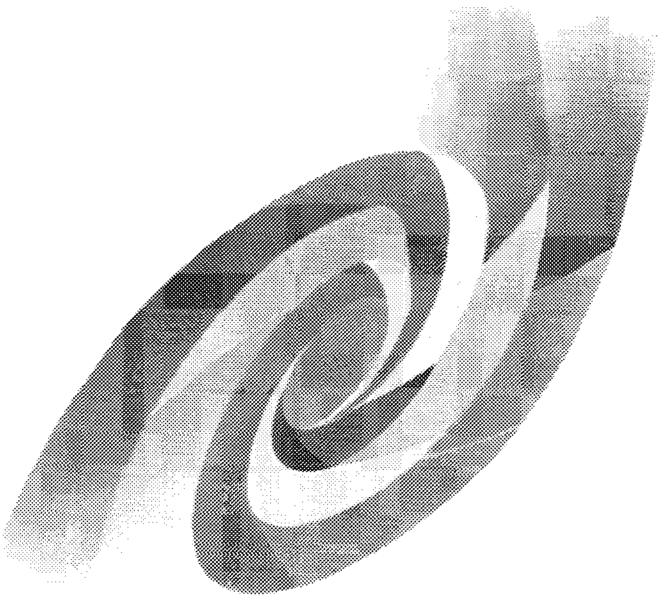
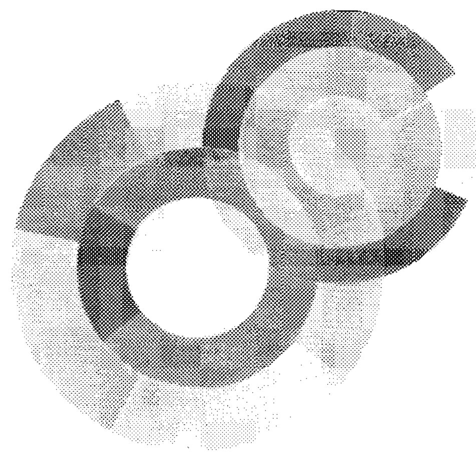
C.E. SACLAY
DSM

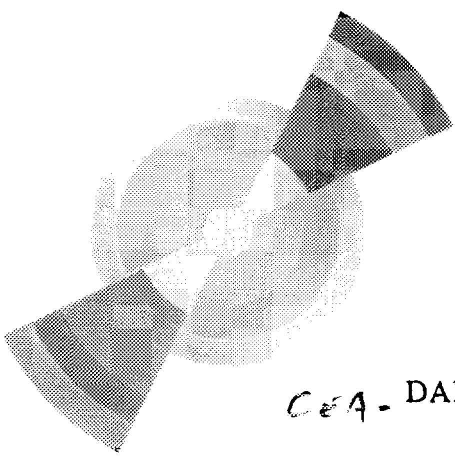
SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES

FR9603324

Doc. enreg. le :
N° TRN : FR9603324
Destination : I,I+D,D







CEA - DAPNIA/SPP 96-1001

Thèse soutenue
le 30 Avril 1996

MESURE DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DES QUARKS LOURDS A LEP1 AVEC LE DETECTEUR OPAL

DAPNIA

H. Lafoux

Couverture Sylvie Cabrol et Marc Sauvage

Le DAPNIA (**D**épartement d'**A**strophysique, de physique des **P**articules, de physique **N**ucléaire et de l'**I**nstrumentation **A**ssociée) regroupe les activités du Service d'Astrophysique (SAp), du Département de Physique des Particules Elémentaires (DPhPE) et du Département de Physique Nucléaire (DPhN).

Adresse : DAPNIA, Bâtiment 141
CEA Saclay
F - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 7 DENIS DIDEROT

spécialité

Physique des Particules

par

Hervé Lafoux

Sujet

Mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds à LEP1 avec le détecteur OPAL

Thèse soutenue le 30 avril 1996, devant le jury composé de :

Alain	Cordier	
Alain	Falvard	: rapporteur
André	Gaidot	
Staszek	Jadach	
François	Vannucci	: président
Pippa	Wells	
Robert	Zitoun	: rapporteur

A maman, papa et à mon p'tit coeur, qui m'en ont donné le courage,
Et à deux petits bouts de chou, pour qui tout cela sera, sans doute,
l'occasion de joyeux coloriages.

Remerciements

Les pages qui suivent contiennent le fruit d'un travail qui n'eut pas été possible sans l'aide, le soutien, la collaboration d'un grand nombre de personnes envers lesquelles je ne saurais ici me montrer trop reconnaissant.

Comment dire en effet l'importance de l'accueil qui m'a été fait au Service de Physique des Particules du CEA, haut-lieu du savoir et de la technique, et qui m'a fournit, durant de longues années, avec une générosité et une constance plus que louable, tous les moyens matériels nécessaires à l'accomplissement de ma tâche autant qu'à ma propre subsistance.

Je serais tout aussi incapable de trouver les mots pour remercier, comme il se doit, tous les membres de la collaboration OPAL qui, de près ou de loin, ont contribué à son fonctionnement harmonieux et ont accepté de partager avec moi les fruits de leur travail, me faisant bénéficier, à maintes reprises, de leur aide et de leur expérience, l'une et l'autre également experte et précieuse.

Comment pourrais-je en effet remercier Pippa Wells, dont les attributions et responsabilités à OPAL sont si nombreuses que je ne me risquerai pas à tenter d'en faire la liste. Ce ne serait pourtant que justice de citer ici, parmi tant d'autres, Dave Charlton et Bob Kowalewsky, ainsi que tous les agents très secrets et les mignons petits lapins qui ont joué pour moi un rôle dont j'aurais aimé pouvoir dire l'importance.

Plus dure encore à exprimer, ma gratitude envers ceux qui, dans le quotidien du travail, ont su trouver en eux-mêmes suffisamment de patience, de ressources et de compréhension pour supporter mes errements, combler le goufre profond de mon ignorance, et j'ose le dire, pardonner ma bêtise: l'infatigable Jean Pierre Pansart, l'omniscient George Vasseur, les doctes Xavier Gentit et Bernard Fabbro, sans oublier l'as du jonglage, Adam Malik.

De même aurais-je souhaité savoir dire ma reconnaissance à ceux qui ont gentiment accepté de consacrer une partie de leur temps à lire et à juger ce modeste travail, particulièrement à Alain Falvard et Robert Zitoun, mais également à Alain Cordier, Staszek Jadach et François Vannucci.

Enfin, il serait bien illusoire de croire que je puisse un jour avoir la chance de rendre la pareille à celui qui, malgré les hauts et les bas, m'a offert sans compter son temps, son expérience et ses conseils ; à l'érudit, l'esthète, au râleur peu commun qui fut mon directeur de thèse, à l'homme dont la curiosité, infatigable, restera pour moi le plus bel exemple, que puis-je dire si ce n'est : arigato Andre-san.

Hervé Lafoux, avril 1996.

Introduction

Le 4 octobre 1995 a marqué la fin d'une formidable aventure ayant débuté six ans auparavant. C'est en effet par une belle nuit d'août 1989 que de la collision frontale de faisceaux d'électrons et de positons, accélérés jusqu'à une énergie encore jamais atteinte dans l'anneau LEP du CERN, naissait l'une des particules les plus importantes pour notre compréhension des constituants fondamentaux de la matière et de leur interactions, le boson Z^0.

En l'espace des 6 années que dura la première phase d'opération du plus grand collisionneur e^+e^- construit, désormais baptisée LEP1, plus de 5 millions de Z^0 ont ainsi pu être produits et observés au coeur de chacun des quatre grands détecteurs installés auprès de l'anneau. L'impressionante quantité de données accumulées permet aujourd'hui d'étudier les propriétés de cette particule avec une précision suffisante pour vérifier et valider les prédictions des modèles théoriques existants, ou au contraire mettre en lumière leurs insuffisances.

Parmi ces modèles, il en est un qui fait depuis de nombreuses années l'unanimité, au point qu'il est désormais connu sous le nom de "Modèle Standard". Ce Modèle prétend décrire l'ensemble des particules élémentaires et l'ensemble de leurs interactions, exception faite de l'interaction gravitationnelle. Son intérêt, et sa beauté, résident dans sa capacité à intégrer des processus de nature très différente dans un formalisme unique, où les équations sont régies par un principe de *symétrie*.

