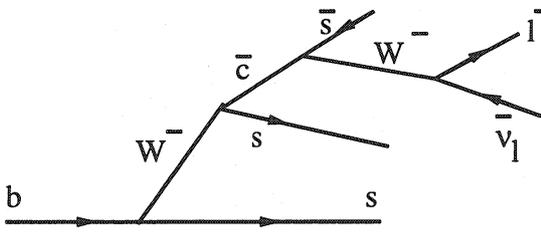
A2  $b \rightarrow c \rightarrow l^+$



$\langle p \rangle = 3.1 \text{ GeV}$

$\langle p_t \rangle = 0.7 \text{ GeV}$

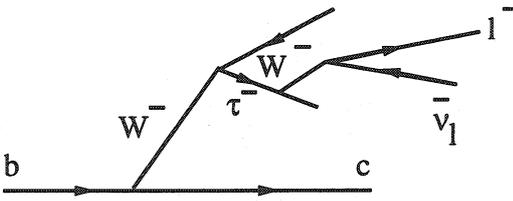
A3  $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$



$\langle p \rangle = 3.1 \text{ GeV}$

$\langle p_t \rangle = 0.5 \text{ GeV}$

A5  $b \rightarrow \tau^- \rightarrow l^-$



$\langle p \rangle = 4.5 \text{ GeV}$

$\langle p_t \rangle = 0.7 \text{ GeV}$

Fig. 4.11 - Diagrammes de Feynman des contributions composant l'échantillon.

Les Monte-Carlo utilisés pour calculer la composition de l'échantillon sont produits avec JETSET 7.3. Pour simuler les désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds, on introduit un modèle spectateur, ce qui signifie que l'impulsion des leptons ne tient pas compte des corrélations de spin, des fonctions de structure ou encore des corrections radiatives dans l'état final.

## 4.2 Les dileptons à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ pour la mesure de $\chi_B$

### 4.2.1 Sélection

Pour mesurer  $\chi_B$ , il faut sélectionner des dileptons ( $\mu\mu$ ,  $\mu e$ ,  $ee$ ) provenant de désintégrations du quark primaire b. Pour s'assurer que ces leptons viennent bien d'un b, on considère les deux leptons de l'événement, de plus grand p et  $p_T$ . Enfin, la provenance de ces leptons de deux jets opposés est satisfaite par une coupure sur leur séparation angulaire spatiale :

$$\theta_{11,12} > 60^\circ$$

Les coupures cinématiques sur les variables p et  $p_T$  permettent d'enrichir l'échantillon sélectionné en quark b primaires, et restent donc les mêmes que celle de l'asymétrie.

### 4.2.2 Pureté, efficacité

Le tableau 4.3 montre le nombre de dileptons sélectionnés dans les données en 1993, 1994 et 1995 pour chacune des trois catégories de paires de leptons ( $\mu\mu$ ,  $\mu e$ ,  $ee$ ). On remarque que l'année 1994 représente environ 60% de la statistique totale et la proportion des dileptons est  $\mu\mu : ee : \mu e = 0.455 : 0.12 : 0.425$ .

Comme pour la sélection de leptons uniques, on classe l'échantillon d'événements sélectionnés en 8 catégories  $D_i$   $i=1,..8$ .

La catégorie  $D_1$  ( $b \rightarrow l^-, \bar{b} \rightarrow l^+$ ) concerne tous les événements dileptons avec un lepton dans chaque hémisphère, de type  $A_1$ ,  $A_3$  ou  $A_5$ , puisque pour ces trois catégories, la charge du lepton observé est la même.

La catégorie  $D_2$  ( $b \rightarrow c \rightarrow l^+, \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$ ) groupe les événements avec un lepton de type  $A_2$  dans chaque hémisphère.

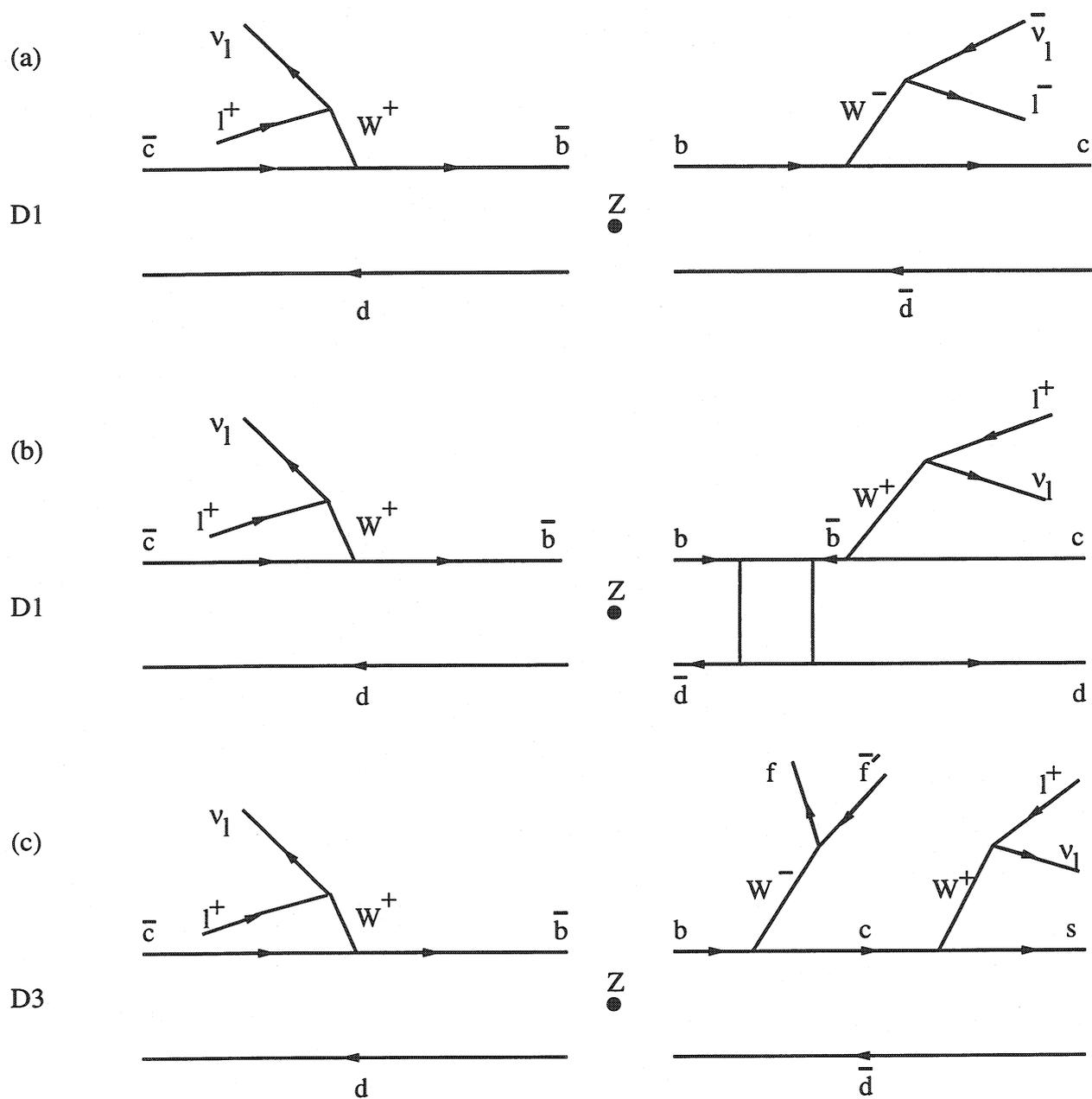


Fig. 4.12 – Exemple de diagrammes de Feynman des contributions composant l'échantillon de dileptons sélectionnés.

Charges	$\mu\mu$	ee	$\mu e$	all
<b>1993</b>				
$l^+, l^+$ all $p_T$	188	19	91	298
$l^+, l^+$ $p_T > 1$ GeV	55	11	34	100
$l^-, l^-$ all $p_T$	151	15	99	265
$l^-, l^-$ $p_T > 1$ GeV	38	11	41	90
$l^+, l^-$ all $p_T$	524	63	300	887
$l^+, l^-$ $p_T > 1$ GeV	176	50	151	377
ll all $p_T$	863	253	490	1450
ll $p_T > 1$ GeV	269	72	226	567
<b>1994</b>				
$l^+, l^+$ all $p_T$	430	59	278	767
$l^+, l^+$ $p_T > 1$ GeV	107	37	111	255
$l^-, l^-$ all $p_T$	376	52	278	706
$l^-, l^-$ $p_T > 1$ GeV	110	31	126	267
$l^+, l^-$ all $p_T$	1299	181	804	2284
$l^+, l^-$ $p_T > 1$ GeV	475	128	460	1063
ll all $p_T$	2105	292	1360	3757
ll $p_T > 1$ GeV	692	292	1360	1585
<b>1995</b>				
$l^+, l^+$ all $p_T$	129	16	85	230
$l^+, l^+$ $p_T > 1$ GeV	31	12	36	79
$l^-, l^-$ all $p_T$	117	19	68	207
$l^-, l^-$ $p_T > 1$ GeV	45	10	25	80
$l^+, l^-$ all $p_T$	400	44	227	671
$l^+, l^-$ $p_T > 1$ GeV	152	26	124	302
ll all $p_T$	646	79	380	1108
ll $p_T > 1$ GeV	228	48	185	461
<b>1993 to 1995</b>				
ll all $p_T$	3614	468	2230	6315
ll $p_T > 1$ GeV	1189	316	1108	2613

Tab. 4.3 – Statistique de dileptons pour les données en 1993, 1994 et 1995.

On peut noter que pour les événements des catégories  $D_1$  et  $D_2$ , et s'il n'y a pas de mélange, on observe des leptons de signe opposé (figure 4.12 a). Si par contre, un des mésons  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) oscille en un méson  $\bar{B}^0$  ( $B^0$ ), on observe alors deux leptons de même signe pour  $D_1$  et  $D_2$  (figure 4.12 b).

La catégorie  $D_3$  ( $b \rightarrow l^-$ ,  $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$ ) mélange les catégories  $A_1$  ou  $A_3$  ou  $A_5$  avec la catégorie  $A_2$ . Ainsi, sans mélange, les deux leptons auront le même signe, et des signes opposés en cas de mélange (figure 4.12 c).

$D_4$  mélange  $A_1$  ou  $A_3$  ou  $A_5$  avec  $A_4$  ou  $A_6$ .  $D_5$  comprend des événements de type  $A_2$ , avec un lepton de type  $A_4$  ou  $A_6$  de l'autre hémisphère.

$D_6$  est le cas où l'on observe un lepton de type  $A_4$  ou  $A_6$  dans chaque hémisphère.  $D_7$  est semblable à  $D_6$ , sauf que l'on considère des événements de type  $A_7$ .

Enfin,  $D_8$  regroupe toutes les autres possibilités de mélange de catégories  $A_i$ , non citées précédemment.

Le tableau 4.4 montre la contribution de chacune des catégories pour l'échantillon d'événements Monte-Carlo sélectionnés auparavant. Comme pour l'asymétrie, l'échantillon le plus pur en quarks  $b$  primaires est celui de diélectrons ; c'est également celui qui souffre de la plus faible statistique, en raison des coupures plus strictes pour la sélection d'électrons comparée à celle des muons. De plus, le bruit de fond le plus important après la coupure en  $p_T$  concerne  $D_3$  qui varie de 14 à 17 % selon l'échantillon.

	Catégorie	$\mu\mu$ (%)	$ee$ (%)	$\mu e$ (%)
<b>D1</b>	$b \rightarrow l$ , $b \rightarrow l$	$65.98 \pm 1.64$	$75.64 \pm 2.60$	$72.58 \pm 1.47$
<b>D2</b>	$b \rightarrow c \rightarrow l$ , $b \rightarrow c \rightarrow l$	$0.72 \pm 0.29$	$0.74 \pm 0.51$	$0.33 \pm 0.19$
<b>D3</b>	$b \rightarrow l$ , $b \rightarrow c \rightarrow l$	$17.37 \pm 1.31$	$13.65 \pm 2.08$	$13.92 \pm 1.14$
<b>D4</b>	$b \rightarrow l$ , $b \rightarrow bckg$	$7.23 \pm 0.90$	$4.80 \pm 1.30$	$7.89 \pm 0.90$
<b>D5</b>	$b \rightarrow c \rightarrow l$ , $b \rightarrow bckg$	$1.32 \pm 0.40$	$0.36 \pm 0.36$	$4.38 \pm 0.21$
<b>D6</b>	$b \rightarrow bckg$ , $b \rightarrow bckg$	$0.12 \pm 0.12$	$0.37 \pm 0.37$	$0.22 \pm 0.15$
<b>D7</b>	$c \rightarrow l$ , $c \rightarrow l$	$2.41 \pm 0.53$	$0.37 \pm 0.37$	$0.66 \pm 0.27$
<b>D8</b>	Autres	$4.82 \pm 0.74$	$4.06 \pm 1.20$	$3.94 \pm 0.64$

Tab. 4.4 – Composition des événements dileptons dans l'échantillon Monte-Carlo

## 4.3 Sélection leptonique à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$

### 4.3.1 Sélection des muons

La seule modification apportée à la sélection de muons à  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$  est la coupure sur l'impulsion  $p$  demandée supérieure à  $6 \text{ GeV}$ . Cette coupure diminue de 15% la contribution des quarks plus légers. Le nombre de muons observés dans les données est 63 pour un nombre attendu de 68.5.

La figure 4.13 montre les distributions en impulsion  $p$ , impulsion transverse  $p_T$  et en  $-Q \cos \theta_{\text{thrust}}$  des muons sélectionnés. La normalisation est donnée par la luminosité intégrée.

Les différentes contributions des bruits de fond sont détaillées dans le paragraphe 4.3.4. Les figures quant à elles montrent les contributions du signal, du bruit de fond provenant de quarks  $b$  et du bruit de fond ne provenant pas de quark  $b$ . On observe un accord très satisfaisant des données avec les simulations du signal et des différents bruits de fond, compte tenu de la faible statistique disponible.

### 4.3.2 Sélection des électrons

- La forme des gerbes électromagnétiques avait été étudiée en faisceau test à  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ . A haute énergie, cette distribution est différente et la coupure sur la variable  $\chi^2$  s'est révélée très inefficace à  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  et n'a pas été appliquée.
- L'impulsion des électrons est supérieure à celle mesurée à  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ . Comme la précision de la TEC est moins bonne à haute impulsion, la coupure sur la variable  $\frac{1}{p_T^{\text{TEC}}} - \frac{1}{E_T^{\text{BGO}}}$  n'est pas retenue.
- $E_{\text{HCAL}}^{\text{70}} < 6 \text{ GeV}$  : Les électrons produits à  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  déposent plus d'énergie dans le HCAL par rapport à  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ .
- $|\Delta\Phi_{\text{match}}| < 10 \text{ mrad}$  : là encore, la coupure est un peu plus large que pour l'analyse à  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$  en raison de la résolution de la TEC.
- La coupure sur l'impulsion  $p$  n'a pas été modifiée car elle ne permet pas d'améliorer la pureté de l'échantillon en quarks primaires  $b$ .

La figure 4.14 montre le comportement en  $p$ ,  $p_T$  et  $-Q \cos \theta_{\text{thrust}}$  des électrons sélectionnés. Comme pour les distributions des muons, l'accord des données avec les simulations Monte-Carlo est satisfaisant compte tenu des barres d'erreur statistique. Le nombre d'électrons

observés est 56 pour un nombre attendu de 62.5.

### 4.3.3 Coupure des bruits de fond

1. A haute énergie, quatre contributions de bruits de fond très importantes doivent être considérées : Non  $b \rightarrow l$ , ISR, WW et  $\gamma\gamma$ .

En fait, on peut éliminer efficacement une partie du bruit de fond ISR et WW grâce à la distribution de l'angle entre le lepton et l'axe du jet le plus proche. La figure 4.15 montre que cette variable est différente selon le bruit de fond considéré. On applique la coupure suivante :

$$|\cos \theta_{l,\text{jet}}| > 0.95.$$

2. D'autre part, il est possible d'enrichir l'échantillon hadronique en quarks primaires  $b$  en utilisant l'étiquetage des quark  $b$  [66]. Ce outil est basé sur le fait qu'un quark  $b$  a un parcours plus long que les quarks légers avant de se désintégrer, et l'on observe un vertex déplacé. L'efficacité et la pureté en  $b$  de cet outil sont calculées annuellement grâce à un run à  $\sqrt{s} = 91$  GeV, et sont 75% et 75% respectivement. La variable discriminatrice est appelée  $D$  et correspond à  $-\log(P_B)$ , où  $P_B$  est la probabilité que l'événement considéré est un  $B$ .

Pour cette analyse, la variable  $D$  seule n'est pas suffisante et travailler dans le plan  $(p_T, D)$  est plus efficace. La figure 4.16 montre la distribution de  $D$  en fonction de  $p_T$  pour le signal et le bruit de fond des quarks plus légers, ceci pour les muons et les électrons.

On observe une bonne différenciation du signal par rapport au bruit de fond des quarks plus légers. Les coupures appliquées pour sélectionner les deux échantillons de muons et d'électrons est :

$$D > -1.8 \times p_T + 2.5 \quad (\text{muons})$$

$$D > -0.7 \times p_T + 1.8 \quad (\text{electrons})$$

$$p_T > 0.7 \text{ GeV} \quad (\text{muons et electrons})$$

La figure 4.16 montre que la coupure  $p_T < 0.7$  GeV est efficace à éliminer le bruit de fond des quarks plus légers. Ces coupures ont été optimisées pour minimiser de l'erreur totale (statistique et systématique) sur l'asymétrie observée.

Catégorie	Muons (%)	Electrons (%)	$A_k$
$b \rightarrow l$	$30.60 \pm 0.40$	$13.70 \pm 0.30$	$A_b$
$b \rightarrow c \rightarrow l$	$07.40 \pm 0.20$	$01.30 \pm 0.10$	$-A_b$
$b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l$	$01.60 \pm 0.10$	$00.40 \pm 0.05$	$A_b$
$b \rightarrow J/\psi \rightarrow l$	$00.40 \pm 0.05$	$00.00 \pm 0.01$	0
$b \rightarrow \tau \rightarrow l$	$01.00 \pm 0.09$	$00.50 \pm 0.06$	$A_b$
$b \rightarrow \text{faux } l$	$04.70 \pm 0.20$	$10.30 \pm 0.30$	$0.7 \times A_b$
$c \rightarrow l$	$16.20 \pm 0.35$	$02.70 \pm 0.10$	$-A_c$
$c \rightarrow \text{faux } l$	$23.50 \pm 0.40$	$41.60 \pm 0.45$	$-0.7 \times A_c$
$u, d, s \rightarrow l, \text{faux } l$	$06.40 \pm 0.25$	$12.10 \pm 0.30$	0
Bruit ISR	$03.80 \pm 0.20$	$04.40 \pm 0.10$	0
Bruit WW	$04.40 \pm 0.20$	$13.00 \pm 0.45$	0
Bruit $\gamma\gamma$	$00.01 \pm 0.10$	$00.00 \pm 0.00$	0

Tab. 4.5 – Les différentes sources de leptons de l'échantillon Monte-Carlo.

3. On restreint l'analyse à  $|\cos\theta_{\text{thrust}}| < 0.9$ , ce qui élimine le reste du bruit de fond provenant des ISR.

#### 4.3.4 Pureté, efficacité

Comme le montre le tableau 4.5, la pureté du signal dans l'échantillon final est d'environ 30.5 % pour les muons et 13.5 % pour les électrons. Les efficacités calculées correspondantes à ces puretés sont respectivement 21.2 % et 7.6 %. D'autre part, la pureté de l'échantillon en quarks b, toutes catégories confondues, est de 45.7 % pour les muons et 26.2 % pour les électrons. De plus, la dernière colonne de ce tableau montre la contribution de chacun des bruits de fond à l'asymétrie, en unité d'asymétrie du quark b ou du quark c.

La principale source de bruit de fond qui n'a pu être éliminée de l'échantillon de mesure est celle de désintégration d'un quark c primaire, qui se confond, du point de vue cinématique, avec un quark b. Par contre, les contributions telles que  $\gamma\gamma$ , ISR ou WW sont limitées voir nulles.