Au coeur du Modèle Standard, et en constituant la clé de voute, se trouve une théorie qui fournit une description unifiée des interactions électromagnétiques et faibles. Cette théorie, dite *théorie électrofaible*, fut initiée dans les années 60 et reçut sa plus spectaculaire confirmation expérimentale lors de la découverte en 1983 d'une particule dont elle avait prédit l'existence, le boson W, partenaire chargé du Z^0.

Malgré des succès répétés, la théorie électrofaible est incomplète en ce qu'elle dépend de nombreux paramètres inconnus. L'un des plus importants est l'angle de Weinberg θ_W qui définit l'intensité du couplage entre les interactions électromagnétiques et faibles. Par ailleurs, la précision des calculs reste limitée par l'incertitude sur la masse de certaines particules, telles que celle du quark top, dont la mesure directe est toute récente, ou celle du boson de Higgs, particule aussi mystérieuse qu'hypothétique, échappant encore aujourd'hui aux recherches les plus acharnées.

Plus fondamentalement, la théorie électrofaible laisse un certains nombre de questions sans réponse, ou n'apporte que des solutions esthétiquement peu satisfaisantes, en regard de la grande simplicité de son formalisme initial. Il est donc probable, et souhaitable, que cette théorie ne soit qu'une étape, ouvrant la voie vers une théorie plus vaste, éventuellement basée sur des

considérations de symétrie encore plus générales.

Dans cette optique, les mesures de précision effectuées à LEP1, telle que celle de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds, revêtent une double motivation. Elles permettent, d'une part, de contraindre la valeur des paramètres libres du Modèle Standard tout en vérifiant la cohérence de la structure interne de la théorie, et, d'autre part, de restreindre le choix de modèles plus généraux en contraignant la nature et l'amplitude de leurs contributions.

Ce rapport est le compte rendu de la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks b et c, effectuée au sein de l'expérience OPAL, au terme de la prise de données de LEP1. Conformément à la tradition, il est organisé en 3 parties :

- La première partie remplit un double objectif: expliquer l'origine et les caractéristiques de l'asymétrie avant-arrière dans le cadre théorique du Modèle Standard, et décrire les techniques expérimentales ainsi que les modèles phénoménologiques permettant d'accéder à sa mesure. On s'efforcera en particulier de démontrer l'intérêt théorique de l'asymétrie avant-arrière des quarks par rapport aux autres observables du Modèle Standard, et de justifier le choix des moyens mis en oeuvre pour contourner les difficultés d'ordre expérimental inhérentes à sa mesure.

- La deuxième partie présente les outils, c'est-à-dire les moyens de détection et d'analyse utilisés, dont la maîtrise est une condition préalable à l'exploitation de leurs performances de façon *optimale*. La recherche de la solution optimale passe comme on le verra par l'utilisation intensive d'algorithmes nouveaux aux propriétés étonnantes: les réseaux de neurones artificiels.

- La troisième et dernière partie décrit la mesure proprement dite, qui comprend trois étapes: l'identification et la sélections des leptons, la séparation des saveurs, et finalement l'extraction de la valeur des asymétries avant-arrière des quarks b et c ainsi que du mélange B^0-$\overline{B^0}$ à partir d'un ajustement statistique des données. La comparaison des résulats obtenus avec des résultats antérieurs devrait permettre de justifier à posteriori les choix méthodologiques faits dans cette analyse.

Table des matières

I THEORIE ix

1 ASYMETRIE AVANT ARRIERE DANS LE MODELE STANDARD 1

1.1 L'asymétrie avant-arrière à l'ordre de Born 1

1.1.1 Section efficace différentielle du processus $e^+e^- \to Z^0, \gamma \to f\bar{f}$ à l'ordre de Born 1

1.1.2 Définition et interprétation de l'asymétrie avant-arrière 3

1.1.3 Le tour d'horizon des asymétries 8

1.1.4 Dépendance en énergie de A_{FB}^f 10

1.2 L'asymétrie avant-arrière aux ordres plus élevés 13

1.2.1 Les corrections purement QED 15

1.2.2 Les corrections électrofaibles 21

1.2.3 Les corrections QCD 25

1.2.4 Conclusion sur les corrections radiatives aux asymétries avant-arrière . . . 26

1.3 Conclusion 27

2 INTERET DE LA MESURE 31

2.1 Mesure de $\sin^2\theta_W^{eff}$ 31

2.1.1 Sensibilité des asymétries à $\sin^2\theta_W$ 31

2.1.2 Comparaison des mesures de $\sin^2\theta_W^{eff}$ 34

2.2 Contraintes sur les paramètres libres du Modèle Standard 36

2.3 Le potentiel de la mesure de l'asymétrie avant-arrière 40

2.4 Conclusion 42

3 METHODES DE MESURE 47

3.1 Les techniques de discrimination de charge et de saveur de quark 47

3.2 La méthode des D^* 49

3.2.1 Principe 49

3.2.2 Performances 51

3.3 La méthode des leptons inclusifs 52
3.3.1 Principe 52
3.3.2 Performances 55
3.4 La méthode de la charge de jet 55
3.4.1 Principe 55
3.4.2 Performances 56
3.5 Etude comparative des différentes méthodes 57
3.5.1 Expression et valeur de l'erreur statistique 57
3.5.2 Notion de sensibilité statistique 59
3.6 Conclusion 61

4 PHENOMENOLOGIE DES LEPTONS DIRECTS 65
4.1 La fragmentation des quarks lourds 66
4.1.1 Le processus d'hadronisation 66
4.1.2 La fonction de fragmentation 66
4.1.3 Tests de la fonction de fragmentation des quarks lourds 68
4.1.4 Mesures du paramètre de fragmentation 69
4.1.5 Influence de la fragmentation sur les leptons directs 70
4.2 Les désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds 72
4.2.1 La désintégration β du muon revisitée 72
4.2.2 Le modèle ACCMM 74
4.2.3 Tests des modèles de désintégration semi-leptonique et mesures des rapports d'embranchement 74
4.3 Le mélange B^0-$\overline{B^0}$ 76
4.3.1 Origine du mélange dans le Modèle Standard 77
4.3.2 Influence du mélange B^0-$\overline{B^0}$ sur la mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark b 78
4.4 Conclusion 79

II OUTILS 83

5 DETECTION ET ACQUISITION A OPAL 85
5.1 Le détecteur OPAL 85
5.1.1 La reconstruction des traces chargées 87
5.1.2 Les mesures d'énergie 94
5.1.3 Les détecteurs spécifiques 98

5.1.4 OPAL et les autres expériences LEP 100
5.2 L'acquisition et le traitement des données 100
5.2.1 Le système de déclenchement 100
5.2.2 Reconstruction et analyse des événements 102
5.2.3 La simulation 104
5.3 Conclusion 105

6 INTRODUCTION AUX RÉSEAUX DE NEURONES ARTIFICIELS 109
6.1 Les fondements biologiques 109
6.1.1 L'entité de base :le neurone 109
6.1.2 Des neurones en réseau 110
6.1.3 Le mécanisme d'apprentissage 111
6.2 Description et propriétés du perceptron 113
6.2.1 Formalisme et équations de base 113
6.2.2 Un résultat théorique fondamental 115
6.2.3 Les réseaux de neurones comme algorithmes de classification 117
6.2.4 Entraînement du réseau de neurones multicouche 118
6.2.5 La réponse d'un réseau de neurones est la variable discriminante statistiquement optimale 119
6.3 Illustration et cas pratique 120
6.3.1 Du plus simple... 120
6.3.2 ...au plus compliqué 124
6.3.3 Les difficultés de l'apprentissage 124
6.3.4 Comment s'assurer de la convergence? 127
6.4 Conclusion 128

III MESURE 133

7 PROCEDURES STANDARDS D'IDENTIFICATION DES LEPTONS 135
7.1 L'identification des muons 135
7.1.1 Description de l'algorithme standard 136
7.1.2 Performances 138
7.1.3 Conclusion 140
7.2 L'identification des électrons 140
7.2.1 Les 2 principales sources d'information 140

7.2.2 Les critères de la sélection standard 142
7.2.3 Identification des électrons dans les bouchons et autres critères de sélection 143
7.2.4 Performances et limites de l'algorithme standard 146
7.3 Conclusion 146