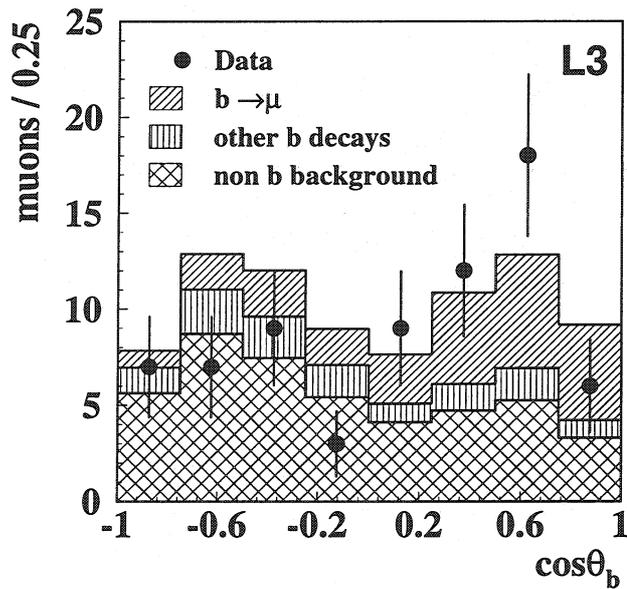
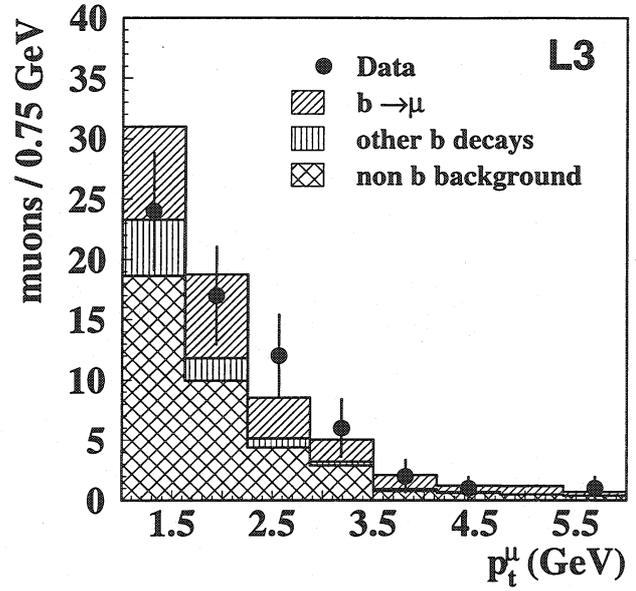
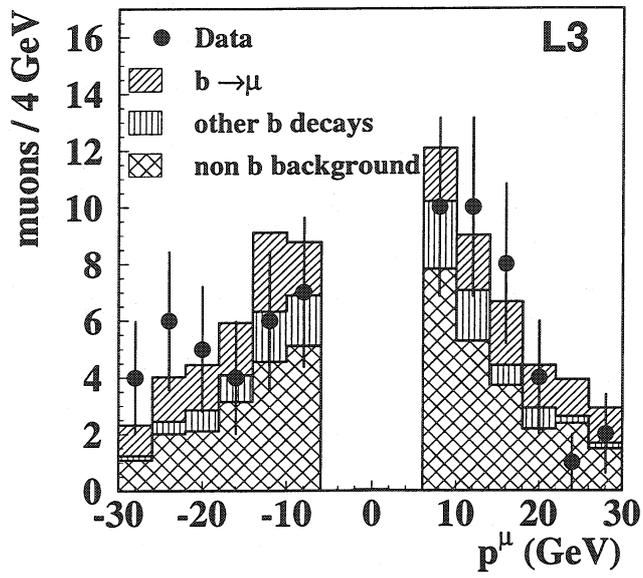


Fig. 4.13 - Distribution de  $p$ ,  $p_t$  et  $\cos\theta_b = -Q \cos(\theta_{\text{thrust}})$  des muons à  $\sqrt{s} = 189$  GeV.

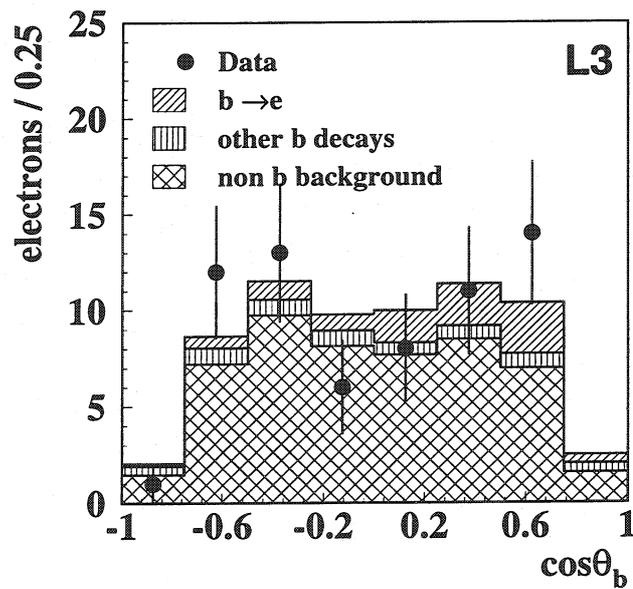
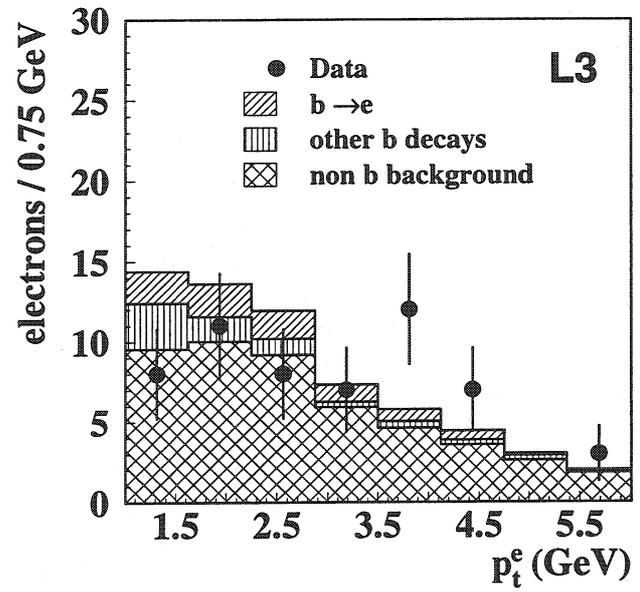
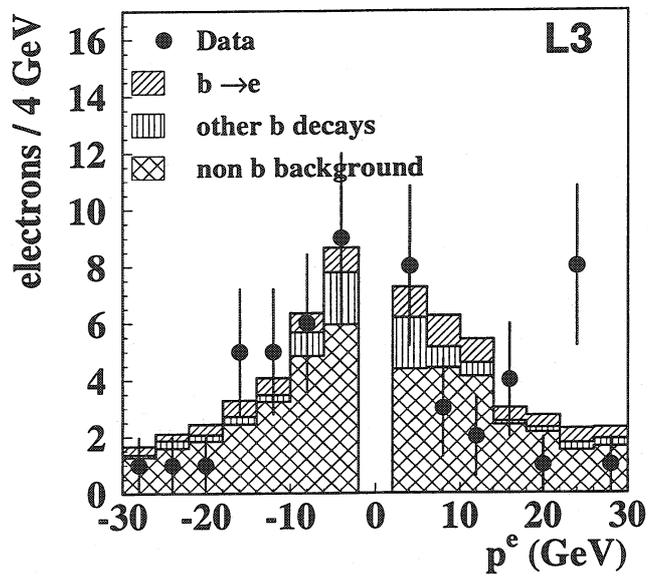


Fig. 4.14 - Distribution de  $p$ ,  $p_t$  et  $\cos\theta_b = -Q \cos(\theta_{\text{thrust}})$  des électrons à  $\sqrt{s} = 189$  GeV.

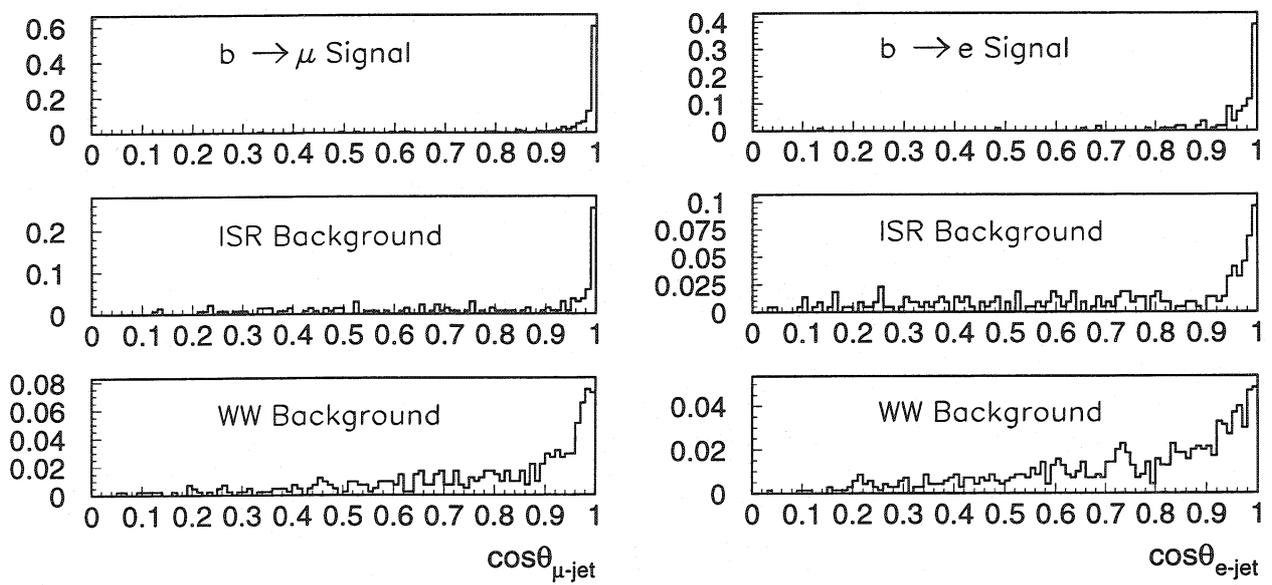


Fig. 4.15 – Distribution de  $\theta_{l,jet}$  pour le signal recherché et les bruits de fond, pour les électrons et les muons

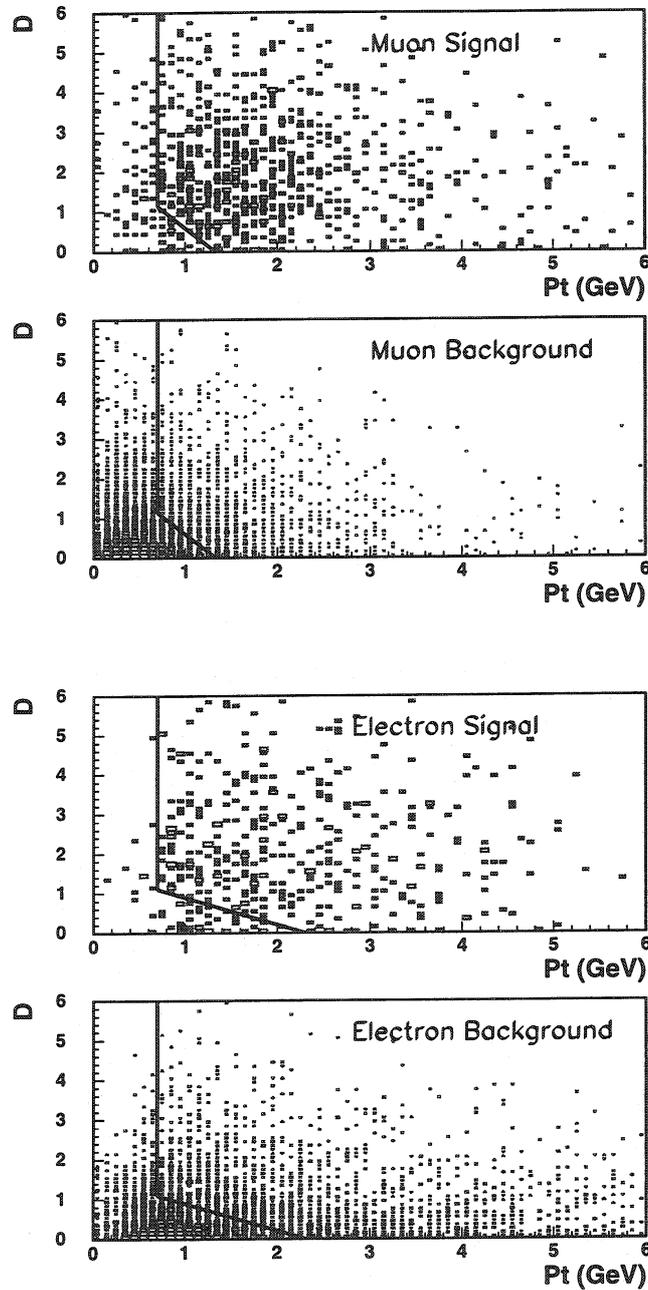


Fig. 4.16 – Distributions de la variable discriminative  $D$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  du lepton pour le signal et le bruit de fond. On conserve les événements à droite des lignes définies par les coupures précitées.

## Chapitre 5

# Étude du paramètre de mélange $\chi_B$

On peut effectuer une mesure directe du mélange  $B^0\bar{B}^0$  à partir d'événements pour lesquels les quarks  $b$  et  $\bar{b}$  d'une même paire se sont désintégrés semi-leptoniquement.

Sans mélange, les deux leptons ont des charges opposées. Cependant, si l'un des deux hadrons  $B$  oscille avant sa désintégration, on observe deux leptons de même charge. Ainsi, deux leptons de même signe montrent le phénomène de mélange. Les figures 5.1 et 5.2 montrent respectivement un exemple d'un événement avec deux muons de signes opposés, ainsi qu'un événement où les deux leptons ont la même charge.

Comme on identifie des leptons de type muons ou électrons, notre échantillon de dileptons, peut être de type  $ee$ ,  $\mu\mu$  ou  $\mu e$ . Ils sont sélectionnés comme mentionné dans le chapitre 4.2.

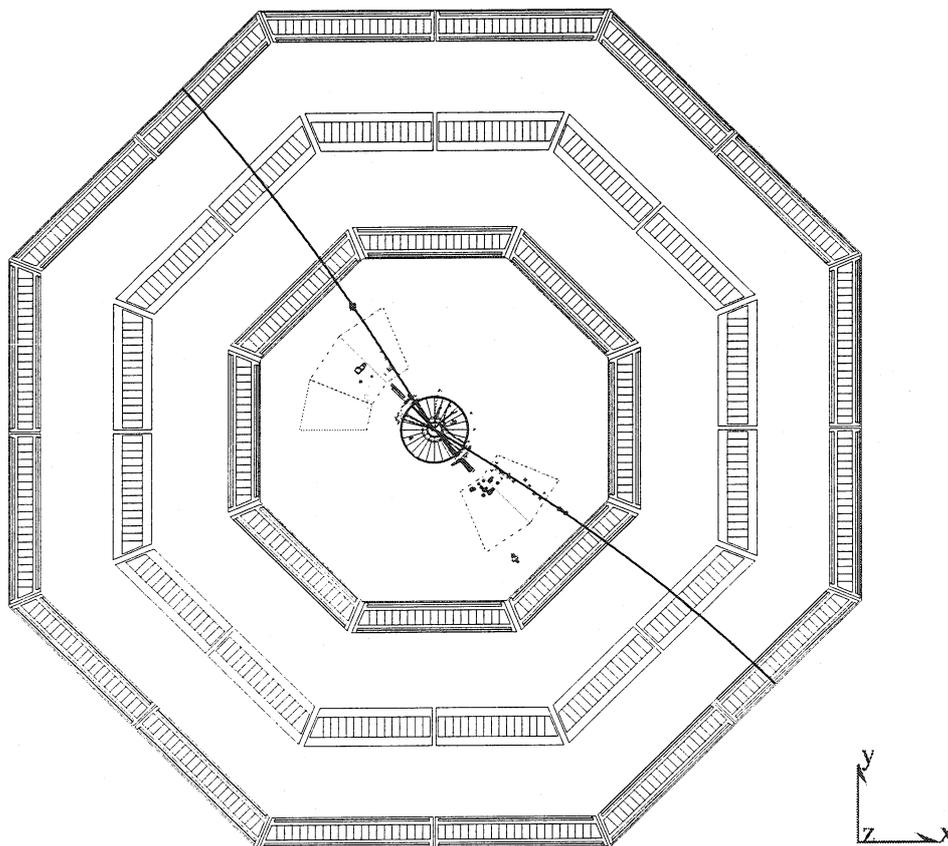
On considère deux méthodes pour calculer  $\chi_B$ . La première utilise un comptage, alors que la seconde utilise un ajustement par factorisation de spectres.

### 5.1 Méthode de comptage

Pour obtenir la meilleure précision sur la mesure de  $\chi_B$  avec cette méthode, il est nécessaire de travailler avec un échantillon très pur en quarks  $b$  primaires : on utilise donc la coupure  $p_T > 1$  GeV pour chacun des leptons. Si plus de deux leptons ont été sélectionnés, on ne conserve que les deux de plus haut  $p_T$  (figure 4.11).

La méthode consiste à calculer le rapport du nombre d'événements avec les deux leptons de même signe, sur le nombre d'événements total.

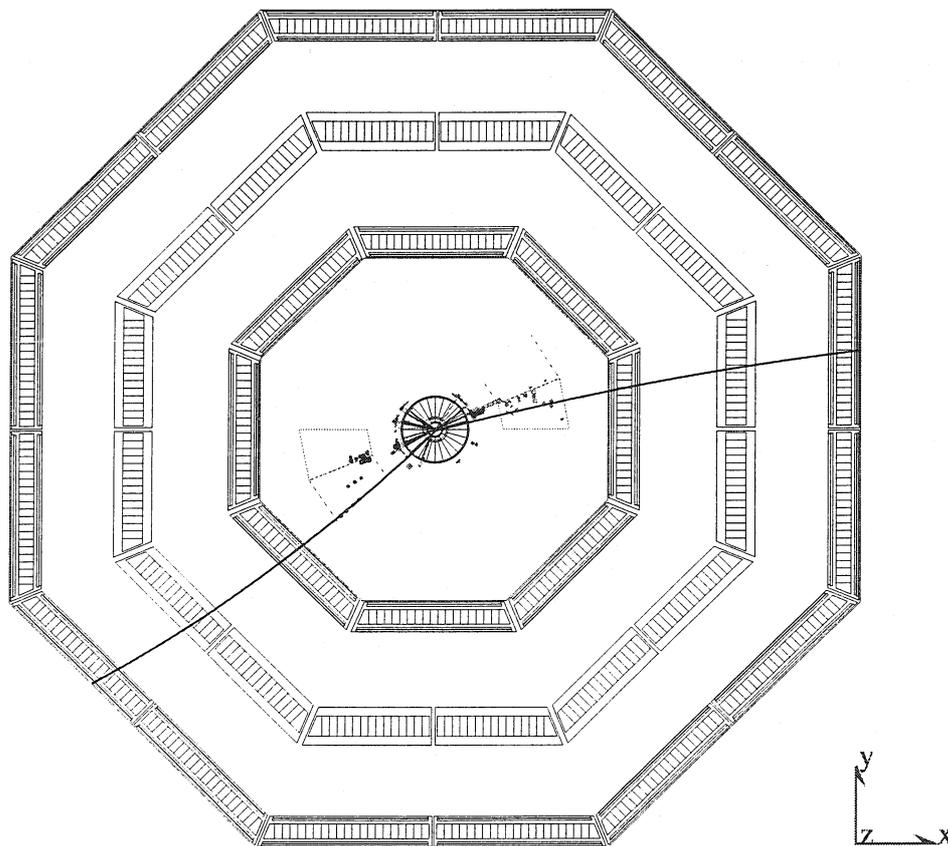
Run # 532904 Event # 2671 Total Energy : 74.00 GeV



Transverse imbalance :		.0963	Longitudinal imbalance :		-.0212
Thrust :	.9780	Major :	.1051	Minor :	.0729
Event DAQ Time :		940515 64343			

Fig. 5.1 – Un exemple d'événement dimuon pour lequel les deux leptons ont des charges opposées

Run # 544906 Event # 5232 Total Energy : 75.25 GeV



<b>Transverse Imbalance :</b>	.2023	<b>Longitudinal Imbalance :</b>	-.0654		
<b>Thrust :</b>	.9546	<b>Major :</b>	.0891	<b>Minor :</b>	.1161
<b>Event DAQ Time :</b>	940613 173826				

Fig. 5.2 – Un exemple d'événement dimuon pour lequel les deux leptons ont les mêmes charges.

Si l'on suppose que l'on sélectionne un événement  $b\bar{b}$  de  $D_1$  ou  $D_2$ , les deux leptons n'ont pas le même signe s'il n'y a pas eu d'oscillation. La probabilité qu'un événement de ce type subisse une oscillation est  $2\chi_B(1 - \chi_B)$ , puisqu'un des quarks oscille et pas l'autre (le facteur 2 provient du fait que l'on a deux leptons, donc deux possibilités). Par contre, pour le type  $D_3$ , les deux leptons ont déjà la même charge sans oscillation, et ainsi, la probabilité de rester un dilepton de mêmes charges est  $(1 - \chi_B)^2 + \chi_B^2$  car les deux quarks doivent soit rester dans leur état, soit osciller tous les deux.

Pour les événements de type  $D_4$ ,  $D_5$ ,  $D_6$ , on introduit la quantité  $\chi_{bkgd}$  :

$$\chi_{bkgd} = \chi_B P^{\text{casc}} + (1 - \chi_B)(1 - P^{\text{casc}})$$

où  $P^{\text{casc}}$  est la probabilité qu'un quark  $b$  ( $\bar{b}$ ) se désintègre en cascade, pour donner un faux lepton de charge négative (positive). D'après le Monte-Carlo,  $P^{\text{casc}} = 0.65 \pm 0.02$ .

La probabilité d'observer un événement de même signe pour le type  $D_4$  est

$$\chi_B(1 - \chi_{bkgd}) + \chi_{bkgd}(1 - \chi_B).$$

Pour le type  $D_5$ , cette probabilité est  $(1 - \chi_B)(1 - \chi_{bkgd}) + \chi_B\chi_{bkgd}$ ,

et pour  $D_6$ ,  $2\chi_{bkgd}(1 - \chi_{bkgd})$ .

On peut maintenant réécrire  $\chi_B$  comme :

$$\begin{aligned} \frac{N^{\pm\pm}}{N^{\pm\pm} + N^{\pm\mp}} &= [2\chi_B(1 - \chi_B)](D_1 + D_2) \\ &+ [\chi_B^2 + (1 - \chi_B)^2]D_3 \\ &+ [\chi_B(1 - \chi_{bkgd}) + \chi_{bkgd}(1 - \chi_B)]D_4 \\ &+ [\chi_B\chi_{bkgd} + (1 - \chi_B)(1 - \chi_{bkgd})]D_5 \\ &+ [2\chi_{bkgd}(1 - \chi_{bkgd})]D_6 \\ &+ [P^{\pm\pm}]D_8 \end{aligned}$$

$P^{\pm\pm}$  représente la probabilité d'observer des leptons de mêmes signes, ne provenant pas d'un quark  $b$ . Il est déterminé par le Monte-Carlo et vaut  $0.54 \pm 0.02$ .

La partie gauche de l'équation est obtenue grâce aux nombres observés dans les données. Les  $D_i$  sont les contributions de chacune des catégories, obtenues par les simulations Monte-Carlo.  $D_7$  est absent car aucune observation d'oscillation  $D^0 - \bar{D}^0$  a été établie.

La confusion de charge, comme pour la mesure de l'asymétrie affecte la mesure de  $\chi_B$ . Ce phénomène est pris en compte comme suit : en présence de confusion de charge, le nombre de dileptons de mêmes signes observés  $N'^{\pm\pm}$  s'écrit ( $\kappa$  est la probabilité de confusion de charge) :

$$N'^{\pm\pm} = [(1 - \kappa)^2 + \kappa^2]N^{\pm\pm} + 2\kappa(1 - \kappa)N^{\pm\mp}$$

où  $N^{\pm\pm}$  et  $N^{\pm\mp}$  sont les nombres réels de dileptons de mêmes signes et de signes opposés respectivement. Le premier terme est la probabilité qu'un dilepton de même signe conserve sa signature de charge, et le second terme, qu'un dilepton de signe opposé soit mal reconnu.

En, négligeant les termes d'ordre  $\kappa^2$ , on trouve :

$$\frac{N'^{\pm\pm}}{N^{\pm\pm} + N^{\pm\mp}} \approx 2\kappa + (1 - 4\kappa)\frac{N^{\pm\pm}}{N^{\pm\pm} + N^{\pm\mp}}$$

## 5.2 Méthode de vraisemblance maximum

La désintégration de hadrons B est signée par la présence de leptons avec soit une grande impulsion longitudinale  $p_L$ , soit une grande impulsion transverse  $p_T$  par rapport à l'axe du jet. Ainsi, la signature pour une oscillation  $B^0 - \bar{B}^0$  est la présence de deux leptons de même charge dans des hémisphères opposés, avec hauts  $p_L$  ou  $p_T$ .

On décrit les spectres de dileptons comme le produit de deux spectres de leptons séparés [68], définissant les fonctions de probabilité bidimensionnelles (en  $p_L$  et  $p_T$ ) suivantes, et utilisant les événements Monte-Carlo :

- $b(\vec{p})$  : Probabilité qu'un lepton  $l$  (muon ou électron) avec impulsion  $\vec{p} = (p_T, p_L)$ , venant de la désintégration primaire d'un hadron B, soit observé dans le détecteur L3.
- $b^\pm(\vec{p})$  : Probabilité qu'un lepton (muon ou électron) avec impulsion  $\vec{p}$ , venant d'une désintégration en cascade  $b \rightarrow X \rightarrow l^\pm$  ou  $\bar{b} \rightarrow \bar{X} \rightarrow l^\mp$ , soit observé dans le détecteur L3 ( $X$  représente n'importe quel hadron non-b, qui se désintègre directement en un muon ou un électron).
- $x(\vec{p})$  : Probabilité qu'un lepton avec impulsion  $\vec{p}$ , venant d'autres sources soit observé dans le détecteur L3.

Les conditions de normalisation pour ces fonctions sont :

$$\int \int b(\vec{p}) dp_T dp_L = 1$$

$$\int \int (b^+(\vec{p}) + b^-(\vec{p})) dp_T dp_L = 1$$

$$\int \int x(\vec{p}) dp_T dp_L = 1$$

Après avoir calculé les densités de probabilité  $b$ ,  $b^\pm$  and  $x$ , on construit une densité de probabilité globale, pour les événements dileptons ( $q_i$  est la charge des leptons, et les indices 1 et 2 correspondent à chacun des leptons) :

$$\begin{aligned} W(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = & \alpha(B^2 b(\vec{p}_1) b(\vec{p}_2) C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) U \\ & + B(1 - B)[b(\vec{p}_1) b^+(\vec{p}_2) + b^+(\vec{p}_1) b(\vec{p}_2)] L \\ & + B(1 - B)[b(\vec{p}_1) b^-(\vec{p}_2) + b^-(\vec{p}_1) b(\vec{p}_2)] U \\ & + (1 - B)^2 [b^+(\vec{p}_1) b^+(\vec{p}_2) + b^-(\vec{p}_1) b^-(\vec{p}_2)] U \\ & + (1 - B)^2 [b^+(\vec{p}_1) b^-(\vec{p}_2) + b^-(\vec{p}_1) b^+(\vec{p}_2)] L \\ & + \beta x(\vec{p}_1) x(\vec{p}_2) (1 - Q) \\ & + (1 - \alpha - \beta) x(\vec{p}_1) x(\vec{p}_2) Q \end{aligned}$$

avec :

- $\alpha$  = fraction d'événements  $b\bar{b}$  dans l'échantillon de dileptons,
- $\beta$  = fraction de (u, d, s, c) avec des charges opposées dans l'échantillon de dileptons,
- $C(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  = corrélations entre les impulsions des leptons,
- $B = \frac{\text{Br}(b \rightarrow l)}{\text{Br}(b \rightarrow l) + \text{Br}(b \rightarrow X \rightarrow l)}$
- $U = (1 - Q)[(1 - \chi_B)^2 + \chi_B^2] + 2Q\chi_B(1 - \chi_B)$
- $L = (1 - Q)2\chi_B(1 - \chi_B) + Q[(1 - \chi_B)^2 + \chi_B^2]$
- $Q = \frac{1}{2}(1 + q_1 q_2)$

Avec cette densité de probabilité, on peut définir la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\text{data}}} W_i(\vec{p}_1, \vec{p}_2, q_1, q_2)$$

où  $N_{\text{data}}$  est le nombre d'événements dileptons.

Pour obtenir la valeur de  $\chi_B$ , il reste à minimiser la fonction  $-\text{Log}(\mathcal{L})$ .

Les valeurs de  $B$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont calculées à partir de la simulation Monte-Carlo, et sont fixées dans l'ajustement. La table 5.1 montre les valeurs numériques de ces paramètres.

L'étude de l'échantillon Monte-Carlo a également indiqué que les corrélations sont compatibles avec 0, et ont donc été fixées à 0 pour l'ajustement.

Parametres	$\mu\mu$	$ee$	$\mu e$	$\Pi$
1994				
<b>B</b>	0.6572	0.8123	0.7053	0.7053
$\alpha$	0.7299	0.9734	0.8922	0.8130
$\beta$	0.1051	0.0153	0.0387	0.0707

**Tab. 5.1** – Les valeurs numériques de  $B$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  calculées à partir des simulations Monte-Carlo.

La figure 5.3 montre, pour chaque catégorie de dileptons, le comportement du paramètre de mélange en fonction de la plus petite impulsion transverse des dileptons. Les cercles correspondent à la méthode de vraisemblance maximum, alors que les croix représentent la méthode de comptage. Les deux méthodes sont en très bon accord dans les barres d'erreur statistique. La méthode de vraisemblance maximum présente une stabilité un peu meilleure le long de la coupure en  $p_T$ , et les erreurs statistique et systématique sont également plus petites. La méthode de comptage n'est donc utilisée que comme point de référence supplémentaire.

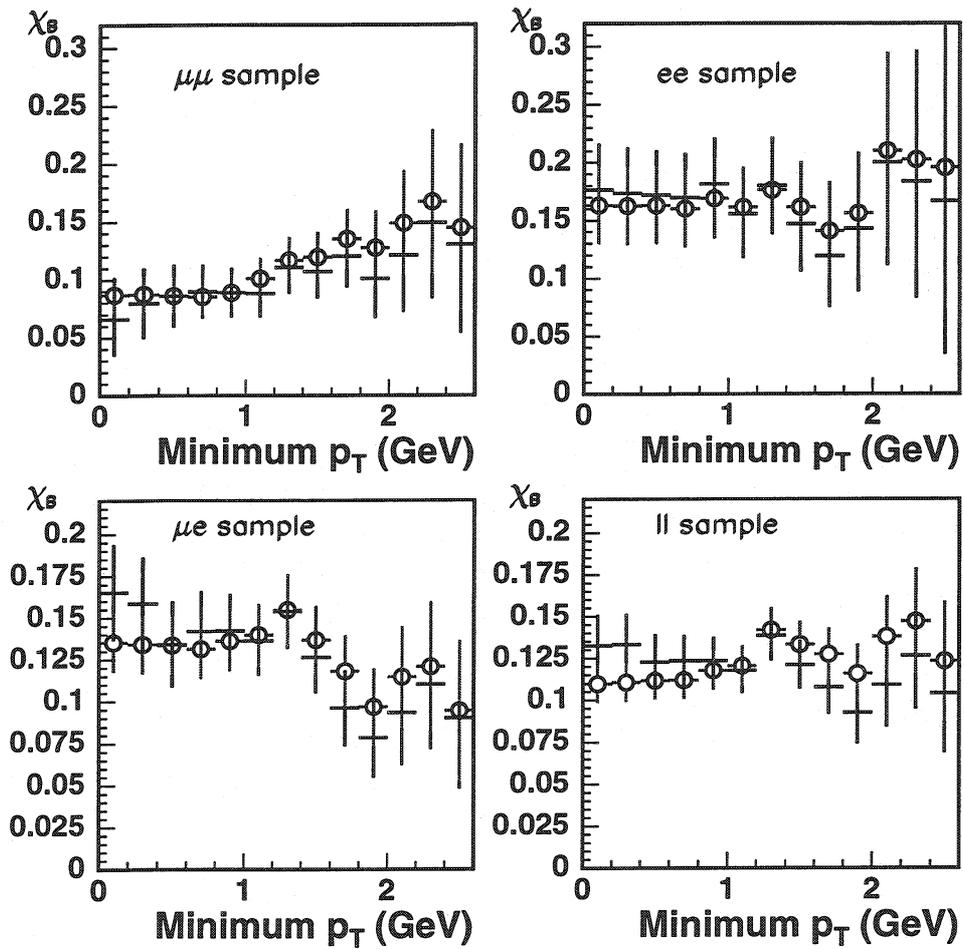


Fig. 5.3 – Distribution du paramètre de mélange en fonction du plus petit des deux  $p_T$ . Les cercles montrent la méthode de vraisemblance maximum ; les croix représentent la méthode de comptage.

## Chapitre 6

# Mesure de l'asymétrie du b dans la réaction $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$

### 6.1 Asymétrie à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$

Deux méthodes ont été étudiées pour calculer l'asymétrie du quark b : la méthode dite de **comptage** et la méthode appelée **vraisemblance maximum**.

Dans les désintégrations semi-leptoniques du quark primaire b ( $\bar{b}$ ), la charge du lepton détecté est directement corrélée à la charge du quark b ( $\bar{b}$ ) primaire. La direction de l'axe du thrust de l'événement est donc utilisée pour définir la direction du quark primaire, et le signe de la charge du quark est donné par le signe de la charge du lepton ( $b \rightarrow l^-$ ,  $\bar{b} \rightarrow l^+$ ).

La distribution angulaire du processus  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$  est (chap. 1.5) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) + A_k \cos \theta$$

où  $\theta$  est l'angle polaire du quark primaire produit, par rapport à la direction du faisceau d'électrons sortant, et  $A_k$  sont les asymétries associées aux 9 différentes sources de leptons discutées précédemment.

On détermine  $\cos \theta$  pour un événement grâce à la charge normalisée  $Q$  du lepton et l'angle polaire de l'axe de thrust  $\theta_{\text{thrust}}$  :

$$\cos \theta = -Q \cos \theta_{\text{thrust}}$$

### 6.1.1 Méthode de comptage

Cette méthode utilise une procédure simple de comptage pour déterminer l'asymétrie avant-arrière du  $b$ . On effectue ensuite un ajustement (fit) sur le nombre de leptons comptés à l'avant et à l'arrière.

La figure 6.1 montre la topologie des événements recherchés.

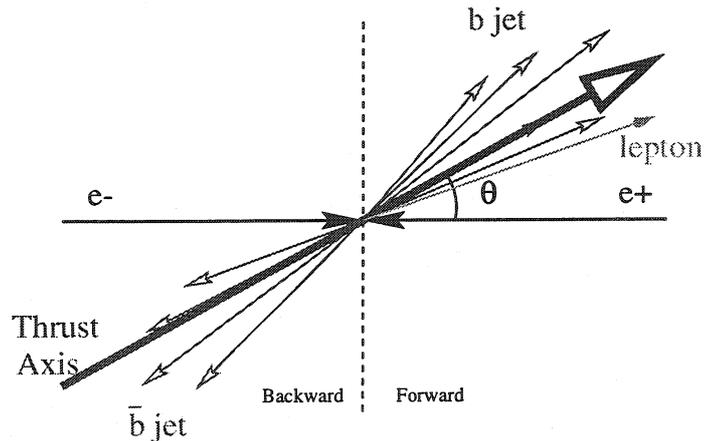


Fig. 6.1 – Topologie de la désintégration semi-leptonique d'un quark  $b$ .

On emploie, comme mentionné précédemment, l'axe de thrust comme approximation de la direction du quark  $b$  ( $\bar{b}$ ). Ainsi, on obtient une mesure directe de  $A_{FB}^{b\bar{b},obs}$ . Cependant, il faut corriger les données pour tenir compte de l'acceptance angulaire du détecteur, évaluée grâce à la simulation Monte-Carlo. La figure 6.2 montre la courbe  $-Q \cos \theta_{thrust}$  avant (distributions de gauche) et après (distributions de droite) la correction d'acceptance. L'échantillon de données contient 70% de quarks  $b$  primaires, après application de toutes les coupures de sélection discutées dans le chapitre 4. Les bruits de fond ne provenant pas de quarks  $b$  primaires sont soustraits bin à bin, avant l'ajustement final.

L'ajustement appliqué à la distribution obtenue après soustraction du bruit de fond et correction d'acceptance est :

$$\begin{aligned}
 A_{FB}^{b\bar{b},obs} &= P(1)(1 + x^2 + P(2) \cdot x \cdot 8/3)(1 - P(3) - P(4) - P(5)) \\
 &+ P(1)(1 + x^2 - P(2) \cdot x \cdot 8/3)P(3) \\
 &+ P(1)(1 + x^2)P(4) \\
 &+ P(1)(1 + x^2 + 0.7P(2) \cdot x \cdot 8/3)P(5)
 \end{aligned}$$

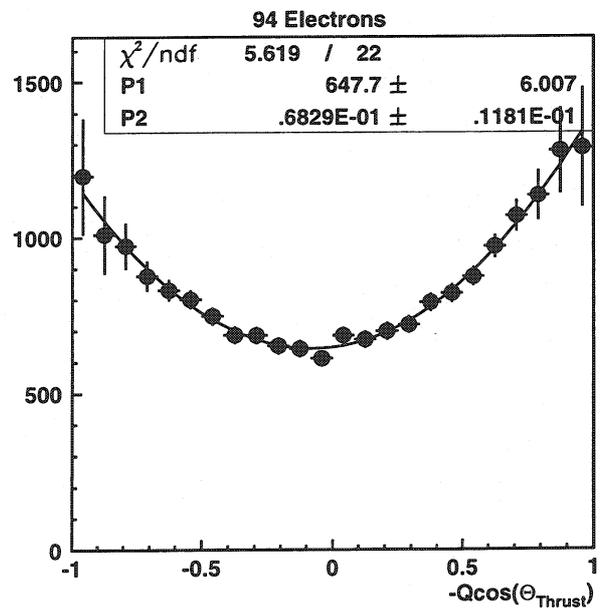
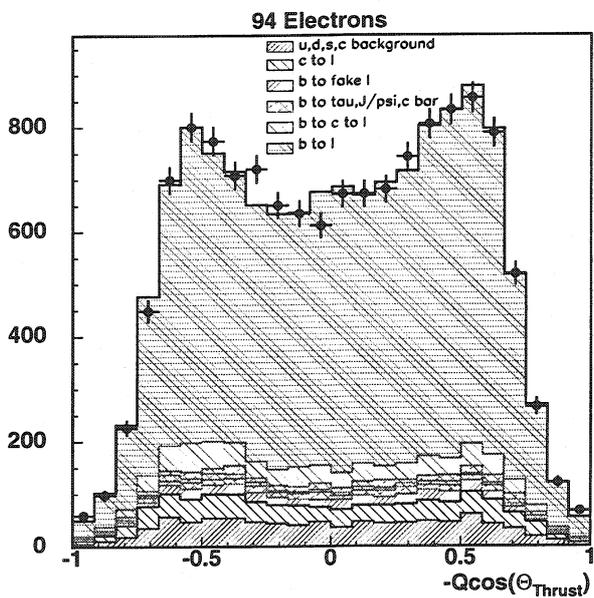
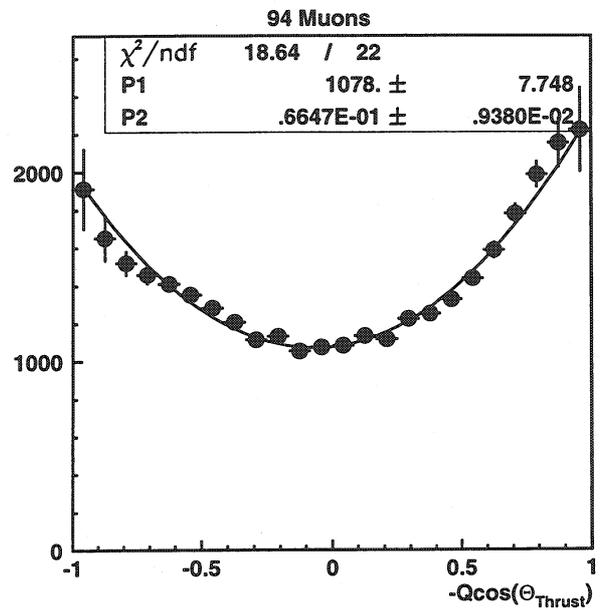
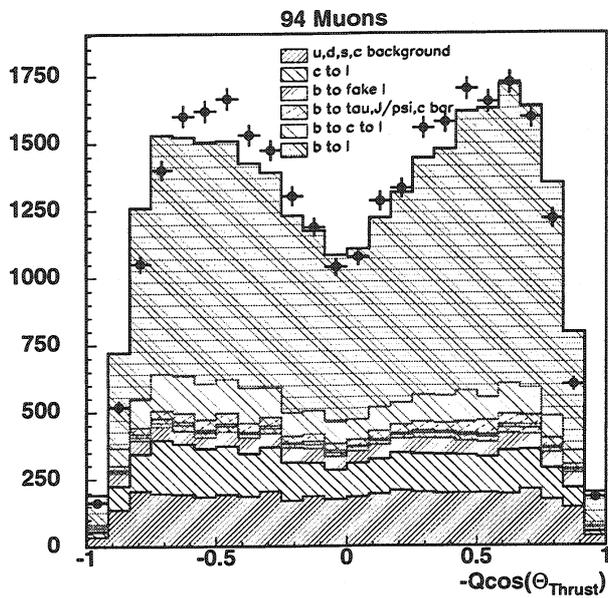


Fig. 6.2 – La courbe  $-Q \cos \theta_{\text{thrust}}$  avant (figures de gauche) et après (figures de droite) la correction d'acceptance angulaire du détecteur.

où :

- P(1) : paramètre de normalisation (flottant),
- P(2) :  $A_{\text{FB}}^{\text{b}\bar{\text{b}},\text{obs,fit}}$  non corrigée (flottant),
- P(3) :  $b \rightarrow c \rightarrow l^+$  (fixe),
- P(4) :  $b \rightarrow J/\phi \rightarrow l^+l^-$  (fixe),
- P(5) :  $b \rightarrow$  faux lepton (fixe),
- $x$  :  $-Q \cos \theta_{\text{thrust}}$ .