8 IDENTIFICATION DES ELECTRONS A L'AIDE DE RESEAUX DE NEURONES 149
8.1 Démarche générale 149
8.1.1 La recherche de l'information discriminante 150
8.1.2 Le choix du réseau de neurones optimal 151
8.2 Entrainement d'un réseau de neurones 153
8.3 Le réseau de neurones optimal 155
8.4 Performances et fiabilité du réseau de neurones IDNNEL 159
8.4.1 Comparaison avec l'algorithme standard 159
8.4.2 Fiabilité et accord données/Monte carlo 159
8.5 Etiquetage des électrons de conversion 164
8.5.1 L'algorithme d'étiquetage standard 164
8.5.2 Etiquetage des conversions de photons par un réseau de neurones 164

9 SEPARATION DES SOURCES DE LEPTONS 171
9.1 La reconstruction des jets et la recherche de vertex secondaires 172
9.1.1 La reconstruction des jets 172
9.1.2 La recherche de vertex secondaires 176
9.2 Construction des variables discriminantes optimales 178
9.2.1 Motivation et démarche 178
9.2.2 La séparation des leptons b$\rightarrow\ell$ 180
9.2.3 La séparation des leptons c$\rightarrow\ell$ 181
9.3 Conclusion 184

10 MESURE DES ASYMETRIES AVANT-ARRIERE 193
10.1 Sélection des événements multi-hadroniques 193
10.1.1 Le filtrage en-ligne 194
10.1.2 La sélection standard hors-ligne 195
10.1.3 La sélection 'BT' 196
10.1.4 Reconstruction des quarks primaires 197
10.2 L'identification des leptons 198

10.2.1 Coupures de préselection 198
10.2.2 La sélection des leptons 199
10.2.3 Récapitulatif 202
10.3 Procédure d'ajustement 203
10.3.1 L'observable y et la notion d'asymétrie effective 203
10.3.2 Asymétrie différentielle 204
10.3.3 Influence du mélange B^0-$\overline{B^0}$ 205
10.3.4 La fonction de vraisemblance 205
10.4 Résultats de l'ajustement 207
10.4.1 Paramètres libres et rôle du Monte-Carlo 207
10.4.2 Optimisation de la mesure du paramètre de mélange 208
10.4.3 Résultats 208
10.5 Bilan des incertitudes d'origine systématique 214
10.5.1 Incertitudes liées aux modèles phénoménologiques 214
10.5.2 Incertitudes liées aux mesures indépendantes et aux prédictions théoriques 216
10.5.3 Incertitudes liées à la simulation du détecteur 218
10.5.4 Incertitudes liées à la méthode d'ajustement 220
10.5.5 Récapitulatif 222
10.5.6 Optimisation des critères d'identification des leptons 222
10.6 Interprétation et discussion des résultats 227
10.6.1 Comparaison avec les prédictions du Modèle Standard et contrainte sur m_{top} 227
10.6.2 Mesure de $\sin^2\theta_W^{eff}$ 227
10.6.3 Extensions du Modèle Standard 231
10.6.4 Le mélange B^0-$\overline{B^0}$ 232
10.6.5 Comparaison avec les autres mesures 233

Partie I

Une théorie, des modèles

et de savantes considérations

Chapitre 1

Calcul de l'asymétrie avant-arrière du processus $e^+e^- \to \gamma, Z^0 \to f\bar{f}$ dans le cadre du Modèle Standard

Introduction

Les expériences LEP, bénéficiant de l'énorme quantité de données fournies par ce collisionneur au cours de sa première phase de fonctionnement, ont aujourd'hui les moyens de tester le Modèle Standard avec une remarquable acuité. La plupart des observables du Modèle peuvent en effet y être mesurées avec une précision encore jamais atteinte, à l'image de l'asymétrie avant-arrière du quark b, qu'on peut désormais espérer contraindre expérimentalement à mieux que 5%. Dans de telles conditions, l'enjeu consiste à savoir si l'on est encore capable de prédire la valeur de cette asymétrie avec une incertitude théorique inférieure à l'incertitude expérimentale...

Ce chapitre présente les différentes étapes du calcul de l'asymétrie avant-arrière du processus $e^+e^- \to \gamma, Z^0 \to f\bar{f}$ dans le cadre du Modèle Standard. Dans un premier temps, les résultats seront donnés explicitement à l'ordre le plus bas en perturbations, afin d'introduire la notion d'asymétrie avant-arrière et d'en faire apparaître les propriétés les plus marquantes. Puis les effets d'ordre supérieurs seront envisagés, de façon exhaustive, mais sans donner le détail des calculs pour lesquels le lecteur curieux se verra renvoyé aux nombreuses références bibliographiques. Cette deuxième étape révèlera de nouvelles et intéressantes propriétés de l'asymétrie avant-arrière du quark b, et permettra de fixer une limite sur la précision de sa prédiction.

1.1 L'asymétrie avant-arrière à l'ordre de Born

1.1.1 Section efficace différentielle du processus $e^+e^- \to Z^0, \gamma \to f\bar{f}$ à l'ordre de Born

A l'ordre le plus bas du calcul en pertubations, dit ordre de Born, la production d'une paire de fermions $f\bar{f}$ dans l'annihilation e^+e^- fait intervenir les deux diagrammes de Feynman représentés sur la figure 1.1, correspondant au cas où la paire e^+e^- s'annihile en un photon ou en un Z^0.

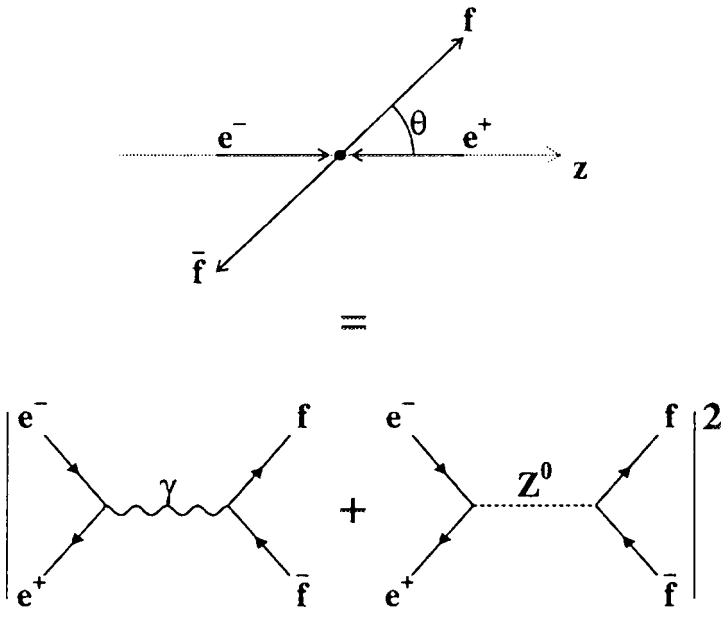


Figure 1.1: *Diagrammes d'annihilation d'une paire* e^+e^- *à l'ordre 0.*

Dans le référentiel de repos de la paire e^+e^- initiale, on appelle θ l'angle formé par la direction du fermion sortant et l'axe z, orienté positivement suivant la direction de l'électron incident. Le calcul de la section efficace différentielle associée aux deux graphes de la figure 1.1 fait intervenir une composante purement électromagnétique, $\sigma_{\gamma\gamma}$, une composante purement faible, σ_{ZZ}, ainsi qu'une composante dite d'interférence, $\sigma_{\gamma Z}$, provenant du produit des deux diagrammes [1]:

$$\frac{d\sigma^{Born}}{d\cos\theta}(e^+e^- \to \gamma, Z^0 \to f\bar{f}) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} N_c^f \left[\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma_{\gamma Z}}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma_{ZZ}}{d\cos\theta}\right], \tag{1.1}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\cos\theta} &= [\ Q_e{}^2 Q_f{}^2 (1+\cos^2\theta)\ ] \\
\frac{d\sigma_{\gamma Z}}{d\cos\theta} &= Re(\chi(s))[\ 2Q_e Q_f v_e v_f\ (1+\cos^2\theta) + 4Q_e Q_f a_e a_f\ \cos\theta\ ] \\
\frac{d\sigma_{ZZ}}{d\cos\theta} &= |\chi(s)|^2\ \ [(v_e{}^2 + a_e{}^2)(v_f{}^2 + a_f{}^2)\ (1+\cos^2\theta) + 8 v_e a_e v_f a_f\ \cos\theta\ ]
\end{aligned} \tag{1.2}$$

Dans ces expressions les masses des électrons et des fermions sont négligées devant l'énergie $\sqrt{s}$ dans le référentiel de repos de la paire e^+e^-, et les faisceaux sont supposés non polarisés.