La mesure de l'asymétrie doit encore être corrigée par un facteur multiplicatif  $(1 - 2\epsilon)^{-1}$  pour tenir compte de l'erreur due à la confusion de charge  $\epsilon$ . En fait, la confusion de charge réduit l'asymétrie parce que lorsqu'il y a plus de leptons "avant" que "arrière" la confusion de charge fait plus paraître les leptons "avant" comme étant "arrière" plutôt que le contraire. Ainsi, le nombre de leptons "avant" et "arrière" observés peuvent s'écrire :

$$N'_F = (1 - \epsilon)N_F + \epsilon N_B \quad \text{et} \quad N'_B = (1 - \epsilon)N_B + \epsilon N_F$$

où  $\epsilon$  est la probabilité de confusion de charge. Grâce à la définition de l'asymétrie  $A_{\text{FB}}^b = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$ , on peut réécrire l'asymétrie observée avec confusion de charge :

$$A_{\text{FB}}^{\text{b}\bar{\text{b}},\text{obs}} = \frac{A_{\text{FB}}^{\text{b}\bar{\text{b}},\text{obs,fit}}}{(1 - 2\epsilon)}$$

L'asymétrie est aussi diluée à cause du paramètre de mélange  $\chi_B$ , et l'asymétrie finale mesurée est (même raisonnement que précédemment) :

$$A_{\text{FB}}^{\text{b}\bar{\text{b}}} = \frac{A_{\text{FB}}^{\text{b}\bar{\text{b}},\text{obs}}}{(1 - 2\chi_B)}$$

## 6.1.2 Méthode de vraisemblance maximum

Cette mesure consiste en une procédure d'ajustement en deux dimensions des distributions théoriques en  $p$  et  $p_T$  des leptons sur les données.

On définit la fonction de vraisemblance comme la densité de probabilité :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\text{data}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{bckg}}} f_k(i) \cdot \frac{1}{2} [1 + A_k g(\theta_i)]$$

$$g(\theta_i) = \frac{8}{3} \frac{\cos \theta_i}{(1 + \cos^2 \theta_i)}$$

où :

- $i$  est le point de donnée,
- $N_{\text{data}}$  est le nombre de leptons dans les données,
- $k$  est la catégorie,  $f_k(i)$  la fraction d'événements de catégorie  $k$
- $N_{\text{bckg}}$  est le nombre de catégories,
- $A_k$  est l'asymétrie correspondant à la catégorie  $k$ ,
- $g(\theta_i)$  est la dépendance angulaire de l'asymétrie,
- $\cos \theta_i$  est la variable  $-Q \cos \theta_{\text{thrust}}$  précédemment introduite.

Pour chaque lepton des données  $i$ , les fractions de chaque catégorie  $k$ ,  $f_k(i)$ , sont déterminées à partir du nombre et du type des leptons du Monte-Carlo trouvés dans une boîte rectangulaire centrée sur le lepton des données, dans le plan  $(p, p_T)$ .

La dimension des boîtes doit être agrandie jusqu'à ce que 30 leptons Monte-Carlo soient inclus dans cette boîte. L'avantage de cette méthode est que  $\theta_i$  provient des données et donc l'ajustement n'est pas dépendant de la description Monte-Carlo de la distribution  $\cos \theta$ .

On obtient la mesure de l'asymétrie en minimalisant la fonction  $-\text{Log}(\mathcal{L})$ .

Le tableau 6.1 montre la contribution à l'asymétrie de chacune des 9 catégories de leptons de l'échantillon.  $A_b$  correspond à l'asymétrie du quark  $b$  recherchée.  $A_c$  est l'asymétrie du quark  $c$ .  $A_{\text{bkg}}$  correspond à l'asymétrie du bruit de fond non  $b$ , mesurée dans l'échantillon Monte-Carlo au niveau du générateur. La systématique due à cette asymétrie est discutée dans le chapitre 7.1.

<b>Signal</b>	
Prompt $b \rightarrow l$	$+A_b$
Cascade $b \rightarrow \tau/\bar{c} \rightarrow l$	$+A_b$
Cascade $b \rightarrow c \rightarrow l$	$-A_b$

<b>Bruit de fond</b>	
$b \rightarrow$ hadron $B \rightarrow$ bkgd.	$0.70A_b$
Prompt $c \rightarrow l$	$-A_c$
$b \rightarrow$ hadron $B \rightarrow$ bkgd.	$A_{bkg}$
Leptons provenant des quarks uds	$A_{bkg}$

**Tab. 6.1 – Contribution à l’asymétrie de chacune des catégories de leptons**

La méthode de vraisemblance maximum fournit des résultats similaires à la méthode de comptage. Cependant, le fait d’utiliser  $(p, p_T)$  apporte une meilleure sensibilité à la mesure, c’est à dire des erreurs statistique et systématique plus faibles.

Les résultats ainsi que les commentaires particuliers concernant ces deux méthodes sont présentés dans le chapitre 8.

## 6.2 Asymétrie à $\sqrt{s} = 189$ GeV

### 6.2.1 Méthode de vraisemblance maximum, soustraction du bruit de fond

Pour calculer l'asymétrie à haute énergie, on utilise la méthode dite de "Unbinned maximum Likelihood fit".

La technique est la même qu'à plus basse énergie : le bruit de fond hadronique ne provenant pas de désintégrations du quark b primaire est soustrait de l'échantillon ainsi que les bruits de fond ISR, WW et  $\gamma\gamma$ . L'erreur systématique due à ce retrait est décrite dans le chapitre 7.3.

La fonction de vraisemblance utilisée à haute énergie est la suivante :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{\text{data}}} \sum_{k=1}^6 f_k(i) \cdot \left[ \frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta_i) + A_k \cos \theta_i \right]$$

où les différents paramètres de cette fonction sont ceux définis dans le chapitre 5.1.2.

La correction d'acceptance n'est pas nécessaire : ajouter un facteur multiplicatif symétrique à la fonction de vraisemblance ne modifie pas la valeur du minimum de cette fonction. Le facteur multiplicatif est symétrique si le détecteur est symétrique, ce qui est vérifié pour L3 [67].

La figure 6.3 montre la minimisation de la fonction de vraisemblance : le résultat désiré est le point le plus bas de cette distribution. L'erreur statistique sur la mesure de l'asymétrie est donnée par la différence entre la valeur centrale de l'asymétrie et la valeur obtenue pour une variation de 0.5 de la fonction de vraisemblance. Il se peut que l'erreur statistique ne soit pas symétrique si la "parabole" n'est pas symétrique.

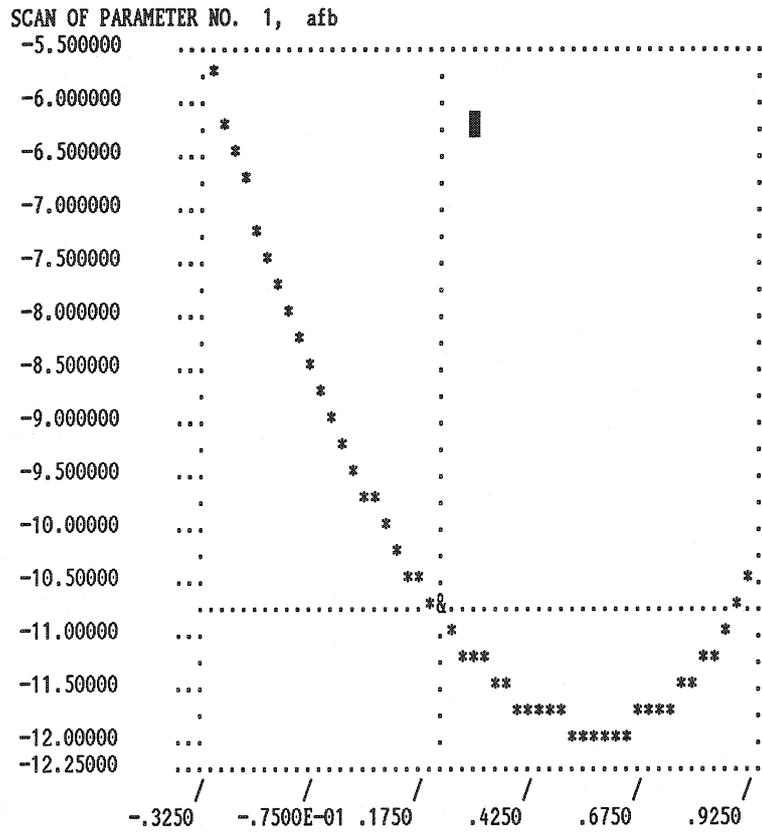


Fig. 6.3 – Minimisation de la fonction de vraisemblance

## Chapitre 7

# Étude des erreurs systématiques

Pour véritablement comprendre les mesures de  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  et  $\chi_B$ , il est nécessaire d'étudier en détail les erreurs systématiques en rapport avec les autres mesures des paramètres électrofaibles  $A_{FB}^{c\bar{c}}$ ,  $R_b$ ,  $R_c$  ainsi que les rapports de branchement.

Pour simplifier la combinaison des résultats des expériences LEP, le LEP Electroweak Heavy Flavour Working Group [69] demande l'utilisation de valeurs précises pour les paramètres, les rapports de branchement, et les modèles de désintégration. L'incertitude sur ces valeurs à utiliser pour le calcul des erreurs systématiques est également recommandée par ce groupe [70].

Les différentes sources d'erreurs systématiques sont classifiées en plusieurs catégories. La première considère les paramètres électrofaibles utilisés dans les Monte-Carlo. La seconde étudie l'influence des rapports de branchement et des paramètres se rapportant à la modélisation ainsi qu'à l'estimation du bruit de fond (change l'efficacité du signal). La dernière source d'erreurs systématiques concerne les effets, sur la mesure, d'un détecteur non parfait.

Toutes les erreurs systématiques sont déterminées par la moyenne des valeurs absolues des deux variations résultant de la variation du paramètre considéré, plus ou moins une déviation standard autour de sa valeur nominale. Chaque paramètre a été étudié indépendamment, ce qui signifie que lorsque l'on varie un paramètre, tous les autres sont gardés constants.

## 7.1 Erreurs systématiques pour le mélange

### 7.1.1 Erreurs théoriques et de modélisation

On étudie l'erreur systématique provenant du paramètre de fragmentation en utilisant la fonction de fragmentation de Peterson [71], à travers une variation de  $\langle x_E(b) \rangle = 2E_b/\sqrt{s}$  et  $\langle x_E(c) \rangle = 2E_c/\sqrt{s}$ .

Pour tenir compte de l'incertitude des largeurs de désintégration des quarks b et c,  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}$  et  $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{\text{had}}$ , on repondère le nombre des événements b ou c sélectionnés par un facteur correspondant à plus ou moins l'erreur mesurée sur ces largeurs.

L'erreur systématique due au modèle utilisé pour les désintégrations  $b \rightarrow l$  est estimée approximativement par l'étude du modèle ACCM [72] avec l'impulsion de Fermi  $p_f = 298$  MeV et une masse produite de 1673 MeV pour le point central. Pour les points supérieurs et inférieurs, on utilise le modèle ISGW [73] avec 11% de  $D^{**}$  et 32% de  $D^{**}$  respectivement.

On utilise également le modèle ACCM pour les désintégrations  $c \rightarrow l$ , avec des paramètres pour la valeur centrale et les points extrêmes choisis à partir d'ajustements à DELCO [74] et MARK III [75].

D'autre part, les études Monte-Carlo ont montré que l'asymétrie du bruit de fond  $A_{\text{FB}}^{\text{back}}$  est compatible avec 0. L'estimation de l'incertitude de mesure, due à cette quantité, est estimée en utilisant  $A_{\text{FB}}^{\text{back}} = 0. \pm 0.01$ .

### 7.1.2 Erreurs expérimentales

Les effets de l'incertitude de reconstruction d'un événement sont pris en compte en considérant l'impulsion du lepton et la direction du jet. Ces variables sont réévaluées en les faisant varier suivant une distribution gaussienne.

L'impulsion des leptons a été repondérée par une variable aléatoire distribuée selon une gaussienne d'une largeur de 2%, correspondant à la différence obtenue en utilisant deux méthodes de calcul de l'impulsion.

L'angle entre le lepton et le jet le plus proche a été varié par une valeur aléatoire distribuée selon une gaussienne de largeur  $1^\circ$ .

Les erreurs systématiques ont été estimées en variant les paramètres par leur erreur mesurée ou estimée (une déviation standard). Les paramètres étudiés sont les mêmes que

pour l'asymétrie du  $b$ , et l'incertitude du paramètre, utilisée pour le calcul de l'erreur systématique, est celle recommandée par le LEP Electroweak Heavy Flavor Working Group.

Les tableaux en appendices A.1, A.2 et A.3 listent les différentes contributions prises en compte pour le calcul de l'erreur systématique totale, pour les données de 1993, 1994 et 1995 respectivement, et pour chacune des catégories de dileptons.

Le tableau A.4 montre l'erreur systématique moyenne pondérée par l'erreur statistique pour les données de 1993 à 1995. Le tableau 7.1 présente la contribution de l'erreur systématique sur le paramètre de mélange  $\chi_B$ , pour toutes les données de LEP1 (1990-1995).

Les erreurs systématiques sont divisées en deux classes : les erreurs systématiques corrélées, qui correspondent aux catégories 1 et 2 (à part la fraction de bruit de fond), et les erreurs non corrélées correspondant à la troisième catégorie.

On peut observer quelques différences entre les années, qui pourraient être expliquées par des différences dans la statistique des Monte-Carlo, le fonctionnement du détecteur, la pureté des échantillons en quarks  $b$  primaires, ainsi que par la confusion de charge.

## 7.2 Erreurs systématiques pour l'asymétrie à $\sqrt{s} = 91$ GeV

Dans les tableaux cités ci-dessous,  $\Delta A_{FB}^{b\bar{b}}$  est la variation de l'asymétrie observée pour le paramètre considéré, et a déjà été corrigée pour le paramètre de mélange ( $\chi_B = 0.12$ ).

L'erreur systématique totale assignée est la somme quadratique toutes les contributions.

Comme les erreurs systématiques dépendent de l'année étudiée, les tables en appendice B.1 à B.6 montrent, année par année, les erreurs systématiques estimées pour les muons et les électrons en 1993, 1994 et 1995.

Ces tableaux sont tous compatibles. On peut cependant remarquer qu'en 1995, pour les muons, l'erreur systématique due à une variation de l'angle entre le lepton et le jet a presque doublé. Pour les électrons, le phénomène est presque le même, bien que cette systématique, en 1993 soit également très importante. Il semblerait donc qu'en 1995, la reconstruction des traces ait été différente de celle de 1993 et 1994. Une étude précise [67] a montré qu'en 1995, le point d'interaction a été déplacé de plus de 6 mm au cours de

Contribution	Variation %	$\Delta\chi_{ll}$
<b>Paramètres électrofaibles</b>		
$R_b$	$21.6 \pm 0.5$	+0.001
$R_c$	$16.9 \pm 0.5$	+0.001
<b>Total 1</b>		<b><math>\pm 0.002</math></b>
<b>Fragmentation et BR</b>		
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	$10.5 \pm 0.5$	+0.248
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	$8.0 \pm 0.5$	-0.267
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	$1.3 \pm 0.5$	+0.067
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	$9.8 \pm 0.5$	+0.003
Fraction de bkgd	$\pm 10$	-0.001
Modèle $b \rightarrow l$		+0.030
Modèle $c \rightarrow l$		+0.186
Modèle $b \rightarrow D$		+0.153
<b>Total 2</b>		<b><math>\pm 0.443</math></b>
<b>Effets du détecteur</b>		
<b>Total 3</b>		<b><math>\pm 0.257</math></b>
<b>Systématique Totale</b>		<b><math>\pm 0.51</math></b>

Tab. 7.1 – Erreurs systématiques sur  $\chi_B$  pour les données 1990-1995.

l'installation de nouvelles cavités radiofréquences supraconductrices.

D'autre part, au vu de l'évolution de l'erreur systématique due au modèle de désintégration du quark  $c$ , il est clair que des efforts importants ont été faits ces dernières années dans ce domaine.

Le tableau 7.2, quant à lui, montre l'erreur systématique moyennée sur toutes les années considérées.

On apprend grâce à ces tableaux que l'incertitude sur  $A_{FB}^{cc}$ , ainsi que la repondération de l'angle entre le lepton et le jet, apportent la plus grande contribution à l'erreur systématique totale.

Les effets dus aux bruits de fond, aux fractions  $b \rightarrow l$  et  $c \rightarrow l$  sont également significatifs.

En fait, les contributions les plus importantes à l'erreur systématique, proviennent de la connaissance limitée des propriétés des désintégrations semi-leptoniques, à la fois dans les taux de branchement et dans les spectres en impulsion des leptons.

En comparaison, les effets des rapports de branchement autres que ceux précédemment cités et pris séparément, peuvent être considérés comme négligeables.

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}} \times 10^2$
$R_b$	.2160	$\pm .0050$	$\mp .052$
$R_c$	.1690	$\pm .0050$	$\pm .039$
$A_c^{FB}$	0.0670	$\pm 0.0150$	$\pm .179$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.190</math></b>
$x_E(b)$	.7020	$\pm .0080$	$\pm .017$
$x_E(c)$	.4840	$\pm .0080$	$\pm .021$
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	.1050	$\pm .0050$	$\mp .068$
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	.0800	$\pm .0050$	$\mp .016$
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	.0130	$\pm .0050$	$\mp .009$
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	.0045	$\pm .0008$	$\mp .010$
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	.0980	$\pm .0050$	$\pm .079$
$\text{Br}(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	.0007	$\pm .0002$	$\pm .031$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.114</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp .071$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm .191$
Modèle $b \rightarrow D$			$\pm .024$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.205</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 10\%$	$\pm .065$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 10\%$	$\mp .199$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.209</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm .166$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm .007$
Correction confusion de charge			$\pm .026$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.168</math></b>
<b>Systématique Totale</b>			<b><math>\pm 0.387</math></b>

Tab. 7.2 – Erreurs systématiques moyennées sur l'asymétrie (1990 à 1995)

### 7.3 Erreurs systématiques pour l'asymétrie à $\sqrt{s} = 189$ GeV

L'étude des erreurs systématiques liées à la mesure de l'asymétrie à haute énergie est pratiquement identique à celle pour  $\sqrt{s} = 91$  GeV.

Il existe cependant quelques différences dues au fait, par exemple, que l'on ne connaisse pas aussi bien la valeur (ainsi que la précision) de  $R_b$ , ou  $R_c$  ou encore  $A_{FB}^{c\bar{c}}$ .

Pour estimer l'erreur systématique due à ces paramètres, on calcule la variation de  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  pour une fluctuation de 10% autour de la valeur intrinsèque du Monte-Carlo. En fait, la valeur ainsi attribuée comme erreur systématique est assez conservatrice car une variation de 10% correspond à l'erreur statistique qu'ont observé les expériences du LEP pour ces paramètres.

L'erreur systématique due à la confusion de charge est estimée à partir des valeurs  $(0.01 \pm 0.01)\%$  pour les muons et  $(4.0 \pm 0.2)\%$  pour les électrons.

Les tableaux 7.3, 7.4 et 7.5 montrent respectivement la liste détaillée de chacune des erreurs systématiques étudiées pour les muons, les électrons ainsi que l'ensemble de l'échantillon sélectionné.

On remarque ici que l'erreur systématique sur la mesure de l'asymétrie à haute énergie est environ 20 fois plus importante que celle à  $\sqrt{s} = 91$  GeV. Ceci s'explique par la différence de contribution des bruits de fond pour les deux énergies : en effet, la pureté en quarks b primaires se désintégrant en muons est deux fois plus faible, et est réduite d'un facteur cinq pour ceux se désintégrant en électrons.

De plus, la statistique à disposition à haute énergie ne correspond pour l'instant qu'à 1.5% de celle à  $\sqrt{s} = 91$  GeV.

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$
$R_b$	MC	$\pm 10\%$	$\mp 0.017$
$R_c$	MC	$\pm 10\%$	$\pm 0.056$
$A_c^{FB}$	MC	$\pm 10\%$	$\pm 0.043$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.073</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.007$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\pm 0.013$
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.016$
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.013$
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.001$
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.002$
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.023$
$\text{Br}(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.001$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.034</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.011$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.016$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.019</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 5\%$	$\pm 0.022$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 2\%$	$\mp 0.018$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.028</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.001$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.003$
Correction confusion de charge	0.01	$\pm 0.01$	$\mp 0.001$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.003</math></b>
<b>Systématique Totale</b>			<b><math>\pm 0.087</math></b>

Tab. 7.3 – Erreurs systématiques sur l'asymétrie à  $\sqrt{s} = 189$  GeV pour les muons

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$
$R_b$	MC	$\pm 10\%$	$\mp 0.013$
$R_c$	MC	$\pm 10\%$	$\pm 0.056$
$A_c^{FB}$	MC	$\pm 10\%$	$\pm 0.023$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.062</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.001$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\pm 0.003$
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.002$
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.001$
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.008$
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.001$
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.008$
$\text{Br}(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.001$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.012</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.011$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.014$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.018</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 5\%$	$\pm 0.034$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 2\%$	$\mp 0.019$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.039</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.001$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.005$
Correction confusion de charge	4.	$\pm 0.2$	$\mp 0.001$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.005</math></b>
<b>Systématique Totale</b>			<b><math>\pm 0.077</math></b>

Tab. 7.4 – Erreurs systématiques sur l'asymétrie à  $\sqrt{s} = 189$  GeV pour les électrons

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$
$R_b$	MC	$\pm 10\%$	$\mp 0.016$
$R_c$	MC	$\pm 10\%$	$\pm 0.056$
$A_c^{FB}$	MC	$\pm 10\%$	$\pm 0.036$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.068</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.005$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\pm 0.010$
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.011$
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.009$
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.003$
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.002$
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.018$
$\text{Br}(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.001$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.026</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.011$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.015$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.019</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 5\%$	$\pm 0.026$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 2\%$	$\mp 0.018$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.032</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.001$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.004$
Correction confusion de charge			$\mp 0.001$
<b>Effets du Détecteur</b>			<b><math>\pm 0.004</math></b>
<b>Systématique Totale</b>			<b><math>\pm 0.082</math></b>

Tab. 7.5 – Erreurs systématiques à  $\sqrt{s} = 189$  GeV pour l'asymétrie globale

# Chapitre 8

## Résultats et commentaires

### 8.1 Moyenner des échantillons

Les moyennes sont calculées comme suit :

- La valeur moyenne de l'asymétrie des muons et des électrons est une moyenne pondérée avec l'erreur statistique de la mesure,
- L'erreur statistique sur la moyenne est la racine carrée de la somme inverse des erreurs statistiques au carré,
- L'erreur systématique moyenne résulte de l'addition en quadrature des moyennes des systématiques corrélées (paramètres électrofaibles, fragmentation, rapports de branchement) et non corrélées (effets du détecteur), pondérées à l'erreur statistique de chaque échantillon,
- L'asymétrie moyenne pour toutes les années est calculée comme ci-dessus, tenant compte des erreurs statistiques de chacune des années, et considérant les erreurs systématiques complètement corrélées (même détecteur).