α ($\approx 1/137$) est la constante de couplage de l'électrodynamique quantique (QED) ou constante de structure fine et N_c^f le nombre d'états de couleurs du fermion f (=1 pour un lepton et 3 pour un quark). Les notations (v_i, a_i) désignent les constantes de couplage électrofaible de type vecteur et axial du fermion i au boson Z^0. Ces constantes sont reliées à la charge électrique Q_i, à la troisième composante de l'isospin faible I_3^i et au sinus carré de l'angle de Weinberg, $\sin^2\theta_W$,

par :

$$\begin{cases} a_i &= 2I_3^i \\ v_i &= 2I_3^i - 4Q_i \sin^2\theta_W \end{cases} \quad , \quad I_3^i = \tfrac{1}{2}\tfrac{Q_i}{|Q_i|}. \tag{1.3}$$

La présence du terme complexe χ qui dépend de l'énergie traduit l'effet de résonance dû à la masse non nulle du Z^0 :

$$\chi(s) = k \cdot \frac{s}{(s - {m_Z}^2) + i m_Z \Gamma_Z} \qquad \text{avec} \qquad k = \frac{G_F {m_Z}^2}{8\sqrt{2}\pi\alpha} \approx 0.4 \tag{1.4}$$

$G_F = 1.166 \times 10^{-5}$ GeV^{-2} est la constante de Fermi, ou constante de l'interaction faible; $m_Z = 91.2$ GeV/c^2 et $\Gamma_Z = 2.5$ GeV/c^2 désignent respectivement la masse et la largeur du Z^0.

Les expressions (1.2) amènent deux observations immédiates :

- le terme purement QED ($\sigma_{\gamma\gamma}$) est pair en $\cos\theta$. Seul le courant faible introduit un terme impair dans les expressions de $\sigma_{\gamma Z}$ et σ_{ZZ};
- le propagateur du Z^0, absorbé dans la définition de $\chi(s)$, induit une dépendance en énergie radicalement différente pour les trois types de contributions.

Ainsi, à la résonance du Z^0, c'est-à-dire lorsque l'énergie disponible $\sqrt{s}$ approche de la masse du Z^0, $\chi(s)$ devient imaginaire pur et de module grand devant 1 :

$$|\chi(\sqrt{s}\!\to\! m_Z)| \approx k\,\frac{m_Z}{\Gamma_Z} \qquad \text{d'où } |\chi(\sqrt{s}\!\to\! m_Z)|^2 \approx 186$$

de sorte que le seul terme qui contribue de façon significative est le terme purement faible (σ_{ZZ}) (figure 1.2). Dans ces conditions, la section efficace différentielle (1.1) se simplifie en :

$$\frac{d\sigma^{\text{Born}}}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma_{ZZ}}{d\cos\theta} \propto (1 + \cos\theta^2 + \mathcal{A}\,\cos\theta)\,, \tag{1.5}$$

où le coefficient $\mathcal{A}$ du terme asymétrique en $\cos\theta$ ne dépend que des couplages électrofaibles de l'électron et du fermion au Z^0 :

$$\mathcal{A} = \frac{8\; v_e a_e\; v_f a_f}{({v_e}^2 + {a_e}^2)({v_f}^2 + {a_f}^2)}\,. \tag{1.6}$$

1.1.2 Définition et interprétation de l'asymétrie avant-arrière

La présence du terme impair en $\cos\theta$ dans l'expression de la section efficace différentielle au pic du Z^0 donnée en (1.5) favorise, ou défavorise suivant le signe du coefficient $\mathcal{A}$, la production du fermion f dans l'hémisphère avant ("Forward") défini par $\cos\theta > 0$ (c'est-à-dire dans la direction de l'électron incident) par rapport à l'hémisphère arrière ("Backward"), défini par $\cos\theta < 0$. Cet effet peut être quantifié en introduisant l'observable A_{FB}^f, baptisée asymétrie avant-arrière du fermion f, et définie comme le rapport :

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}\,, \tag{1.7}$$

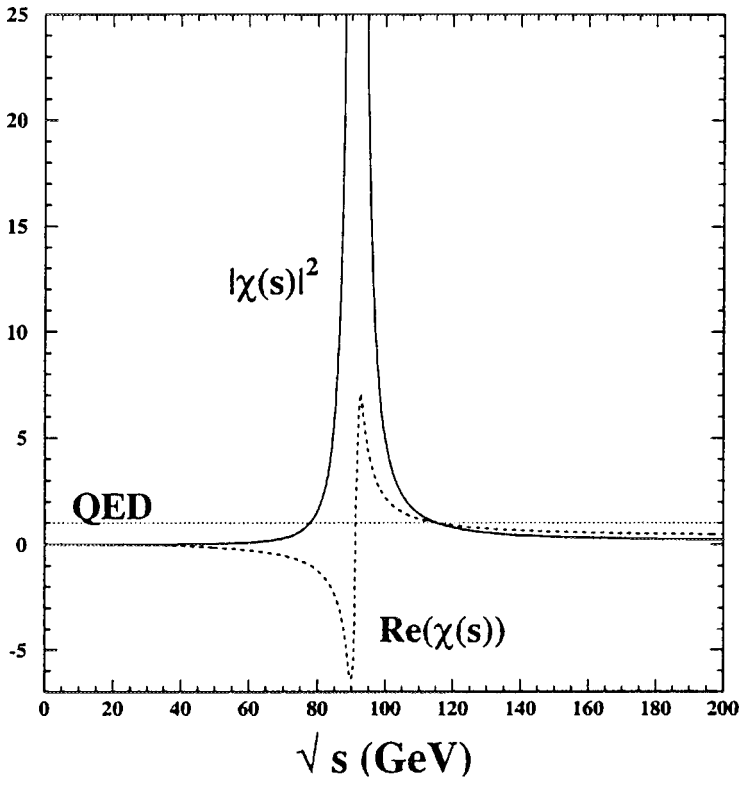


Figure 1.2: *Dépendance en énergie des trois termes contribuant à la section efficace totale : le terme faible* $\sigma_{ZZ} \propto |\chi(s)|^2$, *le terme d'interférence* $\sigma_{\gamma Z} \propto Re(\chi(s))$ *et le terme QED* ~ 1. *Tous ces termes ont une dépendance commune en* $1/s$ *qui n'est pas prise en compte sur cette figure.*

où σ_F et σ_B désignent les sections efficaces totales du processus $e^+e^- \to f\bar{f}$ intégrées respectivement sur l'hémisphère avant et arrière :

$$\sigma_F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta \quad \text{et} \quad \sigma_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta \, .$$

L'intégration de (1.5) permet d'obtenir aisément l'expression de A_{FB}^f au pic du Z^0 qui ne fait intervenir que les couplages faibles du Z^0 aux électrons et aux fermions :

$$A_{FB}^f = \frac{3}{8}\mathcal{A} \quad \Rightarrow \quad A_{FB}^f = 3\frac{a_e v_e}{(a_e{}^2 + v_e{}^2)} \frac{a_f v_f}{(a_f{}^2 + v_f{}^2)} \, . \tag{1.8}$$

Comme on l'a déjà signalé, l'asymétrie avant-arrière dans la réaction $e^+e^- \to f\bar{f}$ est introduite par le courant faible neutre, c'est-à-dire par le diagramme correspondant à l'annihilation de la paire e^+e^- en un Z^0. Pour comprendre l'origine de cette asymétrie de façon plus intuitive, et retrouver son expression à la résonance en fonction des couplages faibles des fermions au Z^0, il suffit de décomposer le processus $e^+e^- \to Z^0 \to f\bar{f}$ en deux étapes successives schématisées sur la figure 1.3 :

1. production d'un boson Z^0 au repos par l'annihilation de la paire e^+e^- :

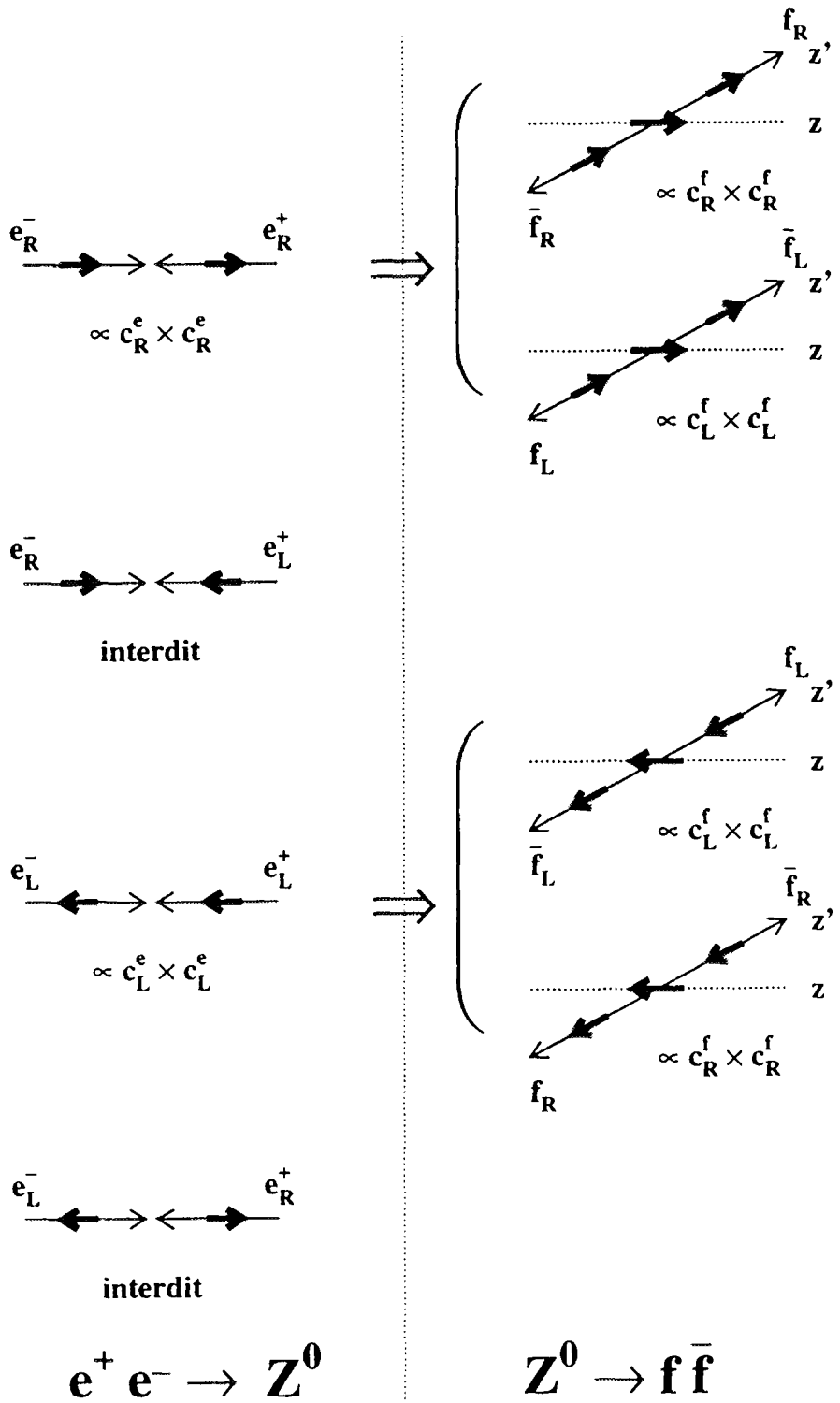
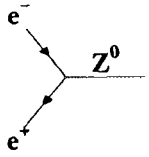
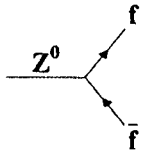


Figure 1.3: *Conservation de l'hélicité au cours des deux étapes de la réaction* $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. *Les flèches dessinées en traits épais symbolisent l'orientation du spin des particules.*

$e^+e^- \rightarrow Z^0 =$  $= \gamma^\mu \frac{(v_e - a_e\gamma^5)}{2} = \gamma^\mu \left[c_L^e \frac{1-\gamma^5}{2} + c_R^e \frac{1+\gamma^5}{2} \right]$

2. désintégration du Z^0 en une paire de fermions $f\bar{f}$:

$Z^0 \rightarrow f\bar{f} =$  $= \gamma^\mu \frac{(v_f - a_f\gamma^5)}{2} = \gamma^\mu \left[c_L^f \frac{1-\gamma^5}{2} + c_R^f \frac{1+\gamma^5}{2} \right]$

Ces deux étapes sont régies par la nature du couplage du Z^0 aux fermions, initiaux ou finaux, c'est-à-dire par la forme du terme de vertex indiqué à coté de chaque diagramme. Ce terme peut être exprimé soit à l'aide des constantes de type vectoriel et axial v et a déjà introduites, soit par l'intermédiaire des constantes de couplage dites droites et gauches, notées c_R et c_L[1], associées aux projecteurs de chiralité $\frac{1+\gamma^5}{2}$ et $\frac{1-\gamma^5}{2}$.

Cette deuxième formulation a le mérite de faire apparaître explicitement le fait que le Z^0 ne peut se coupler qu'avec une particule et une antiparticule de même chiralité, et que l'intensité du couplage diffère pour des particules droites ou gauches. Plus précisément, seuls les états de chiralité (e_R^-, e_R^+) et (e_L^-, e_L^+), assimilables aux états d'hélicité $(+1, -1)$ et $(-1, +1)$ à la limite ultrarelativiste, sont susceptibles de produire un Z^0, avec une probabilité proportionnelle respectivement à $(c_R^e)^2$ et $(c_L^e)^2$ (figure 1.3).

Il en résulte que, bien que les faisceaux e^+e^- soient non polarisés, c'est-à-dire constitués dans des proportions identiques d'états (e_R^-, e_R^+), (e_R^-, e_L^+), (e_L^-, e_R^+) et (e_L^-, e_L^+), le Z^0 est quant à lui produit avec une polarisation moyenne non nulle suivant z:

$$\mathcal{P}_{Z^0} = \frac{(c_R^e)^2 - (c_L^e)^2}{(c_R^e)^2 + (c_L^e)^2} \,. \tag{1.9}$$

Le fait que le Z^0 soit produit polarisé met en évidence l'une des caractéristiques essentielles de l'interaction faible : le processus $e^+e^- \rightarrow Z^0$ ne conserve pas la parité, puisque l'état final n'est pas symétrique (en moyenne) par rapport au plan perpendiculaire à z, contrairement à celui de la paire e^+e^- initiale. Comme on peut le voir, la violation de la parité dans l'interaction faible est, à un niveau plus fondamental, équivalente à la violation de la symétrie gauche-droite que traduit, en termes mathématiques, l'inégalité des couplages gauches et droits $c_L \neq c_R$.

Au cours de la deuxième étape ($Z^0 \rightarrow f\bar{f}$), le Z^0 se désintègre en une paire $f\bar{f}$ suivant la direction z' faisant l'angle θ avec z (figure 1.3). A nouveau, du fait de l'expression du terme de vertex $Z^0 f\bar{f}$, seules les paires de fermions droites $(f_R, \bar{f}_R)$ ou gauches $(f_L, \bar{f}_L)$ sont susceptibles de se coupler aux états du Z^0 de polarisation $+1$ et -1 suivant z', avec une probabilité respective $(c_R^f)^2$ et $(c_L^f)^2$.