En équations, on a les définitions suivantes :

$$\bar{A} = \sum_i \left( \frac{A_i}{\sigma_{\text{stat}}^2(A_i)} \right) \times \sigma_{\text{stat.}}^2 \quad (\text{moyenne})$$

$$\sigma_{\text{stat.}} = \sqrt{\left( \sum_i \left[ \frac{1}{\sigma_{\text{stat}}^2(A_i)} \right] \right)^{-1}} \quad (\text{erreur stat.})$$

$$\sigma_{\text{corr.}} = \left( \sum_i \left[ \frac{\sigma_{\text{sys},i}}{\sigma_{\text{stat}}^2(A_i)} \right] \right) \times \sigma_{\text{stat}}^2 \quad (\text{erreur corr.})$$

$$\sigma_{\text{unco.}} = \sqrt{\left( \sum_i \left[ \frac{\sigma_{\text{sys},i}^2}{\sigma_{\text{stat}}^4(A_i)} \right] \right)} \times \sigma_{\text{stat}}^2 \quad (\text{erreur non corr.})$$

## 8.2 Le paramètre de mélange $\chi_B$

### 8.2.1 Résultats de la méthode de comptage

Le tableau 8.1 montre les résultats obtenus par la méthode de comptage pour chaque échantillon de dilepton et pour chacune des années étudiées (1993, 1994 et 1995). La combinaison des trois échantillons de dileptons pour chaque année a été effectuée comme mentionné précédemment. On peut noter d'assez importantes fluctuations de la valeur mesurée de  $\chi_B$  selon l'échantillon de dileptons et l'année considérée. Il est possible que le manque de statistique des années 1993 et 1995, comparé à 1994, ait joué un rôle dans le résultat final observé (erreurs statistiques et systématiques plus importantes).

	$\chi_B$ 1993	$\chi_B$ 1994	$\chi_B$ 1995
$\mu\mu$	$0.0970 \pm 0.0273 \pm 0.0062$	$0.0861 \pm 0.0161 \pm 0.0051$	$0.1082 \pm 0.0250 \pm 0.0049$
$\mu e$	$0.1005 \pm 0.0289 \pm 0.0065$	$0.1337 \pm 0.0180 \pm 0.0056$	$0.1043 \pm 0.0255 \pm 0.0062$
$ee$	$0.0920 \pm 0.0515 \pm 0.0082$	$0.1632 \pm 0.0343 \pm 0.0069$	$0.2306 \pm 0.0713 \pm 0.0081$

Tab. 8.1 – Les résultats de la méthode de comptage pour chaque année et pour les trois échantillons de dileptons

Le tableau 8.2 présente la combinaison des résultats des dileptons année par année, ainsi que la combinaison de tous les échantillons pour la statistique de LEP 1. Cette méthode, comme pour l'asymétrie, montre une erreur systématique plus importante que celle de la méthode de vraisemblance maximum. Aussi, ces résultats ne sont présentés qu'en tant que vérification supplémentaire de la méthode de vraisemblance maximum.

Années	$\chi_B$ Leptons
1993	$0.0940 \pm 0.0184 \pm 0.0064$
1994	$0.1118 \pm 0.0113 \pm 0.0053$
1995	$0.1130 \pm 0.0171 \pm 0.0052$
1993-1995	$0.1084 \pm 0.0084 \pm 0.0055$
1990-1992	$0.1230 \pm 0.0120 \pm 0.0052$
1990-1995	$0.1132 \pm 0.0069 \pm 0.0054$

Tab. 8.2 –  $\chi_B$  moyennés pour la méthode de comptage

### 8.2.2 La méthode de vraisemblance maximum

Comme pour la méthode de comptage, le tableau 8.3 liste les différentes valeurs de  $\chi_B$  obtenues pour chaque année étudiée. Par comparaison avec le tableau 8.1, on peut conclure en un bon accord général des deux méthodes. On remarque également que  $\chi_B$ , pour les années 1993 et 1995, montre le même comportement que  $A_{FB}^b$ . Les mêmes conclusions que précédemment sont applicables.

	$\chi_B$ 1993	$\chi_B$ 1994	$\chi_B$ 1995
$\mu\mu$	$0.1057 \pm 0.0270 \pm 0.0058$	$0.0909 \pm 0.0158 \pm 0.0047$	$0.1139 \pm 0.0248 \pm 0.0041$
$\mu e$	$0.1089 \pm 0.0287 \pm 0.0063$	$0.1406 \pm 0.0176 \pm 0.0055$	$0.1118 \pm 0.0245 \pm 0.0059$
ee	$0.1016 \pm 0.0510 \pm 0.0077$	$0.1689 \pm 0.0337 \pm 0.0053$	$0.2346 \pm 0.0705 \pm 0.0079$

Tab. 8.3 – Les résultats de la méthode de vraisemblance maximum pour chacune des années étudiées et pour chaque échantillon de dileptons

Le tableau 8.4 montre les résultats moyennés des différentes années considérées, ainsi que le résultat final pour la mesure du paramètre de mélange  $\chi_B$  pour l'ensemble des données de LEP 1. En comparant avec le tableau 8.2, on observe un bon accord des deux méthodes, dans la limite des incertitudes de la mesure. La différence dans la valeur finale peut être attribuée comme erreur systématique due à la méthode employée.

En fait, à très haut  $p$  et  $p_T$ , il n'y a presque pas de bruit de fond dans l'échantillon de dileptons. Cependant, la méthode de comptage simple donne un poids égal à chaque événement. La méthode de vraisemblance maximum, quant à elle, attribue un poids plus important à ces événements, ce qui apporte une meilleure précision statistique et systématique à la mesure de  $\chi_B$ .

Années	$\chi_B$ Leptons
1993	$0.1065 \pm 0.0183 \pm 0.0061$
1994	$0.1191 \pm 0.0111 \pm 0.0049$
1995	$0.1198 \pm 0.0169 \pm 0.0050$
1993-1995	$0.1167 \pm 0.0083 \pm 0.0051$
1990-1992	$0.1230 \pm 0.0120 \pm 0.0052$
1990-1995	$0.1187 \pm 0.0068 \pm 0.0051$

Tab. 8.4 –  $\chi_B$  moyennés pour la méthode de vraisemblance maximum

L'étude des années 1993 à 1995 a permis de valider la mesure précédemment publiée par la collaboration L3 d'une part, et de fournir une valeur définitive du paramètre de mélange  $\chi_B$  pour la période LEP 1, avec une erreur statistique deux fois plus petite d'autre part.

Les résultats obtenus par l'expérience L3 peuvent être comparés à ceux des trois autres collaborations du LEP. La figure 8.1 liste les valeurs mesurées par le LEP, ainsi que la moyenne. Ces résultats sont tous comparables.

Les variations d'erreurs statistiques d'un détecteur à l'autre peuvent être expliqués, d'une part, par la différence de statistique étudiée (cf DELPHI) et, d'autre part, par la différence d'efficacité, détecteur à détecteur, pour étiqueter un événement B.

Par contre, les variations dans les erreurs systématiques sont principalement dues à la méthode utilisée. L'estimation de l'erreur systématique est souvent assez personnelle et peut être plus ou moins conservatrice, selon la méthode utilisée par la collaboration.

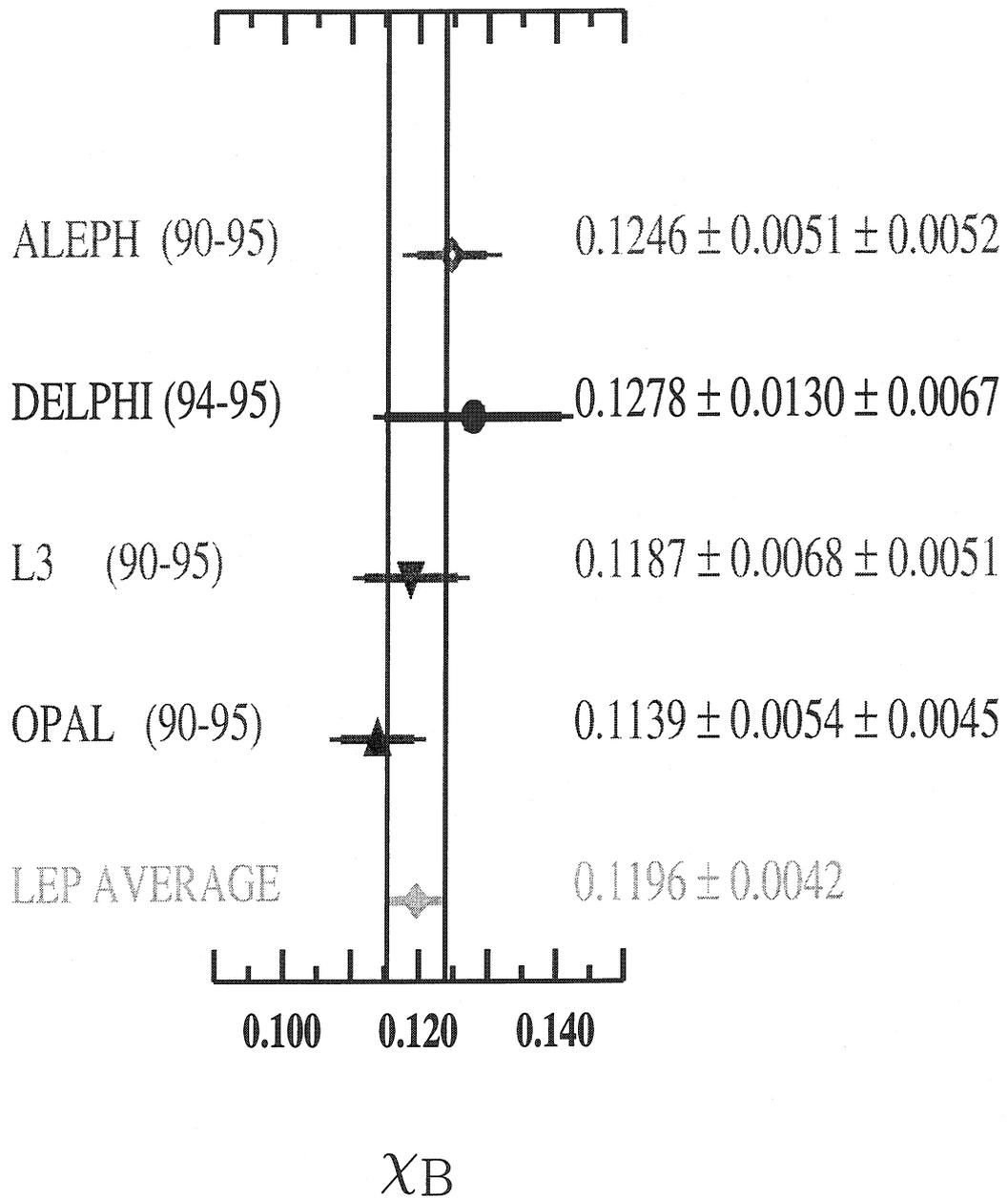


Fig. 8.1 – Les résultats du LEP pour la mesure du paramètre de mélange  $\chi_B$

Année	$A_{FB}^{bb}$ Muons	$A_{FB}^{bb}$ Electrons
1993	$0.170 \pm 0.026 \pm 0.007$	$0.030 \pm 0.036 \pm 0.006$
1994	$0.092 \pm 0.013 \pm 0.005$	$0.091 \pm 0.017 \pm 0.004$
1995	$0.101 \pm 0.022 \pm 0.006$	$0.059 \pm 0.031 \pm 0.004$

Tab. 8.5 – Les résultats de la méthode de comptage pour chacune des années étudiées et pour chacun des deux échantillons de leptons.

## 8.3 L'asymétrie $A_{FB}^{b\bar{b}}$ à $\sqrt{s} = 91$ GeV

### 8.3.1 Résultats de la méthode de comptage

Les résultats de cette méthode sont montrés dans le tableau 8.5 pour les électrons et les muons en 1993, 1994, et 1995. Ces valeurs sont déjà corrigées pour le paramètre de mélange ( $\chi_B = 0.12$ ) et la confusion de charge (0.001 pour les muons et 0.025 pour les électrons).

Ces résultats, bien que consistants, sont assez dispersés. Une explication peut provenir du fait que les statistiques disponibles en 1993 et 1995 sont véritablement moindres comparée à celle de 1994. Ainsi, les différences peuvent être importantes d'une année à l'autre par simple effet de fluctuation statistique. Une seconde explication serait le déplacement du point d'interaction en 1995 : en effet, ceci produit une asymétrie réelle puisque la symétrie du détecteur par rapport au point d'interaction est brisée, ce qui n'est pas pris en compte dans les simulations Monte-Carlo.

D'autre part, la statistique Monte-Carlo utilisée est également moins importante pour les années 1993 et 1995, ce qui peut également induire des erreurs systématiques plus grandes.

Le tableau 8.6 présente les résultats après la combinaison des muons et électrons pour chaque année, ainsi que la moyenne des trois années étudiées avec les résultats précédemment publiés par la collaboration L3.

Pour évaluer l'asymétrie finale, correspondant à la totalité des données enregistrées par le détecteur L3 pendant la phase LEP1, on utilise la valeur publiée précédemment [77] pour les données de 1990 à 1992. L'erreur systématique a été modifiée par rapport à la valeur publiée pour prendre en compte les nouvelles valeurs des paramètres électrofaibles et de leurs incertitudes. On obtient ainsi une valeur d'asymétrie qui peut être comparée avec les

Années	$A_{FB}^{bb}$ Leptons
1993	$0.121 \pm 0.021 \pm 0.006$
1994	$0.092 \pm 0.010 \pm 0.004$
1995	$0.087 \pm 0.018 \pm 0.005$
1993-1995	$0.095 \pm 0.008 \pm 0.004$
1990-1992	$0.090 \pm 0.011 \pm 0.003$
1990-1995	$0.0931 \pm 0.0066 \pm 0.0039$

Tab. 8.6 – Les résultats moyennés de la méthode de comptage.

nouvelles données 1993-1995. La moyenne est effectuée comme expliqué précédemment.

### 8.3.2 Résultats de la méthode de vraisemblance maximum

Le tableau 8.7 reporte, pour chaque année les valeurs obtenues par cette méthode. On observe une erreur statistique un peu plus faible par rapport à la méthode de comptage. Ceci est probablement dû au fait que l'on utilise l'information de  $p$  et  $p_T$ , ce qui rend la méthode plus précise. On obtient ainsi une meilleure stabilité de la minimalisation lors du fit, même si les paramètres électrofaibles ou les coupures sont légèrement modifiées.

Le tableau 8.8 liste les valeurs de l'asymétrie moyennées pour l'échantillon de leptons en 1993, 1994 et 1995. De même que précédemment, ces valeurs sont ensuite combinées pour obtenir l'asymétrie correspondant à l'ensemble de l'échantillon de données de LEP 1.

Années	$A_{FB}^{bb}$ Muons	$A_{FB}^{bb}$ Electrons
1993	$0.145 \pm 0.021$	$0.049 \pm 0.032$
1994	$0.095 \pm 0.012$	$0.100 \pm 0.017$
1995	$0.075 \pm 0.024$	$0.079 \pm 0.034$

Tab. 8.7 – Les résultats de la méthode de vraisemblance maximum pour chacune des années et pour chacun des deux échantillon de leptons.

Ce tableau montre également que la méthode de comptage reste en excellent accord (1/2 déviation standard) avec la méthode de vraisemblance.

Années	$A_{\text{FB}}^{\text{bb}}$ Leptons
1993-1995	$0.0973 \pm 0.0078 \pm 0.0038$
1990-1992	$0.0895 \pm 0.0109 \pm 0.0033$
1990-1995	$0.0947 \pm 0.0063 \pm 0.0036$

Tab. 8.8 – Les résultats moyennés de la méthode de vraisemblance maximum

## 8.4 Asymétrie de pôle et extraction de $\sin^2 \theta_W$

### 8.4.1 Asymétrie de pôle $A_{\text{FB}}^{0,\text{b}\bar{\text{b}}}$

Pour extraire  $\sin^2 \theta_W$  à partir de la mesure ci-dessus, il faut calculer l'asymétrie de pôle  $A_{\text{FB}}^{0,\text{b}\bar{\text{b}}}$ , c'est-à-dire la valeur de l'asymétrie correspondant à une énergie de centre de masse égale à  $M_Z$ . Pour cela, on applique, à l'asymétrie mesurée dans le chapitre précédent, des corrections QCD, QED et de dépendance en énergie.

La méthode d'extraction de ces corrections ne fait pas partie de ce travail. Ces calculs sont effectués conjointement par les quatre collaborations du LEP. La technique est détaillée en référence [78].

D'abord, les effets de QCD réduisent l'asymétrie mesurée  $A$ . La correction est appliquée comme suit [79] :

$$A'_{\text{corr.}} = \frac{A_{\text{obs.}}}{1-C} \quad \text{où} \quad C = (2.07 \pm 0.36 \pm 0.24)\%$$

On obtient donc les nouvelles valeurs de l'asymétrie, corrigées pour les effets QCD :

$$\begin{aligned} A_{\text{FB}}^{\text{bb}} &= 0.0951 \pm 0.0067 \pm 0.0039 \quad (\text{comptage}) \\ A_{\text{FB}}^{\text{bb}} &= 0.0967 \pm 0.0064 \pm 0.0036 \quad (\text{vraisemblance}) \end{aligned}$$

Correction	$\Delta A_{FB}^{bb}$
Energie	-0.0013
QED	+0.0038
Total	+0.0025

Tab. 8.9 – Amplitude des corrections dues à la dépendance en énergie de l'asymétrie et aux effets QED.

On corrige à nouveau ces valeurs de façon à les déplacer de  $\sqrt{s} = 91.26$  GeV (valeur moyenne de l'énergie du faisceau de 1990 à 1995) à  $\sqrt{s} = M_Z$ , et à tenir compte des effets QED. Le tableau 8.9 montre la correction à appliquer sur l'asymétrie pour ces effets.

Finalement, on obtient les asymétries de pôle suivantes :

$$A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.0976 \pm 0.0067 \pm 0.0039 \text{ (comptage)}$$

$$A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.0992 \pm 0.0064 \pm 0.0036 \text{ (vraisemblance)}$$

Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux obtenus par les autres collaborations du LEP ces dernières années. La figure 8.2 montre les différentes mesures obtenues au LEP, ainsi que la moyenne et la courbe obtenue par le programme ZFITTER 6.21 correspondant aux prévisions du Modèle standard. Toutes les mesures du LEP sont en bon accord si l'on considère les barres d'incertitude correspondantes.

Les différences d'incertitudes proviennent du fait que certaines expériences n'ont pas étudié toutes les données de LEP 1 d'une part, et d'autre part, il existe des différences d'efficacité d'un détecteur à l'autre, surtout au niveau des chambres centrales à traces, particulièrement importantes pour ce type d'analyse.

L3 obtient une erreur plus importante que les autres collaborations car ce détecteur n'est pas prévu initialement pour la physique du B : la TEC est de petite taille et l'analyse a été restreinte à la partie centrale du détecteur (BARREL) à cause de la forte augmentation de la confusion de charge pour des traces émises vers l'avant ou l'arrière. D'autre part, L3 par exemple, ne dispose pas d'un détecteur Cerenkov (DELPHI) permettant une excellente résolution sur la mesure de l'impulsion et la différenciation de particules  $\pi$ , K, etc...