La section efficace totale du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ apparaît donc comme la somme de quatres processus élémentaires, correspondants aux différentes combinaisons permises des états

[1] ces constantes sont reliées entre elles par : $v = c_L + c_R$ et $a = c_L - c_R$.

de polarisation des fermions initiaux (e^+e^-) et finaux ($f\bar{f}$) :

$$\begin{aligned}\sigma(e^+e^-\to Z^0\to f\bar{f}) \propto\ & \sigma(e^-_R e^+_R\to f_R\bar{f}_R) && \sim (c^e_R)^2(c^f_R)^2\\ &+\sigma(e^-_R e^+_R\to f_L\bar{f}_L) && \sim (c^e_R)^2(c^f_L)^2\\ &+\sigma(e^-_L e^+_L\to f_R\bar{f}_R) && \sim (c^e_L)^2(c^f_R)^2\\ &+\sigma(e^-_L e^+_L\to f_L\bar{f}_L) && \sim (c^e_L)^2(c^f_L)^2 \end{aligned} \tag{1.10}$$

Dans le cas limite θ=0 (c'est-à-dire lorsque le fermion est émis dans la direction de l'électron incident, z et z' étant confondus) la conservation du spin suivant z implique que les fermions initiaux et finaux ont même hélicité (i.e. même chiralité) et la section efficace se réduit à :

$$\sigma_F(\theta=0) = \sigma(e^-_R e^+_R\to f_R\bar{f}_R)+\sigma(e^-_L e^+_L\to f_L\bar{f}_L) \propto (c^e_R)^2(c^f_R)^2+(c^e_L)^2(c^f_L)^2 . \tag{1.11}$$

Si au contraire le fermion est émis dans la direction du positon incident (z et z' étant opposés, θ=π) les fermions initiaux et finaux sont nécessairement de chiralité opposée, et la section efficace vaut :

$$\sigma_B(\theta=\pi) = \sigma(e^-_R e^+_R\to f_L\bar{f}_L)+\sigma(e^-_L e^+_L\to f_R\bar{f}_R) \propto (c^e_R)^2(c^f_L)^2+(c^e_L)^2(c^f_R)^2 . \tag{1.12}$$

L'asymétrie entre les sections efficaces de production du fermion f vers l'avant ou vers l'arrière, lorsque pour simplifier on ne considère que les cas limites $\theta = 0$ et $\theta = \pi$, est donnée par :

$$A = \frac{\sigma_F(\theta=0)-\sigma_B(\theta=\pi)}{\sigma_F(\theta=0)+\sigma_B(\theta=\pi)} .$$

En utilisant (1.11) et (1.12), et après quelques manipulations, on obtient l'expression :

$$A = \frac{((c^e_L)^2-(c^e_R)^2)}{((c^e_L)^2+(c^e_R)^2)}\,\frac{((c^f_L)^2-(c^f_R)^2)}{((c^f_L)^2+(c^f_R)^2)} . \tag{1.13}$$

Par substitution de $c_R = \dfrac{v-a}{2}$ et $c_L = \dfrac{v+a}{2}$, on vérifie que ce raisonement simpliste, uniquement basé sur la forme des termes de vertex, permet bien de retrouver, l'expression de A^f_{FB} en fonction des couplages v et a obtenue précédemment en (1.8) au terme d'un calcul explicite, à un facteur numérique près :

$$A = \frac{2a_e v_e}{({a_e}^2+{v_e}^2)}\,\frac{2a_f v_f}{({a_f}^2+{v_f}^2)} \quad\Rightarrow\quad A^f_{FB} = \frac{3}{4}A ,$$

Le facteur 3/4 apparaît lorsqu'on tient compte de la dépendance en θ des processus indiqués en (1.10), qui s'obtient en projetant les états de spin de la paire $f\bar{f}$ sur l'axe z.

En conclusion, l'expression obtenue en (1.13) montre que l'asymétrie avant-arrière est issue d'un produit de deux termes :

$$A^f_{FB} = \frac{3}{4}A_e\,A_f , \tag{1.14}$$

où A_e et A_f sont définis par:

$$A_e = \frac{(c_L^e)^2 - (c_R^e)^2}{(c_R^e)^2 + (c_L^e)^2} \qquad \text{et} \qquad A_f = \frac{(c_L^f)^2 - (c_R^f)^2}{(c_R^f)^2 + (c_L^f)^2} \ . \tag{1.15}$$

Ces quantités, appelées asymétries "gauche-droite", mesurent le degré de violation de la parité dans le couplage du Z^0 aux fermions. On retiendra que l'asymétrie avant-arrière qui caractérise la production d'une paire de fermions dans le processus $e^+e^- \to Z^0 \to f\bar{f}$, témoigne du fait que l'interaction faible viole la parité, c'est-à-dire la symétrie gauche-droite, ceci à deux reprises: au moment de la création du Z^0 et au moment de sa désintégration. Elle s'exprime donc tout naturellement comme le produit des asymétries gauche-droite des particules de l'état initial et des particules de l'état final, à un facteur numérique près introduit par l'intégration sur θ.

1.1.3 Le tour d'horizon des asymétries

Les asymétries gauche-droite A_e et A_f intervenant dans l'expression de A_{FB}^f caractérisent, comme on vient de le voir, le degré de violation de la parité dans le couplage du Z^0 aux fermions. Elles revêtent également une signification physique plus "immédiate" et sont dans certains cas directement mesurables.

L'asymétrie gauche-droite A_e se manifeste de deux façons équivalentes dans les collisions e^+e^-. En faisceaux non polarisés, A_e s'identifie (au signe près) à $\mathcal{P}_{Z^0}$ donnée en (1.9) et représente donc tout simplement le degré de polarisation du Z^0, qui en général n'est pas directement mesurable. Si au contraire les faisceaux sont polarisés, A_e induit un effet aisément détectable puisqu'elle caractérise le fait que la section efficace de production du Z^0 diffère suivant l'état de polarisation de la paire e^+e^- initiale. La quantité qui traduit cette différence, généralement notée A_{LR}, est définie comme le rapport:

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L^e - \sigma_R^e}{\sigma_L^e + \sigma_R^e} \ ,$$

où σ_L^e et σ_R^e sont les sections efficaces totales lorsque les faisceaux sont polarisés gauche ou droit, quelque soit l'état de polarisation de la paire $f\bar{f}$ finale. Ces sections efficaces étant données par:

$$\sigma_L^e = \sigma(e_L^- e_L^+ \to f_R \bar{f}_R) + \sigma(e_L^- e_L^+ \to f_L \bar{f}_L) \propto (c_L^e)^2 \left[(c_R^f)^2 + (c_L^f)^2\right] \ ,$$
$$\sigma_R^e = \sigma(e_R^- e_R^+ \to f_R \bar{f}_R) + \sigma(e_R^- e_R^+ \to f_L \bar{f}_L) \propto (c_R^e)^2 \left[(c_R^f)^2 + (c_L^f)^2\right] \ ,$$

un calcul simple montre que l'expression de A_{LR} coïncide avec celle de l'asymétrie gauche-droite A_e:

$$A_{LR} = \frac{(c_L^e)^2 - (c_R^e)^2}{(c_L^e)^2 + (c_R^e)^2} = A_e \ .$$

La mesure directe de A_e ($=A_{LR}$) est donc possible, et même relativement aisée du point de vue expérimental, à condition de disposer de faisceaux d'électrons polarisés[2]...

La mesure de l'asymétrie gauche-droite dans l'état final A_f ne nécessite en revanche que de pouvoir identifier la polarisation des fermions f, créés naturellement polarisés, même si les

[2] Notons que si la polarisation des faisceaux $\mathcal{P}$ n'atteint pas 100%, ce qui est généralement le cas, A_{LR} vaut en réalité $\mathcal{P} \times A_e$.

faisceaux ne le sont pas. La polarisation moyenne de la paire $f\bar{f}$ est donnée par:

$$P_f = \frac{\sigma_R^f - \sigma_L^f}{\sigma_R^f + \sigma_L^f} ,$$

où σ_R^f et σ_L^f désignent les sections efficaces de production d'une paire de fermions droits et gauches. Sachant que:

$$\sigma_R^f = \sigma(e_R^- e_R^+ \to f_R \bar{f}_R) + \sigma(e_L^- e_L^+ \to f_R \bar{f}_R) \propto (c_R^f)^2 \left[(c_R^e)^2 + (c_L^e)^2\right] ,$$
$$\sigma_L^f = \sigma(e_R^- e_R^+ \to f_L \bar{f}_L) + \sigma(e_L^- e_L^+ \to f_L \bar{f}_L) \propto (c_L^f)^2 \left[(c_R^e)^2 + (c_L^e)^2\right] ,$$

on démontre, au prix de quelques manipulations triviales, que la polarisation P_f du fermion f n'est autre en réalité que l'asymétrie gauche-droite A_f, au signe près:

$$P_f = \frac{(c_R^f)^2 - (c_L^f)^2}{(c_R^f)^2 + (c_L^f)^2} = -A_f .$$

La mesure de A_f (plus fréquemment appelée à la lumière de cette interprétation asymétrie de polarisation ou tout simplement polarisation du fermion f) est possible au LEP, mais délicate sur le plan expérimental. En effet l'état de polarisation des fermions créés dans le processus $e^+e^- \to Z^0 \to f\bar{f}$ est difficilement accessible. Les détecteurs ne sont pas équipés pour mesurer directement l'hélicité des électrons et des muons issus des désintégrations leptoniques $e^+e^- \to e^+e^-$ et $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. Quant aux quarks, produits dans les modes hadroniques $e^+e^- \to q\bar{q}$, ils perdent leur polarisation au cours de la fragmentation. Il s'avère que la mesure de la polarisation des fermions $f\bar{f}$ produits au LEP n'est possible que dans le cas des leptons τ, de façon indirecte, par l'analyse cinématique de leurs produits de désintégration.