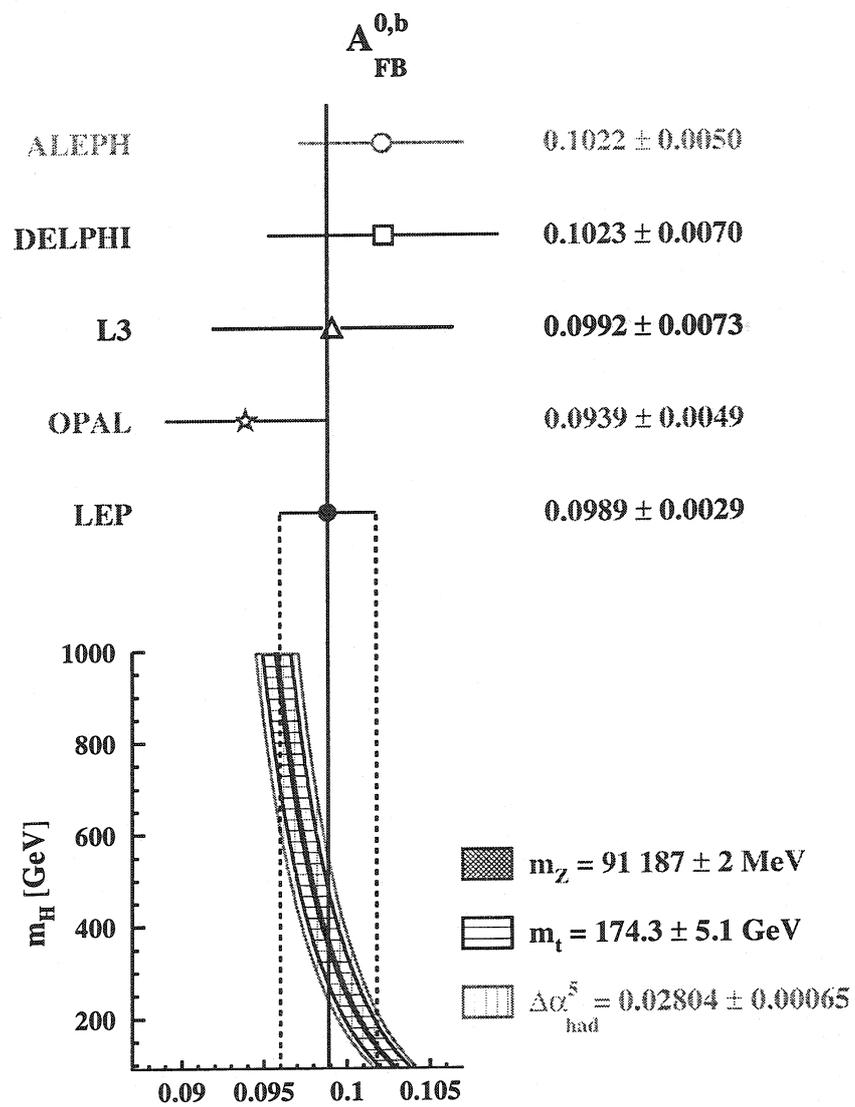


Fig. 8.2 – Comparaison de  $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$  mesurées par les collaborations du LEP

Le Modèle standard prédit  $A_{\text{FB}}^{0,\text{b}\bar{\text{b}}} = 0.1036_{-0.0072}^{+0.0016}$  pour un Higgs de 100 GeV et  $A_{\text{FB}}^{0,\text{b}\bar{\text{b}}} = 0.1003_{-0.0040}^{+0.0038}$  pour un Higgs de 300 GeV. La mesure du LEP de  $A_{\text{FB}}^{0,\text{b}\bar{\text{b}}}$  aurait donc tendance à favoriser un Higgs de masse proche de 300 GeV.

Actuellement, et malgré des études plus spécifiques (choix de différentes modélisations des erreurs systématiques, inclusion des données de SLD), si l'on considère le Higgs avec une masse de 100 GeV, il n'est pas possible de conclure véritablement si cette mesure est en désaccord avec le Modèle standard, ou si l'on observe simplement des effets de fluctuations statistiques [80]. D'autre part, cette question ne peut-être résolue simplement puisque LEP ne travaille plus à  $\sqrt{s} = 91$  GeV et SLD a été stoppée.

#### 8.4.2 Extraction de $\sin^2 \theta_{\text{W}}$

L'asymétrie de pôle  $A_{\text{FB}}^{0,\text{b}\bar{\text{b}}}$  est très importante car elle permet d'extraire directement une mesure très précise de  $\sin^2 \theta_{\text{W}}$  (chap. 1.5). Pour cela, on utilise également le programme ZFITTER 6.21. On obtient :

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{\text{W}} &= 0.2325 \pm 0.0014 \quad (\text{comptage}) \\ \sin^2 \theta_{\text{W}} &= 0.2320 \pm 0.0013 \quad (\text{vraisemblance})\end{aligned}$$

La figure 8.3 montre la comparaison des différentes mesures du LEP concernant  $\sin^2 \theta_{\text{W}}$ . Elle met en évidence l'utilité de la mesure de  $A_{\text{FB}}^{0,\text{b}\bar{\text{b}}}$  puisqu'elle représente la méthode permettant la meilleure sensibilité sur  $\sin^2 \theta_{\text{W}}$ . L'accord entre les différentes méthodes est bon dans les barres d'incertitudes sur la mesure.

Le Modèle standard, quant à lui, prédit  $\sin^2 \theta_{\text{W}} = 0.2314_{-0.0003}^{+0.0013}$  pour un Higgs de 100 GeV et  $\sin^2 \theta_{\text{W}} = 0.2320 \pm 0.0007$  pour un Higgs de 300 GeV.

### 8.5 Résultats à $\sqrt{s} = 189$ GeV

Les résultats de la méthode de vraisemblance maximum pour les échantillons de muons et d'électrons sont :

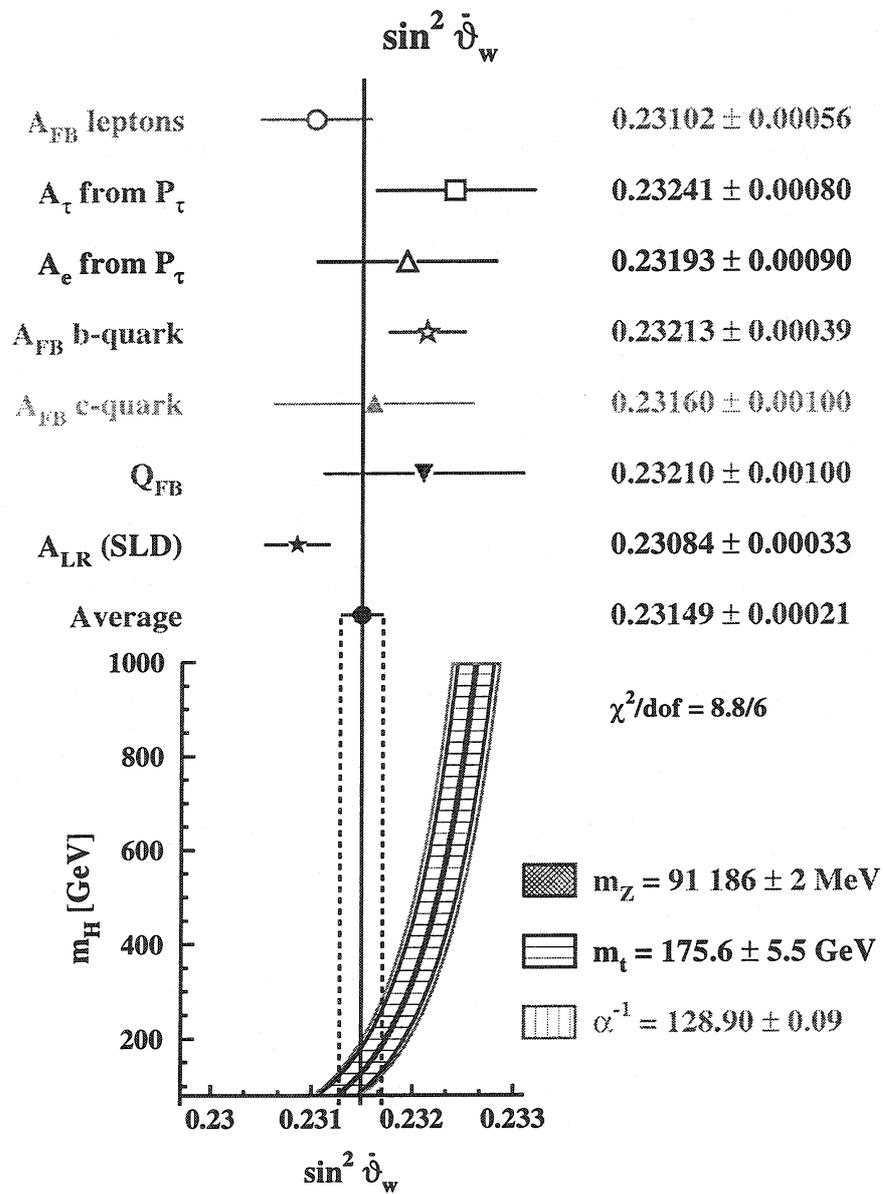


Fig. 8.3 – Comparaison des différentes mesures de  $\sin^2 \theta_w$  au LEP

$$A_{\text{FB}}^{b\bar{b}} = 0.75 \pm 0.29 \pm 0.09 \quad (\text{muons})$$

$$A_{\text{FB}}^{b\bar{b}} = 0.48 \pm 0.40 \pm 0.08 \quad (\text{electrons})$$

Ces deux valeurs sont différentes par une déviation standard, et peuvent donc être combinées. On obtient ainsi, pour L3, l'asymétrie avant-arrière du quark b à haute énergie :

$$A_{\text{FB}}^{b\bar{b}} = 0.66 \pm 0.23 \pm 0.08$$

Ce résultat peut être comparé à ceux des autres collaborations du LEP comme montré sur la figure 8.4. Les mesures du LEP sont toutes compatibles et peuvent donc être moyennées. On peut noter que les erreurs statistiques diffèrent, bien que la même statistique de données ait été utilisée par les trois collaborations (année 1998,  $\sqrt{s} = 189$  GeV). En fait, la différence provient de la méthode utilisée : ALEPH utilise une méthode dite de charge des jets et OPAL utilise la même analyse leptonique plus les pions provenant de la désintégration  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ .

D'autre part, l'erreur systématique attribuée à la mesure de  $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$  par ALEPH semble sous-estimée. Elle correspond à une extrapolation simple de l'erreur systématique estimée sur  $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$  à  $\sqrt{s} = 91$  GeV.

Enfin, la valeur moyenne obtenue par le LEP (0.44) est légèrement plus basse que celle prédite par le Modèle standard (0.58). La différence est de l'ordre d'une déviation standard. La mesure du LEP est donc entièrement compatible avec les prédictions actuelles.

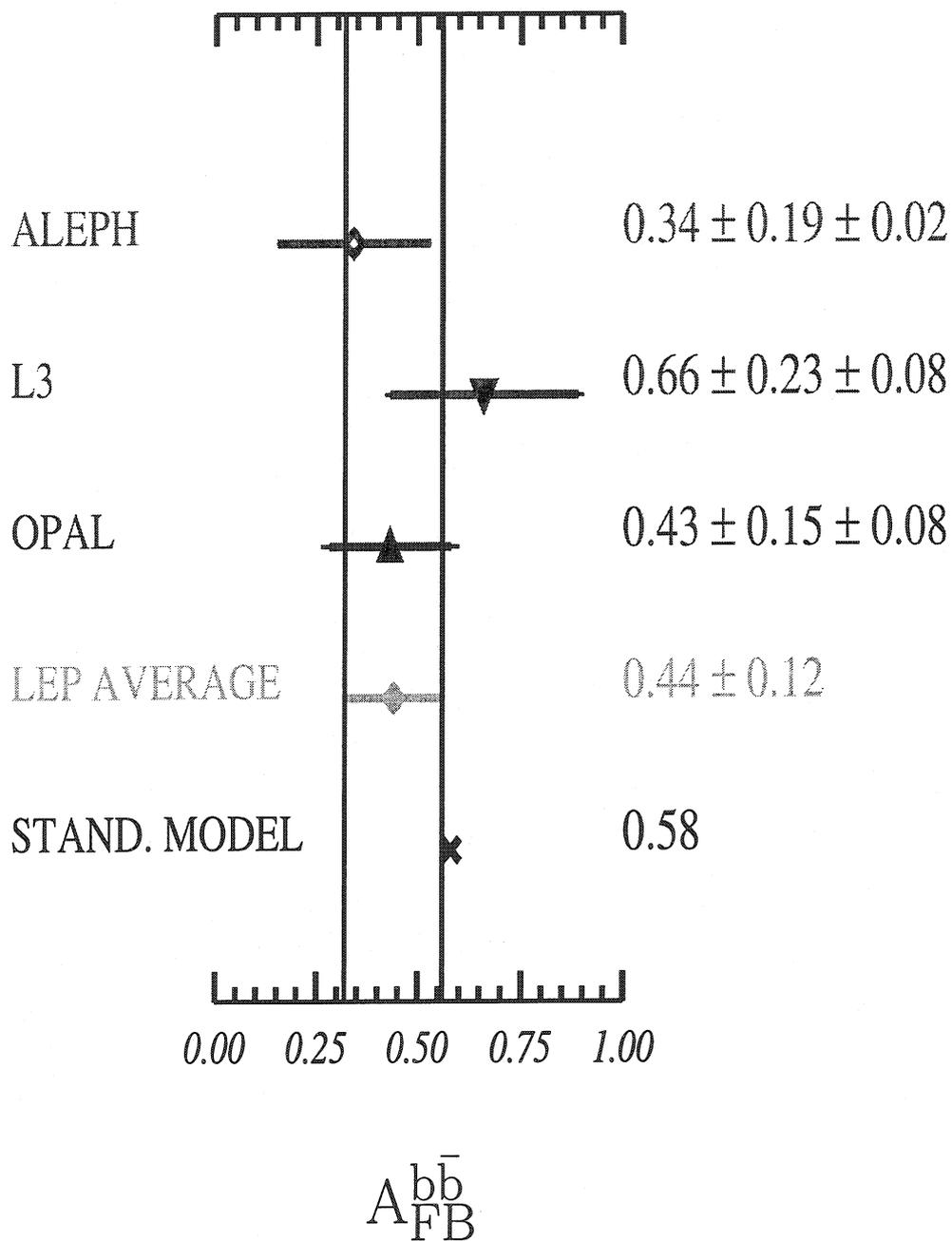


Fig. 8.4 – Les résultats du LEP pour la mesure de  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  à  $\sqrt{s} = 189$  GeV

# Conclusions

Ce travail de thèse a permis d'étudier en détail deux propriétés des quarks  $b$  produits par des désintégrations du boson  $Z$  pendant la phase LEP 1 (1990 à 1995), ainsi que pendant la phase LEP 2 (1998). Les résultats de cette thèse sont des mesures précises permettant de tester les paramètres du Modèle standard, et d'émettre des conclusions quant à nos connaissances actuelles.

Des événements hadroniques ont été présélectionnés. Parmi ceux-ci, les quarks  $b$  ont été sélectionnés grâce à leur désintégration semileptonique. En raison de la haute masse ainsi que de la fragmentation dure de ce quark, les leptons provenant de la désintégration ont une grande impulsion et une grande impulsion transverse. Ainsi, les quarks  $b$  peuvent être séparés des quarks plus légers avec une bonne pureté.

Cette thèse mesure l'asymétrie avant-arrière du quark  $b$ ,  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ , pour les phases LEP 1 et LEP 2 d'acquisition de données par le détecteur L3.

Deux méthodes indépendantes ont été présentées : la méthode simple de comptage, ainsi que la technique de vraisemblance maximum. Les deux résultats se sont révélés compatibles, bien que la méthode de comptage obtienne des erreurs statistique et systématique un peu plus importantes.

D'autre part,  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  est reliée à  $\sin^2 \theta_W$ , paramètre fondamental du Modèle standard, et permet donc un test important des constantes de couplage faible. La mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark  $b$  est particulièrement intéressante, puisqu'elle permet l'extraction la plus précise de l'angle de mélange faible, comparée aux asymétries des autres fermions.

Concernant la mesure du paramètre de mélange  $\chi_B$ , deux méthodes ont également été présentées. L'accord de ces mesures est très bon. Pourtant, là encore, la technique de vraisemblance maximum obtient de meilleurs résultats.

Enfin, les mesures faisant partie de ce travail de thèse ont été comparées aux résultats obtenus par les autres collaborations du LEP. Les valeurs sont compatibles dans la limite des incertitudes attribuées à la mesure, et ont donc été combinées.

On note cependant des déviations par rapport aux prédictions du Modèle standard, qui ne permettent pourtant pas de conclure radicalement à une anomalie du Modèle. M. Swartz a relevé, à la conférence Lepton-Photon'99 [81], un désaccord des résultats du LEP avec les mesures de SLD concernant  $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$  de l'ordre de 2.6 déviations standard. Il a également observé que les résultats les plus précis actuellement de LEP et SLD,  $A_{\text{LR}}$  et  $A_{\text{FB}}^b$ , permettant d'extraire  $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ , diffèrent par 3.0 déviations standard. Enfin, le meilleur ajustement de  $A_b$ , quant à lui, est à 2.7 déviations standard du Modèle standard.

Il ne sera apparemment plus possible de compter sur une augmentation de la statistique à disposition à  $\sqrt{s} = 91$  GeV de la part de LEP. D'autre part, l'expérience SLD est actuellement (définitivement ?) stoppée. Ainsi, ces résultats peuvent être considérés comme définitifs quant à leur implication dans les tests précis du Modèle standard.

## Annexe A

# Erreurs systématiques pour le mélange $\chi_B$

Les tableaux qui suivent montrent, année par année, les erreurs systématiques pour le paramètre de mélange  $\chi_B$  mesuré à  $\sqrt{s} = 91$  GeV, évaluées pour les échantillons de dimuons, de diélectrons et électrons-muons respectivement en 1993, 1994 et 1995.

Contribution	Variation %	$\Delta\chi_{\mu\mu}$	$\Delta\chi_{ee}$	$\Delta\chi_{\mu e}$	$\Delta\chi_{ll}$
$R_b$	$\pm 0.5$	+0.001	+0.001	+0.002	+0.001
$R_c$	$\pm 0.5$	+0.001	+0.000	+0.001	+0.001
<b>Total 1</b>		<b>0.001</b>	<b>0.001</b>	<b>0.002</b>	<b>0.002</b>
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	$\pm 0.5$	+0.350	+0.347	+0.305	+0.331
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	$\pm 0.5$	-0.389	-0.418	-0.370	-0.385
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	$\pm 0.5$	+0.070	+0.198	+0.123	+0.108
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	$\pm 0.5$	+0.004	+0.001	+0.000	+0.002
fraction bkgd	$\pm 10$	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001
Modèle $b \rightarrow l$					+0.030
Modèle $c \rightarrow l$					+0.186
Modèle $b \rightarrow D$					+0.153
<b>Total 2</b>		<b>0.528</b>	<b>0.578</b>	<b>0.495</b>	<b>0.573</b>
Résolution impulsion	$\pm 2$	0.003	0.037	0.022	0.010
Résolution $\theta_{l,jet}$	$\pm 1^\circ$	+0.183	+0.252	+0.040	+0.092
Confusion charge	$\pm 0.5$	-0.082	-0.425	-0.243	-0.120
$\alpha, \beta$	$\pm 2$	0.150	0.103	0.291	0.138
<b>Total 3</b>		<b>0.250</b>	<b>0.506</b>	<b>0.382</b>	<b>0.205</b>
<b>Systematique Totale</b>		<b>0.58</b>	<b>0.77</b>	<b>0.63</b>	<b>0.61</b>
<b>Statistique</b>		<b>2.70</b>	<b>5.10</b>	<b>2.87</b>	<b>1.83</b>
$\chi_B$		<b>10.57</b>	<b>10.16</b>	<b>10.89</b>	<b>10.65</b>

Tab. A.1 – Erreurs systématiques sur  $\chi_B$  pour les données 1993.

Contribution	Variation %	$\Delta\chi_{\mu\mu}$	$\Delta\chi_{ee}$	$\Delta\chi_{\mu e}$	$\Delta\chi_{ll}$
$R_b$	$\pm 0.5$	+0.001	+0.001	+0.002	+0.001
$R_c$	$\pm 0.5$	+0.001	+0.000	+0.001	+0.001
<b>Total 1</b>		<b>0.001</b>	<b>0.001</b>	<b>0.002</b>	<b>0.002</b>
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	$\pm 0.5$	+0.261	+0.219	+0.247	+0.251
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	$\pm 0.5$	-0.210	-0.293	-0.311	-0.259
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	$\pm 0.5$	+0.092	+0.097	+0.032	+0.069
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	$\pm 0.5$	+0.003	+0.001	+0.000	+0.002
Fraction bkgd	$\pm 10$	-0.001	-0.001	0.000	-0.001
Modèle $b \rightarrow l$					+0.030
Modèle $c \rightarrow l$					+0.186
Modèle $b \rightarrow D$					+0.153
<b>Total 2</b>		<b>0.347</b>	<b>0.378</b>	<b>0.398</b>	<b>0.440</b>
Résolution impulsion	$\pm 2$	0.013	0.002	0.005	0.007
Résolution $\theta_{l,jet}$	$\pm 1^\circ$	+0.281	+0.096	+0.176	+0.156
Confusion charge	$\pm 0.5$	-0.080	-0.344	-0.145	-0.079
$\alpha, \beta$	$\pm 2$	0.105	0.097	0.311	0.135
<b>Total 3</b>		<b>0.311</b>	<b>0.370</b>	<b>0.386</b>	<b>0.221</b>
<b>Systematique Totale</b>		<b>0.47</b>	<b>0.53</b>	<b>0.55</b>	<b>0.49</b>
<b>Statistique</b>		<b>1.58</b>	<b>3.37</b>	<b>1.76</b>	<b>1.11</b>
$\chi_B$		<b>9.09</b>	<b>16.89</b>	<b>14.06</b>	<b>11.91</b>

Tab. A.2 – Erreurs systématiques sur  $\chi_B$  pour les données 1994.

Contribution	Variation %	$\Delta\chi_{\mu\mu}$	$\Delta\chi_{ee}$	$\Delta\chi_{\mu e}$	$\Delta\chi_{ll}$
$R_b$	$\pm 0.5$	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001
$R_c$	$\pm 0.5$	+0.001	+0.000	+0.001	+0.001
<b>Total 1</b>		<b>0.001</b>	<b>0.001</b>	<b>0.001</b>	<b>0.002</b>
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	$\pm 0.5$	+0.205	+0.140	+0.262	+0.228
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	$\pm 0.5$	-0.247	-0.179	-0.338	-0.286
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	$\pm 0.5$	+0.134	+0.010	+0.028	+0.076
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	$\pm 0.5$	+0.005	+0.006	+0.009	+0.007
Fraction bkgd	$\pm 10$	-0.001	-0.001	0.000	-0.001
Modèle $b \rightarrow l$					+0.030
Modèle $c \rightarrow l$					+0.186
Modèle $b \rightarrow D$					+0.153
<b>Total 2</b>		<b>0.348</b>	<b>0.228</b>	<b>0.429</b>	<b>0.446</b>
Résolution impulsion	$\pm 2$	0.008	0.095	0.043	0.021
Résolution $\theta_{l,jet}$	$\pm 1^\circ$	+0.180	+0.689	+0.207	+0.136
Confusion charge	$\pm 0.5$	-0.080	-0.272	-0.240	-0.121
$\alpha, \beta$	$\pm 2$	0.101	0.128	0.253	0.120
<b>Total 3</b>		<b>0.221</b>	<b>0.757</b>	<b>0.408</b>	<b>0.219</b>
<b>Systématique Totale</b>		<b>0.41</b>	<b>0.79</b>	<b>0.59</b>	<b>0.50</b>
<b>Statistique</b>		<b>2.48</b>	<b>7.05</b>	<b>2.45</b>	<b>1.69</b>
$\chi_B$		<b>11.39</b>	<b>23.46</b>	<b>11.18</b>	<b>11.98</b>

Tab. A.3 – Erreurs systématiques sur  $\chi_B$  pour les données 1995.

Contribution	Variation %	$\Delta\chi_u$
$R_b$	$21.6 \pm 0.5$	+0.001
$R_c$	$16.9 \pm 0.5$	+0.001
<b>Total 1</b>		<b>0.002</b>
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	$10.5 \pm 0.5$	+0.262
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	$8.0 \pm 0.5$	-0.291
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	$1.3 \pm 0.5$	+0.079
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	$9.8 \pm 0.5$	+0.003
Fraction bkgd	$100 \pm 10$	-0.001
Modèle $b \rightarrow l$		+0.030
Modèle $c \rightarrow l$		+0.186
Modèle $b \rightarrow D$		+0.153
<b>Total 2</b>		<b>0.467</b>
Résolution impulsion	$\pm 2$	0.011
Résolution $\theta_{l,jet}$	$\pm 1^\circ$	+0.138
Confusion charge	$\pm 0.5$	-0.097
$\alpha, \beta$	$\pm 2$	0.132
<b>Total 3</b>		<b>0.214</b>
<b>Systématique Totale</b>		<b>0.51</b>
<b>Statistique</b>		<b>0.83</b>
$\chi_B$		<b>11.67</b>

Tab. A.4 – Erreurs systématiques sur  $\chi_B$  pour les données 1993-1995.

## Annexe B

# Erreurs systématiques pour l'asymétrie

Les tableaux qui suivent montrent, année par année, les erreurs systématiques pour l'asymétrie à  $\sqrt{s} = 91$  GeV, évaluées pour les échantillons de muons et d'électrons respectivement en 1993, 1994 et 1995.

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$ $\times 10^2$
$R_b$	0.2160	$\pm 0.0050$	$\mp 0.105$
$R_c$	0.1690	$\pm 0.0050$	$\pm 0.092$
$A_c^{FB}$	0.0670	$\pm 0.0150$	$\pm 0.263$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.298</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.080$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\pm 0.073$
$Br(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.158$
$Br(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.198$
$Br(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.092$
$Br(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.019$
$Br(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.026$
$Br(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.008$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.292</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.140$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.239$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.277</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 10\%$	$\pm 0.171$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 10\%$	$\mp 0.158$
Asymétrie bkgd b			$\mp 0.131$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.267</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.192$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.003$
Correction confusion de charge	0.001	$\pm 0.001$	$\mp 0.013$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.192</math></b>
<b>Systématique Totale</b>			<b><math>\pm 0.600</math></b>

Tab. B.1 – Erreurs Systématiques sur l'asymétrie en 1993 pour les muons

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{bb}$ $\times 10^2$
$R_b$	0.2160	$\pm 0.0050$	$\mp 0.069$
$R_c$	0.1690	$\pm 0.0050$	$\pm 0.077$
$A_c^{FB}$	0.0670	$\pm 0.0150$	$\pm 0.275$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.294</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.017$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\pm 0.019$
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.092$
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.109$
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.014$
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.012$
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.126$
$\text{Br}(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.008$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.193</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.140$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.239$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.277</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 10\%$	$\pm 0.034$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 10\%$	$\mp 0.117$
Asymétrie bkgd b			$\mp 0.084$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.148</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.192$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.010$
Correction confusion de charge	0.001	$\pm 0.001$	$\mp 0.013$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.193</math></b>
<b>Systématique Totale</b>			<b><math>\pm 0.509</math></b>

Tab. B.2 – Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1994 pour les muons.

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$ $\times 10^2$
$R_b$	0.2160	$\pm 0.0050$	$\mp 0.092$
$R_c$	0.1690	$\pm 0.0050$	$\pm 0.069$
$A_c^{FB}$	0.0670	$\pm 0.0150$	$\pm 0.305$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.323</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.043$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\pm 0.041$
$Br(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.105$
$Br(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.099$
$Br(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.043$
$Br(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.014$
$Br(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.124$
$Br(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.005$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.204</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.151$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.241$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.284</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 10\%$	$\pm 0.099$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 10\%$	$\mp 0.143$
Asymétrie bkgd b			$\mp 0.067$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.186</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.349$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.007$
Correction confusion de charge	0.001	$\pm 0.001$	$\mp 0.017$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.349</math></b>
<b>Systematique Totale</b>			<b><math>\pm 0.619</math></b>

Tab. B.3 – Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1995 pour les muons

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$ $\times 10^2$
$R_b$	0.2160	$\pm 0.0050$	$\mp 0.026$
$R_c$	0.1690	$\pm 0.0050$	$\pm 0.013$
$A_c^{FB}$	0.0670	$\pm 0.0150$	$\pm 0.131$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.134</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.080$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\pm 0.041$
$Br(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.079$
$Br(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.053$
$Br(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.092$
$Br(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.004$
$Br(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.001$
$Br(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.001$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.160</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.151$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.241$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.284</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 10\%$	$\pm 0.053$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 10\%$	$\mp 0.053$
Asymétrie bkgd b			$\mp 0.066$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.100</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.408$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.008$
Correction confusion de charge	0.001	$\pm 0.001$	$\mp 0.028$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.410</math></b>
<b>Systematique Totale</b>			<b><math>\pm 0.550</math></b>

Tab. B.4 – Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1993 pour les électrons

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$ $\times 10^2$
$R_b$	0.2160	$\pm 0.0050$	$\mp 0.037$
$R_c$	0.1690	$\pm 0.0050$	$\pm 0.024$
$A_c^{FB}$	0.0670	$\pm 0.0150$	$\pm 0.146$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.152</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\mp 0.057$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\mp 0.045$
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.121$
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.070$
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.009$
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.008$
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.047$
$\text{Br}(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.003$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.165</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.112$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.160$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.195</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 10\%$	$\pm 0.113$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 10\%$	$\mp 0.047$
Asymétrie bkgd b			$\mp 0.074$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.143</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.209$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.015$
Correction confusion de charge	0.009	$\pm 0.002$	$\mp 0.037$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.213</math></b>
<b>Systematique Totale</b>			<b><math>\pm 0.393</math></b>

Tab. B.5 – Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1994 pour les électrons

Contribution	Valeur	Variation	$\Delta A_{b\bar{b}}$ $\times 10^2$
$R_b$	0.2160	$\pm 0.0050$	$\mp 0.012$
$R_c$	0.1690	$\pm 0.0050$	$\pm 0.016$
$A_c^{FB}$	0.0670	$\pm 0.0150$	$\pm 0.145$
<b>Paramètres électrofaibles</b>			<b><math>\pm 0.146</math></b>
$x_E(b)$	0.702	$\pm 0.0080$	$\pm 0.059$
$x_E(c)$	0.484	$\pm 0.0080$	$\mp 0.035$
$\text{Br}(b \rightarrow l)$	0.1050	$\pm 0.0050$	$\mp 0.071$
$\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow l^+)$	0.080	$\pm 0.0050$	$\pm 0.040$
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-)$	0.013	$\pm 0.005$	$\mp 0.011$
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow l)$	0.00452	$\pm 0.00074$	$\mp 0.002$
$\text{Br}(c \rightarrow l)$	0.0980	$\pm 0.0050$	$\pm 0.035$
$\text{Br}(b \rightarrow J/\psi \rightarrow ll)$	0.0007	$\pm 0.0002$	$\pm 0.003$
<b>Fragmentation et BR</b>			<b><math>\pm 0.113</math></b>
Modèle $b \rightarrow l$			$\mp 0.053$
Modèle $c \rightarrow l$			$\pm 0.092$
<b>Modèles de désintégration</b>			<b><math>\pm 0.106</math></b>
Fraction bkgd		$\pm 10\%$	$\pm 0.0237$
Asymétrie bkgd uds		$\pm 10\%$	$\mp 0.0681$
Asymétrie bkgd b			$\mp 0.0508$
<b>Effets du bruit de fond</b>			<b><math>\pm 0.088</math></b>
Résolution angle lepton-jet		$1^\circ$	$\pm 0.305$
Résolution impulsion lepton		$2\%$	$\pm 0.008$
Correction confusion de charge	0.009	$\pm 0.002$	$\mp 0.037$
<b>Effets du détecteur</b>			<b><math>\pm 0.307</math></b>
<b>Systématique Totale</b>			<b><math>\pm 0.384</math></b>

Tab. B.6 – Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1995 pour les électrons

## Annexe C

# Le système de déclenchement des ALR (TALR)

A LEP2, on s'attend à une augmentation des événements à deux photons à bas angles avec un électron observé dans les ALR, et des produits de la réaction détectés dans les détecteur central. Il a donc été décidé d'installer un système de déclenchement de niveau 1 sur les couches  $\Phi$  des ALR. Les LUMI peuvent être utilisés pour la même physique mais la couverture en  $Q^2$  est limitée. Un trigger sur les ALR permet donc de couvrir les régions perdues par les LUMI.

Les signaux des secteurs des couches  $\Phi$  sont sommés deux-à-deux, de manière à obtenir un canal. On a donc 32 canaux de lecture pour 96 secteurs ALR (côté avant + côté arrière). On a construit trois différents triggers à partir de là (figure C.1) :

- Bhabha : il est déclenché s'il y a un dépôt d'énergie significatif dans les ALR de chaque côté du point d'interaction, avec un facteur d'échelle,
- Single tag : il est déclenché s'il y a un dépôt d'énergie significatif dans un des deux côtés des ALR, avec un facteur d'échelle,
- Gamma-Gamma : il est déclenché s'il y a un dépôt d'énergie significatif dans un des deux côtés des ALR ainsi qu'une trace reconnue dans la TEC.

La décision finale du trigger ALR est un OU logique des trois précédents triggers plus un dernier, appelé VSAT, pour les événements à très bas angles.

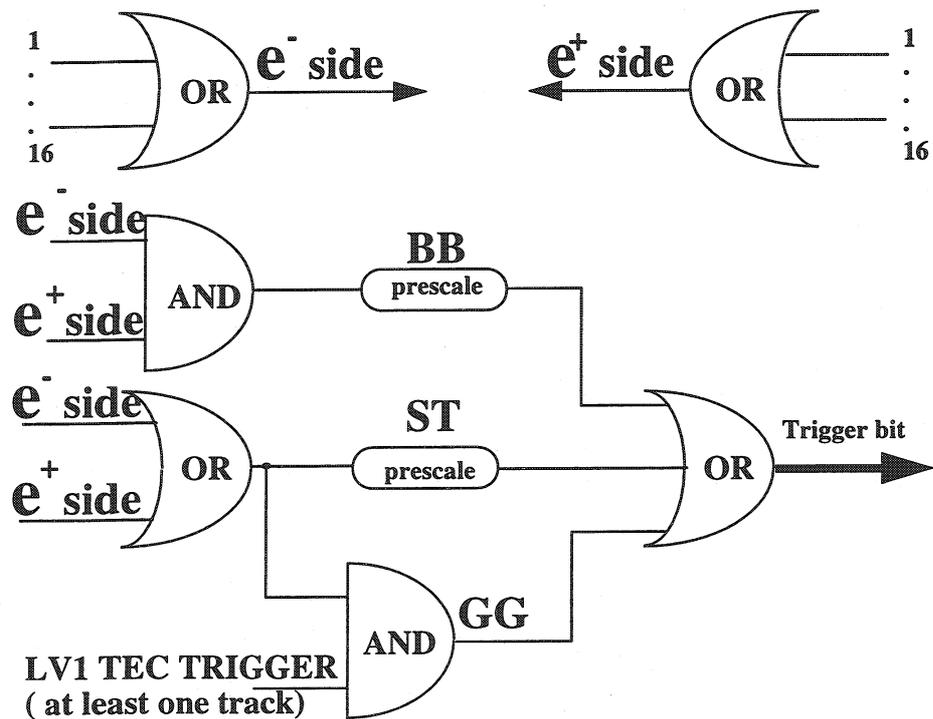


Fig. C.1 – Présentation des trois types de trigger.

Le schéma électronique de ces triggers est montré sur la figure C.2. Il consiste en :

- 8 panneaux DRIVERS : Ils somment les trois couches de scintillateurs, secteur par secteur,
- 8 panneaux RECEIVERS : Ils intègrent le signal, le digitalisent à travers des ADC, somment les secteurs deux à deux, et appliquent un seuil sur le signal obtenu,
- 1 panneau CONTROLLER : il contient la logique de l'électronique pour le déclenchement.

Mon travail de maintenance a consisté en un suivi électronique et informatique du TALR. J'ai ainsi mis en place un nouveau programme dit "moniteur en ligne" afin de vérifier le comportement de ce système de déclenchement, en temps réel. Il permet d'une part d'observer la réponse des ADC en fonction du "readout" simple des photodiodes. On peut ainsi reconnaître un problème de câblage ou de réception du signal. D'autre part, il est possible de simuler le trigger par un programme utilisant les données brutes des scintillateurs et de comparer la réponse de l'électronique. On peut ainsi contrôler l'efficacité du trigger dans le temps et intervenir rapidement grâce à ce système.

La figure C.3 montre par exemple un problème survenu au tout début de la prise de donnée de 1998, où une partie de l'électronique du détecteur était mal connectée, ceci après la période dite de "shut-down", période durant laquelle tous les détecteurs sont éteints.

A titre d'exemple, les figures C.3 a) et b) montrent le nombre de coups ADC pour un canal donné versus la lecture brute des photodiodes. Il est facile de voir la différence de comportement d'un canal qui fonctionne (figure a), comparé à un canal qui a un problème (figure b). La figure C.3 c) montre une vue d'ensemble de la réponse en coups ADC à un signal des photodiodes, ceci pour les 32 canaux de trigger (16 à l'avant, et 16 à l'arrière). Les "trous" observés dans la distribution correspondent aux canaux morts du TALR.

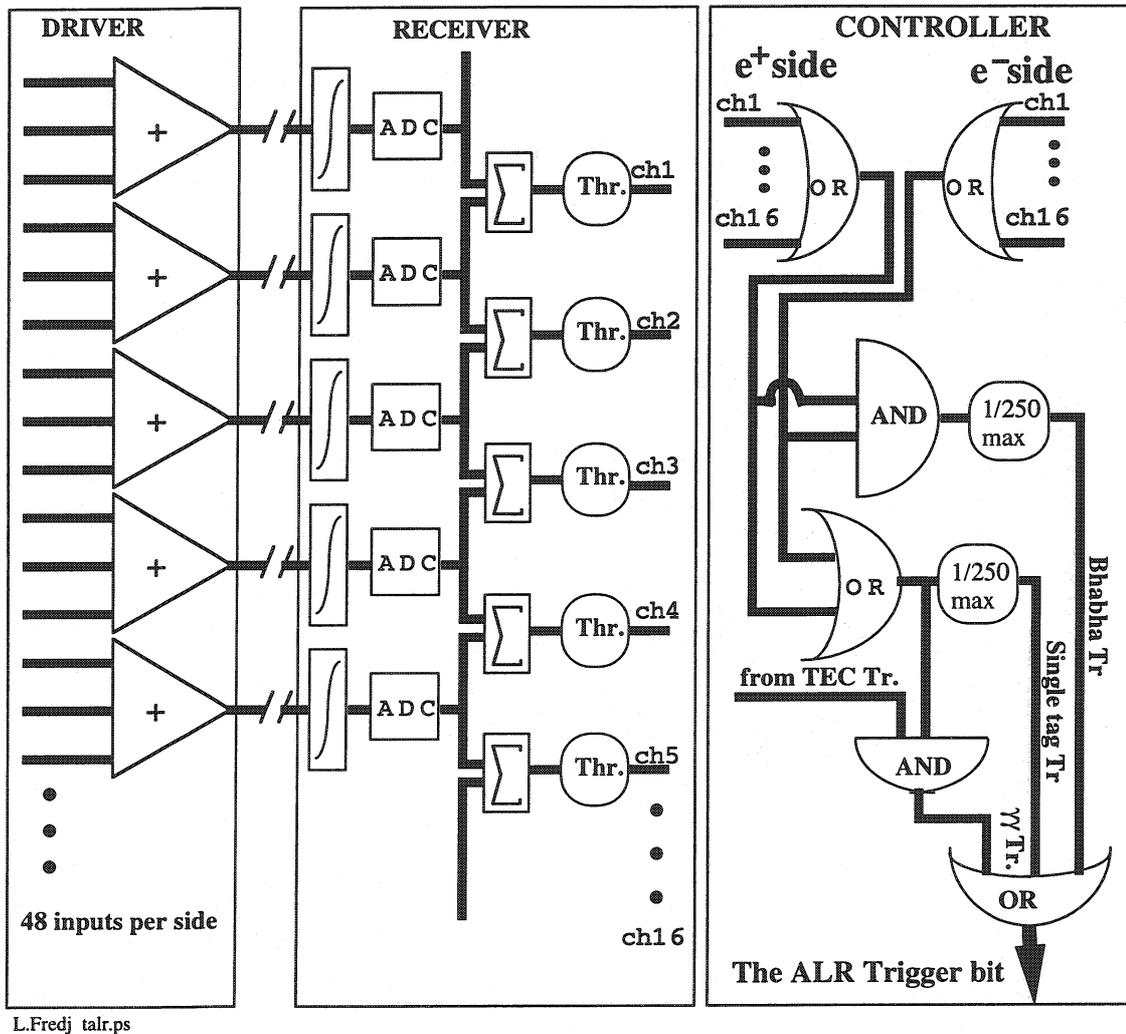


Fig. C.2 – Vue schématique de la chaîne électronique du nouveau trigger ALR.

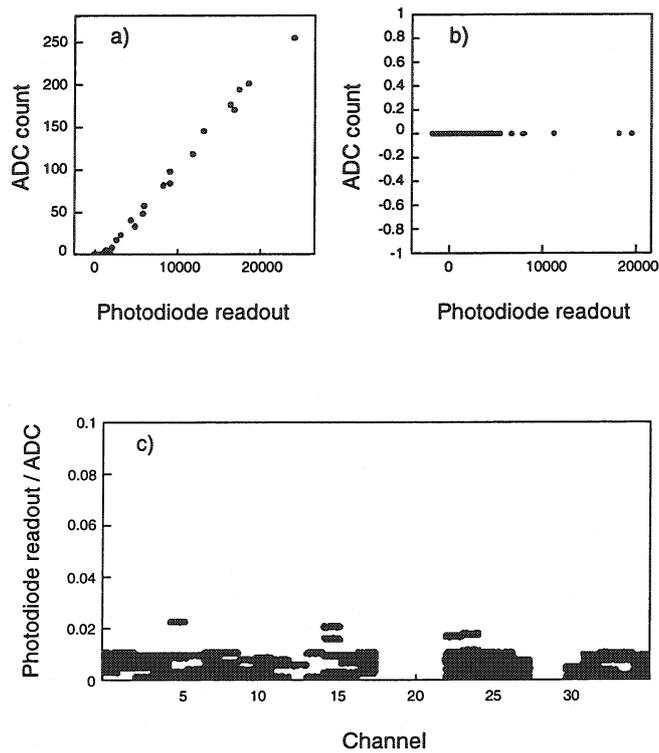


Fig. C.3 – Les figures a) et b) montrent la réponse en coups ADC à un signal sortant des photodiodes (le canal de la figure b) ne fonctionne pas). La figure c) montre la réponse des 32 canaux (16 côté avant et 16 côté arrière) du trigger ALR.