L'asymétrie gauche-droite A_{LR} $(=A_e)$ en faisceaux polarisés, la polarisation P_τ $(=-A_\tau)$ du lepton τ, ainsi que les asymétries avant-arrière A_{FB}^f où f désigne soit un lepton (e, μ, τ) soit un quark (u,d,c,s,b), constituent ainsi l'ensemble des observables désignées sous le terme générique "d'asymétries" dans les collisions e^+e^-. Bien que leur mesure requiert des conditions expérimentales et des méthodes d'analyse très différentes[3], ces asymétries sont, comme on vient de le voir, intimement liées sur le plan théorique. Leur particularité commune est de dépendre exclusivement d'un seul paramètre libre du Modèle Standard, le sinus carré de l'angle de mélange électrofaible ou angle de Weinberg, $\sin^2\theta_W$.

Le tableau 1.1 donne une synthèse des expressions et des valeurs numériques des différentes asymétries au pic du Z^0 en fonction de $\sin^2\theta_W$. Ces asymétries ne dépendent que des couplages du Z^0 au fermion et ont par conséquent même valeur pour les fermions de même charge électrique. On distinguera trois familles, à savoir la famille des leptons chargés (e, μ, τ), des quarks "up" (u,c,t) , et des quarks "down" (d,s,b) .

On constate que c'est pour la famille des quarks "down" que la différence entre les couplages gauche et droit (c_L et c_R), c'est-à-dire l'effet de violation de parité, est de loin le plus important. Ceci conduit à une asymétrie de polarisation A_b supérieure à 90% pour le quark b, c'est-à-dire environ 6 fois plus élevée que celle des leptons $A_{e,\mu,\tau}$ qui n'est que de l'ordre de 15%. On retrouve ce même facteur de proportionalité entre les valeurs des asymétries avant-arrière des

[3] ces méthodes seront brièvement présentées au chapitre 2.

quarks downs ($\approx$ 10%) et des leptons ($\approx$ 1.7%). Le quark b apparaît donc comme un outil privilégié pour la mise en évidence de la violation de la parité dans les collisions e^+e^- à la résonance du Z^0.

Note : pour compléter le panorama des observables traditionellement regroupées sous la dénomination "d'asymétrie", il conviendrait de citer également l'asymétrie avant-arrière de polarisation définie comme :

$$A^f_{FB,LR} = \frac{(\sigma_{F,L} - \sigma_{B,L}) - (\sigma_{F,R} - \sigma_{B,R})}{\sigma_{F,L} + \sigma_{B,L} + \sigma_{F,R} + \sigma_{B,R}} ,$$

où $\sigma_{F,L}$ désigne la section efficace de production du fermion f dans l'hémisphère avant lorsque le faisceau d'électron est polarisé négativement (gauche). Cette quantité a la propriété d'être uniquement proportionnelle à A_f :

$$A^f_{FB,LR} = \frac{3}{4} A_f .$$

La mesure de $A^f_{FB,LR}$ est doublement difficile, puisqu'elle requiert des faisceaux polarisés et nécessite d'identifier la direction d'émission du fermion et de l'anti-fermion de l'état final. Elle ne présente aucun intérêt dans le cas des leptons par rapport à une mesure de A_e par l'intermédiaire de A_{LR}, nettement plus simple et plus puissante. En revanche, la mesure des asymétries de quarks $A^c_{FB,LR}$ et $A^b_{FB,LR}$, possible à SLC [2], est intéressante en ce qu'elle constitue le seul moyen d'accéder directement à la valeur des asymétries gauche-droite A_c et A_b.

1.1.4 Dépendance en énergie de A^f_{FB}

L'essentiel de la discussion précédente s'applique aux asymétries calculées au pôle du Z^0. Pour retrouver et comprendre la dépendance en énergie de A^f_{FB}, le plus simple est de repartir de la formulation donnée en (1.1) dans laquelle la section efficace totale $e^+e^- \to \gamma, Z^0 \to f\bar{f}$ se décompose en trois termes à l'ordre de Born :

$$\begin{array}{lcccccc} \sigma^{tot}(s) & = & \sigma_{\gamma\gamma}(s) & + & \sigma_{\gamma Z}(s) & + & \sigma_{ZZ}(s) \\ \sqrt{s} \ll m_Z & \propto & \frac{\alpha^2}{s} & & \alpha G_F & & G_F{}^2 s \\ \sqrt{s} \gg m_Z & \propto & \frac{\alpha^2}{s} & & \frac{\alpha G_F}{s} & & \frac{G_F{}^2}{s} \end{array}$$

Les contributions de ces différents termes sont représentées sur la figure 1.4 en fonction l'énergie $\sqrt{s}$, dans le cas de la production d'une paire $b\bar{b}$. L'annihilation en un photon est le processus dominant à basse énergie, jusqu'à $\sqrt{s}$~60 GeV où le terme faible σ_{ZZ} devient d'amplitude comparable. Au voisinage de $\sqrt{s}=m_Z$, σ_{ZZ} est supérieur aux deux autres termes par environ 3 ordres de grandeur. Au delà de la résonance, tous les termes décroissent en $1/s$, σ_{ZZ} restant de 2 à 20 fois plus élevé que $\sigma_{\gamma\gamma}$ et $\sigma_{\gamma Z}$ respectivement.

Comme la contribution purement QED n'engendre aucune asymétrie entre les hémisphères avant et arrière, on peut exprimer l'asymétrie avant-arrière $A^f_{FB}(s)$ sous la forme :

$$A^f_{FB}(s) = \frac{\sigma_{\gamma Z}}{\sigma^{tot}}(s)\, A^{f,\gamma Z}_{FB} + \frac{\sigma_{ZZ}}{\sigma^{tot}}(s)\, A^{f,ZZ}_{FB} ,$$

Notation et définition	Expression en fonction de $\sin^2\theta_W$	leptons chargés (e,μ,τ) $(Q=-1\ ,I_3=-\frac{1}{2})$		quarks up (u,c,t) $(Q=+\frac{2}{3}\ ,I_3=+\frac{1}{2})$		quarks down (d,s,b) $(Q=-\frac{1}{3}\ ,I_3=-\frac{1}{2})$	
a_f	$2\,I_3^f$	-1	$-1.$	1	$1.$	-1	$-1.$
v_f	$2I_3^f-4Q_f\sin^2\theta_W$	$-1+4\sin^2\theta_W$	-0.076	$1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W$	0.384	$-1+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	-0.692
$c_L^f=\frac{v_f+a_f}{2}$	$2I_3^f-2Q_f\sin^2\theta_W$	$-1+2\sin^2\theta_W$	-0.538	$1-\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	0.692	$-1+\frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	-0.846
$c_R^f=\frac{v_f-a_f}{2}$	$-2Q_f\sin^2\theta_W$	$2\sin^2\theta_W$	0.462	$-\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	-0.308	$\frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	0.154
$A_f=\frac{c_L^2-c_R^2}{c_L^2+c_R^2}$	$\frac{2(1-4\lvert Q_f\rvert\sin^2\theta_W)}{1+(1-4\lvert Q_f\rvert\sin^2\theta_W)^2}$	$+0.151$		$\frac{2(1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W)}{1+(1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W)^2}$	$+0.669$	$\frac{2(1-\frac{4}{3}\sin^2\theta_W)}{1+(1-\frac{4}{3}\sin^2\theta_W)^2}$	$+0.936$
$A_{FB}^{f,Born}=\frac{3}{4}A_eA_f$		$+0.0171$		$+0.0757$		$+0.1060$	