# Table des figures

1.1	Les constituants de la matière et leurs interactions. . . . .	4
1.2	Les couplages électrofaible pour le Modèle standard, selon les règles de Feynman. . . . .	9
1.3	Diagramme de Feynman au plus bas ordre de la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . . . .	10
1.4	Définition de l'angle $\theta$ entre l'électron entrant et le quark sortant . . . . .	11
1.5	Exemples de diagrammes de Feynman pour les corrections QED, faibles et QCD . . . . .	11
1.6	Représentation des quatre étapes de la désintégration du boson Z dans une paire de quarks $q\bar{q}$ qui fragmente en un état final hadronique . . . . .	13
1.7	Quatre modes de désintégration du quark b . . . . .	15
1.8	Spectre en $p_T$ de désintégration de quarks en leptons . . . . .	17
1.9	Les diagrammes en "boîte" de Feynman avec l'échange de deux bosons W. . . . .	22
2.1	L'accélérateur du LEP et ses quatre détecteurs. . . . .	25
2.2	Vue en perspective du détecteur L3 et de ses constituants. . . . .	27
2.3	Le détecteur de vertex au silicium : le SMD . . . . .	28
2.4	Représentation schématique d'un secteur de la TEC. . . . .	30
2.5	Confusion de charge de la TEC, en fonction de l'angle $\Phi_{\text{local}}$ dans un secteur. . . . .	31
2.6	Vue schématique du ECAL de L3. . . . .	32
2.7	Vue schématique du HCAL de L3. . . . .	34
2.8	Vue schématique des chambres à muons du détecteur L3. . . . .	35

2.9	Le détecteur L3. Les ALR sont situés entre $3.9^\circ$ et $8.67^\circ$ . . . . .	36
2.10	La Configuration ALR. Les couches P1 à P3 sont les scintillateurs $\Phi$ tandis que les couches T1 et T2 sont les scintillateurs $\theta$ . Chaque scintillateur est entouré de deux couches de plomb (L1 à L7). . . . .	37
2.11	Vue schématique d'un moniteur de luminosité. . . . .	38
3.1	Les distributions des différentes variables permettant une sélection hadronique à haute énergie . . . . .	50
3.2	La distribution de $s'$ . . . . .	51
4.1	Distribution de $\cos(\theta_{\text{thrust}})$ des muons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. Les différentes compositions de l'échantillon sont présentées de haut en bas sur les histogrammes, comme montré par les boîtes de légende. . . . .	57
4.2	Distribution de l'impulsion des muons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. Les points correspondent aux données et les contributions des différentes sources, évaluées par Monte-Carlo, sont indiquées par différents hachurés. . . . .	58
4.3	Distribution de l'impulsion transverse des muons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. . . . .	59
4.4	Les distributions $\cos \theta_{\text{thrust}}$ pour une simulation réaliste (points) du détecteur et une simulation idéale (lignes continues). . . . .	60
4.5	Définition des variables $E_9$ et $E_{25}$ . . . . .	61
4.6	Définition du cône, de $\Delta\Phi_{\text{match}}$ et $\Delta\Phi_{\text{isol}}$ . . . . .	62
4.7	Comparaison d'une simulation réaliste (points) du détecteur, avec une simulation idéale (lignes continues) pour la distribution $\cos \theta_{\text{thrust}}$ . . . . .	65
4.8	Distribution de $\cos(\theta_{\text{thrust}})$ des électrons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. . . . .	66
4.9	Distribution de l'impulsion signée de la charge des électrons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. . . . .	67
4.10	Distribution de l'impulsion transverse des électrons sélectionnés pour 1993, 1994 et 1995. . . . .	68
4.11	Diagrammes de Feynman des contributions composant l'échantillon. . . . .	71

4.12	Exemple de diagrammes de Feynman des contributions composant l'échantillon de dileptons sélectionnés. . . . .	73
4.13	Distribution de $p$ , $p_t$ et $\cos \theta_b = -Q \cos(\theta_{\text{thrust}})$ des muons à $\sqrt{s} = 189$ GeV. . . . .	79
4.14	Distribution de $p$ , $p_t$ et $\cos \theta_b = -Q \cos(\theta_{\text{thrust}})$ des électrons à $\sqrt{s} = 189$ GeV. . . . .	80
4.15	Distribution de $\theta_{l,\text{jet}}$ pour le signal recherché et les bruits de fond, pour les électrons et les muons . . . . .	81
4.16	Distributions de la variable discriminative $D$ en fonction de l'impulsion transverse $p_t$ du lepton pour le signal et le bruit de fond. On conserve les événements à droite des lignes définies par les coupures précitées. . . . .	82
5.1	Un exemple d'événement dimuon pour lequel les deux leptons ont des charges opposées . . . . .	84
5.2	Un exemple d'événement dimuon pour lequel les deux leptons ont les mêmes charges. . . . .	85
5.3	Distribution du paramètre de mélange en fonction du plus petit des deux $p_T$ . Les cercles montrent la méthode de vraisemblance maximum; les croix représentent la méthode de comptage. . . . .	90
6.1	Topologie de la désintégration semi-leptonique d'un quark $b$ . . . . .	92
6.2	La courbe $-Q \cos \theta_{\text{thrust}}$ avant (figures de gauche) et après (figures de droite) la correction d'acceptance angulaire du détecteur. . . . .	93
6.3	Minimisation de la fonction de vraisemblance . . . . .	98
8.1	Les résultats du LEP pour la mesure du paramètre de mélange $\chi_B$ . . . . .	113
8.2	Comparaison de $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$ mesurées par les collaborations du LEP . . . . .	118
8.3	Comparaison des différentes mesures de $\sin^2 \theta_W$ au LEP . . . . .	120
8.4	Les résultats du LEP pour la mesure de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ à $\sqrt{s} = 189$ GeV . . . . .	122
C.1	Présentation des trois types de trigger. . . . .	138
C.2	Vue schématique de la chaîne électronique du nouveau trigger ALR. . . . .	140

C.3 Les figures a) et b) montrent la réponse en coups ADC à un signal sortant des photodiodes (le canal de la figure b) ne fonctionne pas). La figure c) montre la réponse des 32 canaux (16 côté avant et 16 côté arrière) du trigger ALR. . . . . 141

# Liste des tableaux

1.1	Présentation des fermions et de leurs propriétés. . . . .	4
1.2	Valeur des couplages vectoriels et axiaux pour les fermions. . . . .	7
1.3	Sensibilité de $\sin^2 \bar{\theta}_W$ par rapport à $A_{FB}^{f\bar{f}}$ . . . . .	19
3.1	Nombre d'événements hadroniques sélectionnés en 1993, 1994 et 1995. . . . .	48
3.2	Les Monte-Carlo utilisés lors de l'analyse à haute énergie . . . . .	52
3.3	Pureté et efficacité de la sélection hadronique à haute énergie . . . . .	53
4.1	Nombre d'électrons et de muons sélectionnés en 1993, 1994 et 1995 dans les données et les Monte-Carlo. . . . .	69
4.2	Contributions des différentes sources de leptons de l'échantillon Monte-Carlo.	70
4.3	Statistique de dileptons pour les données en 1993, 1994 et 1995. . . . .	74
4.4	Composition des événements dileptons dans l'échantillon Monte- Carlo . . . . .	75
4.5	Les différentes sources de leptons de l'échantillon Monte-Carlo. . . . .	78
5.1	Les valeurs numériques de $B$ , $\alpha$ et $\beta$ calculées à partir des simulations Monte-Carlo. . . . .	89
6.1	Contribution à l'asymétrie de chacune des catégories de leptons . . . . .	96
7.1	Erreurs systématiques sur $\chi_B$ pour les données 1990-1995. . . . .	102
7.2	Erreurs systématiques moyennées sur l'asymétrie (1990 à 1995) . . . . .	104
7.3	Erreurs systématiques sur l'asymétrie à $\sqrt{s} = 189$ GeV pour les muons . . . . .	106

7.4	Erreurs systématiques sur l'asymétrie à $\sqrt{s} = 189$ GeV pour les électrons .	107
7.5	Erreurs systématiques à $\sqrt{s} = 189$ GeV pour l'asymétrie globale . . . . .	108
8.1	Les résultats de la méthode de comptage pour chaque année et pour les trois échantillons de dileptons . . . . .	110
8.2	$\chi_B$ moyennés pour la méthode de comptage . . . . .	111
8.3	Les résultats de la méthode de vraisemblance maximum pour chacune des années étudiées et pour chaque échantillon de dileptons . . . . .	111
8.4	$\chi_B$ moyennés pour la méthode de vraisemblance maximum . . . . .	112
8.5	Les résultats de la méthode de comptage pour chacune des années étudiées et pour chacun des deux échantillons de leptons. . . . .	114
8.6	Les résultats moyennés de la méthode de comptage. . . . .	115
8.7	Les résultats de la méthode de vraisemblance maximum pour chacune des années et pour chacun des deux échantillon de leptons. . . . .	115
8.8	Les résultats moyennés de la méthode de vraisemblance maximum . . . . .	116
8.9	Amplitude des corrections dues à la dépendance en énergie de l'asymétrie et aux effets QED. . . . .	117
A.1	Erreurs systématiques sur $\chi_B$ pour les données 1993. . . . .	126
A.2	Erreurs systématiques sur $\chi_B$ pour les données 1994. . . . .	127
A.3	Erreurs systématiques sur $\chi_B$ pour les données 1995. . . . .	128
A.4	Erreurs systématiques sur $\chi_B$ pour les données 1993-1995. . . . .	129
B.1	Erreurs Systématiques sur l'asymétrie en 1993 pour les muons . . . . .	131
B.2	Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1994 pour les muons. . . . .	132
B.3	Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1995 pour les muons . . . . .	133
B.4	Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1993 pour les électrons . . . . .	134
B.5	Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1994 pour les électrons . . . . .	135
B.6	Erreurs systématiques sur l'asymétrie en 1995 pour les électrons . . . . .	136

# Bibliographie

- [1] Gorgon Fraser  
Institute Of Physics Publishing (1998).  
“The Particle Century”
- [2] G. Arnison, *et al.*  
Phys. Lett. B **122**, 103 (1983).  
“Experimental Observation of Isolated Larger Transverse Energy Electrons with associated Missing Energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV”
- [3] G. Arnison, *et al.*  
Phys. Lett. B **126**, 398 (1983).  
“Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95 GeV/c<sup>2</sup> at the CERN SPS Collider”
- [4] M. Banner, *et al.*  
Phys. Lett. B **122**, 476 (1983).  
“Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN  $p\bar{p}$  collider”
- [5] M. Bagnaia, *et al.*  
Phys. Lett. B **129**, 130 (1983).  
“Evidence for  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  at the CERN  $p\bar{p}$  Collider”
- [6] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579 ;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264 ;  
A. Salam, “Elementary Particle Theory”, Proc. 8<sup>th</sup> Nobel Symposium Aspenäsgrar-den, publ. Almquist and Wiksell, Stockolm, (1968) 367.
- [7] G. Altarelli  
CERN Report, CERN-TH-96-137 (1996).  
“Experimental Tests of the Standard Model and Hints of New Physics”

- [8] G. Altarelli  
CERN Report, CERN-TH-96-265 (1996).  
“Status of Precision Tests of the Standard Model”
- [9] H. Fritzsche and M. Gell-Mann and H. Leutwyler,  
Phys. Lett. B **47** (1973) 365.  
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **31**  
(1973) 494.
- [10] F. Halzen, A.D. Martin  
John Wiley & Sons, Inc. (1984).  
“Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics”
- [11] D.H. Perkins  
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1987). Third Edition.  
“Introduction to High Energy Physics”
- [12] B. de Wit  
CERN Cours/Lecture Series.  
1995–1996 Academic Training Programme.  
“Introduction to Gauge Theories and the Standard Model”
- [13] E. Leader, E. Predazzi  
Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology (1996).  
“An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics”  
Volume I : “Electroweak Interactions, the “New Particles” and the Parton Model”  
Volume II : “CP-Violation QCD and Hard Processes”
- [14] J.P. Derendinger  
Troisième cycle de la physique en suisse romande.  
Semestres d’hivers 1993–1994 & 1995–1996.  
“THEORIE QUANTIQUES DES CHAMPS”  
(Une Introduction à la théorie des interactions fondamentales)
- [15] N. Cabbibo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.  
M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [16] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [17] The European Physical Journal C  
Review of Particle Physics (Volume 3, Number 1-4.1998)  
Electroweak Model and Constraints on new Physics (chap. 11. p103)

- [18] S. Bethke,  
“Hadronic Physics in Electron-Positron Annihilation”  
Updated version for the 6<sup>th</sup> Annual joint  
Belgian-Dutch-German Graduate School of particle Physics, Bommerholz (1994).
- [19] T. Sjöstrand,  
International Journal of Modern Physics A, vol. 3, N°4 (1988) 751.
- [20] C. Peterson *et al.*  
Phys. Rev. D27 (1983) 105.
- [21] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani  
Phys. Rev. D, 2, (1970), 1285.
- [22] E.A. Paschos *et al.*  
Phys. Lett. B, 128 (1983) 240.
- [23] J.H. Kühn and P. Zerwas,  
“Heavy Flavors at LEP”  
MPI-PAE/PTh 49/89.
- [24] The European Physical Journal C  
Review of Particle Physics (Volume 3, Number 1-4.1998)  
Electroweak Model and Constraints on new Physics (chap. 10.3 p92)
- [25] M Gell-Mann and A. Pais,  
Phys. Rev. 97 (1955) 1387.
- [26] E.E. Landé *et al.*,  
Phys. Rev. 103 (1956) 1901.
- [27] UA1 Collab., C. Albajar *et al.*,  
Phys. Lett. B 186 (1987) 247,  
erratum : *ibid.* Phys. Lett. B 197 565.
- [28] UA1 Collab., C. Albajar *et al.*,  
Phys. Lett. B 262 (1991) 171.
- [29] ARGUS Collab., H. Albrecht *et al.*,  
Phys. Lett. B 192 (1987) 245.
- [30] ARGUS Collab., H. Albrecht *et al.*,  
Z. Phys. C 55 (1992) 357.
- [31] CLEO Collab., M. Artuso *et al.*,  
Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2233.

- [32] CDF Collab., F. Abe *et al.*,  
Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3351.
- [33] R. Aleksan, DAPNIA/SSP 93-10 (June 1993)  
Talk given at the 21<sup>th</sup> International Meeting on  
Fundamental Physics, Miraflores de la Sierra, Madrid, Spain.  
“CP Violation”
- [34] The European Physical Journal C  
Review of Particle Physics (Volume 3, Number 1-4.1998)  
Meson Particle Listings (p. 555)
- [35] LEP DESIGN REPORT, Vol. 1  
“The LEP Injector Chain”, CERN Report CERN-TH/83-29 (1983) 1.
- [36] LEP DESIGN REPORT, Vol. 2  
“The LEP Main Ring”, CERN Report CERN-LEP/84-01 (1984) 1.
- [37] L3 Collab., B. Adeva *et al.*,  
Nucl. Inst. and Meth. A **289** (1990) 35.  
“The Construction of the L3 Experiment”.
- [38] L3 Collab., T. Coan, M. Acciarri *et al.*,  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **351** (1994) 300
- [39] H. Akbari *Et al.*,  
Nucl. Inst. Meth. A **332** (1993) 33.
- [40] L3 Collab., M. Schneegan,  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **257** (1987) 528.
- [41] L3 Collab., J. Bakken *et al.*  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **280** (1989) 25.
- [42] O. Adriani *et al.*  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **303** (1991) 53.
- [43] O. Adriani *et al.*  
Phys. Rep., **236** (1993) 1.
- [44] M. Acciarri *et al.* L3 Collaboration,  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **289** (1990) 35.
- [45] M. Chemarin, P. Depasse, J. Fay, M. Felcini, B. Ille  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **349** (1994) 345.

- [46] M. Bourquin, B. Clerc, J.H. Field, L. Fredj, J.P. Richeux, D.Sciarrino, G.F. Susinno.  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **411** (1998) 275.
- [47] R. Bizzari *et al.*  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **283** (1989) 799.
- [48] R. Bizzari *et al.*  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **317** (1992) 463.
- [49] U. Uwer,  
Internal Report L3 Note 1400, CERN (1993).
- [50] M. Fukushima, Internal Report L3 Note 515, CERN (1987). T.S. Dai and M. Fukushima, Internal Report L3 Note 668, CERN (1989).
- [51] P. Bene *et al.*  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **306** (1991) 150.
- [52] M. Bourquin *et al.*  
ICTP, Trieste, Italy (1988)  
Ed. M. Budinich, E. Castelli & A. Colavita.
- [53] D. Haas, M. Steinacher, L. Tauscher, S. Vlachos, M. Wadhwa  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **420**, (1999) 101.
- [54] Y. Bertsch *et al.*  
Internal Report LAPP-EXP-93.04, LAPP (1993). S.P.Beingessner *et al.*  
Internal Report LAPP-EXP-93.05, LAPP (1993).
- [55] C. Dionisi *et al.*  
Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A **336**, (1993) 78.
- [56] F. James, "Monte Carlo Theory and Practice",  
Experiment Techniques in High Energy Physics,  
Ed. T. Ferbel, Benjamin-Cummings (1987).
- [57] R. Brun *et al.*, "GEANT3 Users Guide"  
CERN/DD/EE/84-1 (revised 1987).
- [58] S. Banerjee and F. Bruyant  
Internal Report L3 Note 748, CERN (1990).
- [59] J. Swain and L. Taylor, Preprint NUB-3065,  
North-eastern University Boston, (1993).

- [60] Juan Alcaraz  
L3 Internal Note 1666, updated 1995.  
“Helicoidal tracks”.
- [61] F. Filthaut  
Hadronic cross section Measurements on the Z Resonance with the L3 Detector,  
PhD Thesis, Univ. Of Nijmegen (1993).
- [62] S. Jezequel  
Thèse, Université de Savoie  
LAPP-T-92/02.
- [63] T. Sjöstrand,  
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual, CERN-TH/7112/93 (1993),  
revised August 1995; Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74
- [64] Y.L. Dokshitzer, Contribution to the Workshop on Jets at LEP and HERA (1990);  
N. Brown and W.J. Stirling, Rutherford Preprint RAL-91-049;  
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. B **269** (1991) 432;  
S. Bethke *et al.*, Nucl. Phys. B **370** (1992) 310.
- [65] Claudia Paus-Cecchi  
Thèse, Université de Genève  
Thèse N° 3006.
- [66] J. Branson, A. Dominguez, I. Fisk, G. Raven. The UCSD B Tag for 1996 L3 Internal  
Note 2108
- [67] Christoph Schäfer  
Measurement of Bhabha Scattering at center-of-mass  
Energies between 89 GeV and 183 GeV with the L3 Detector at LEP.  
Thèse- L3 Note 2447
- [68] L3 Coll., B. Adeva *et al.*,  
An Improved Measurement of  $B^0$ - $\bar{B}^0$  Mixing in  $Z^0$  Decays.  
Phys. Lett. B **288** (1992) 395.
- [69] The LEP Electroweak Working Group.  
L3 Note 1577.  
A Consistent Treatment of Systematic Errors for  
LEP Electroweak Heavy flavor Analyses.

- [70] The LEP Electroweak Working Group.  
L3 Note 2071.  
A Combination of Preliminary Electroweak Measurements  
and Constraints on the Standard Model.
- [71] C. Peterson *et al.*,  
Phys. Rev. **D 39** (1989) 799.
- [72] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Carbo, L. Maiani and G. Martinelli,  
Nucl. Phys. **B 208** (1982) 365.
- [73] N. Isgur *et al.*,  
Phys. Rev. **D 43** (1989) 799.
- [74] W. Bacino *et al.*,  
Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1073.
- [75] R.M. Baltrusaitis *et al.*,  
Phys. rev. Lett. **54** (1985) 1976.
- [76] CLEO Collab., D. Bortoletto *et al.*,  
Phys. rev. **D 45** (1992) 21.
- [77] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*,  
Phys. Lett. **B 335** (1994) 542.
- [78] Aleph, Delphi, L3 and Opal Collaborations,  
Nucl. Inst. and Meth. **A 378** (1996) 101.
- [79] D. Abbaneo *et al.*, Eur. Phys. J. **C4** (1998) 185.  
S.C. Blyth, L3 Note 2181 (1997).
- [80] J.Field, D.Sciarrino, L3 Note 2445,  
A Study of the LEP and SLD Measurements of Ab  
Submitted to XIX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at  
High Energies
- [81] M. Swartz, Johns Hopkins University,  
Precision Electroweak Physics at the Z,  
XIX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.