Tableau 1.1: *Valeurs des constantes de couplages et expressions des asymétries gauche-droite et des asymétries avant-arrière au pic du Z^0 en fonction de $\sin^2\theta_W$. Les valeurs numériques sont obtenues pour $\sin^2\theta_W=0.231$.*

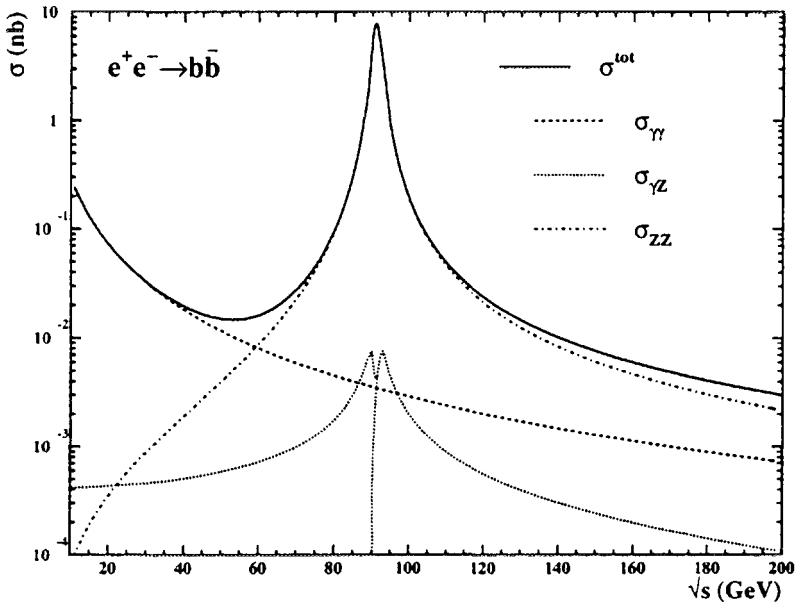


Figure 1.4: *Evolution des termes $\sigma_{\gamma\gamma}$, $\sigma_{\gamma Z}$ et σ_{ZZ} en fonction de l'énergie dans le centre de masse dans le cas du processus* $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$. *Pour le terme d'interférence, c'est la valeur absolue $|\sigma_{\gamma Z}|$ qui est représentée, sachant que $\sigma_{\gamma Z}$ est négatif à $\sqrt{s} < m_Z$ et s'annule pour $\sqrt{s}=m_Z$.*

où toute la dépendance en énergie est prise en compte dans le rapport des sections efficaces :

$$\frac{\sigma_{\gamma Z}}{\sigma^{tot}}(s) = \frac{2Re(\chi(s))Q_e Q_f v_e v_f}{{Q_e}^2{Q_f}^2 + 2Re(\chi(s))Q_e Q_f v_e v_f + |\chi(s)|^2({v_e}^2 + {a_e}^2)({v_f}^2 + {a_f}^2)} ,$$

$$\frac{\sigma_{ZZ}}{\sigma^{tot}}(s) = \frac{|\chi(s)|^2({v_e}^2 + {a_e}^2)({v_f}^2 + {a_f}^2)}{{Q_e}^2{Q_f}^2 + 2Re(\chi(s))Q_e Q_f v_e v_f + |\chi(s)|^2({v_e}^2 + {a_e}^2)({v_f}^2 + {a_f}^2)} ,$$

et où les termes $A_{FB}^{f,\gamma Z}$ et $A_{FB}^{f,ZZ}$ s'expriment en fonction des couplages seuls[4] :

$$A_{FB}^{f,\gamma Z} = \frac{3}{4}\frac{a_e a_f}{v_e v_f} \quad \text{et} \quad A_{FB}^{f,ZZ} = 3\frac{a_e v_e a_f v_f}{({a_e}^2 + {v_e}^2)({a_f}^2 + {v_f}^2)} .$$

On remarque sans surprise que $A_{FB}^{f,ZZ}$ n'est autre que l'asymétrie (1.8) obtenue au pic du Z^0, où seul le terme purement faible contribue de façon significative. Etant donné que $A_{FB}^{f,ZZ}$ est petit devant 1 (cf tableau 1.1), et que l'asymétrie $A_{FB}^{f,\gamma Z}$ issue de l'interférence γZ peut au contraire

[4] A condition de négliger la masse des fermions finaux devant l'énergie $\sqrt{s}$. Dans le cas contraire, intervient un facteur $\sqrt{1-4\mu_f}$ avec $\mu_f = \frac{m_f^2}{s}$, dont l'effet est négligeable dès lors que l'énergie est assez élevée. Pour le quark b ($m_b = 5$ GeV/c^2) au pic du Z^0, l'effet relatif de ce terme de masse sur A_{FB}^b est inférieure à 0.02%.

prendre des valeurs très élevées[5] :

$$A_{FB}^{f,\gamma Z} \approx \begin{cases} 130 & (e,\mu,\tau) \\ 26 & (u,c,t) \\ 14 & (d,s,b) \end{cases}$$

il s'avère que c'est en fait la contribution du terme d'interférence γZ qui engendre l'essentiel de l'asymétrie dès lors qu'on s'écarte un peu de la résonance.

La situation au pic est donc très particulière du fait que la composante d'interférence $\sigma_{\gamma Z}$ s'annule, et il convient de rectifier, ou du moins de préciser, ce qui a été énoncé à la fin du paragraphe 1.1.2. Retenons qu'en règle générale, c'est-à-dire partout sauf au pic du Z^0, l'asymétrie avant-arrière dans une collision e^+e^- est essentiellement issue de l'interférence γZ, plutôt que de la seule contribution du courant faible neutre.

L'évolution de $A_{FB}^{f,Born}$ en fonction de $\sqrt{s}$ est représentée sur la figure 1.5 pour chaque type de fermions. Les contributions dues respectivement à $A_{FB}^{f,\gamma Z}$ et $A_{FB}^{f,ZZ}$ sont également indiquées pour le quark b. C'est au voisinage du pic que la dépendance de l'asymétrie avant-arrière avec l'énergie est la plus marquée. Cette dépendance, qui s'explique par la brutale variation de $\sigma_{\gamma Z}$ qui s'annule et change de signe, peut être paramétrisée, à une très bonne approximation, sous la forme d'une loi linéaire :

$$A_{FB}^{f}(s) \approx A_{FB}^{f}(m_Z^2)\left(1 + a\,\frac{\sqrt{s} - m_Z}{1\ \text{GeV}}\right) \quad \text{avec} \quad a = \begin{cases} 4.9 & (e,\mu,\tau) \\ 0.7 & (u,c,t) \\ 0.2 & (d,s,b) \end{cases} \tag{1.16}$$

Une variation de 100 MeV de l'énergie dans le centre de masse entraîne une variation relative d'environ 50% de l'asymétrie avant-arrière pour les leptons, et de seulement 2% pour les quarks down. A_{FB}^{b} est donc en valeur relative près de 25 fois moins sensible à une variation de $\sqrt{s}$ que les asymétries leptoniques. Cette constatation a son importance puisque, comme nous allons le voir, il en résulte que A_{FB}^{b} est nettement moins sensible que les autres asymétries avant-arrière aux corrections radiatives QED, théoriquement peu intéressantes.

1.2 L'asymétrie avant-arrière aux ordres plus élevés

Les effets d'ordres supérieurs susceptibles d'altérer la valeur des asymétries avant-arrière calculées à l'ordre de Born peuvent être regroupés en trois catégories [1, 3] :

- les corrections électromagnétiques (QED) qui proviennent de la possibilité qu'ont les électrons de l'état initial et les fermions de l'état final de rayonner ou d'échanger un ou plusieurs photons, réels ou virtuels ;
- les corrections électrofaibles, qui regroupent toutes les corrections non purement photoniques : corrections au propagateur du Z^0 et du photon, corrections au vertex $Z^0 \to f\bar{f}$...

[5] On serait en droit de s'étonner des valeurs prises par $A_{FB}^{f,\gamma Z}$, alors qu'en vertue de sa définition en fonction des sections efficaces avant et arrière, voir (1.7), une asymétrie est nécessairement comprise entre -1 et $+1$. La raison en est que l'interférence γZ ne constitue pas en soi un processus physique réel, si bien que les sections efficaces, avant ou arrière, peuvent fort bien être négatives.

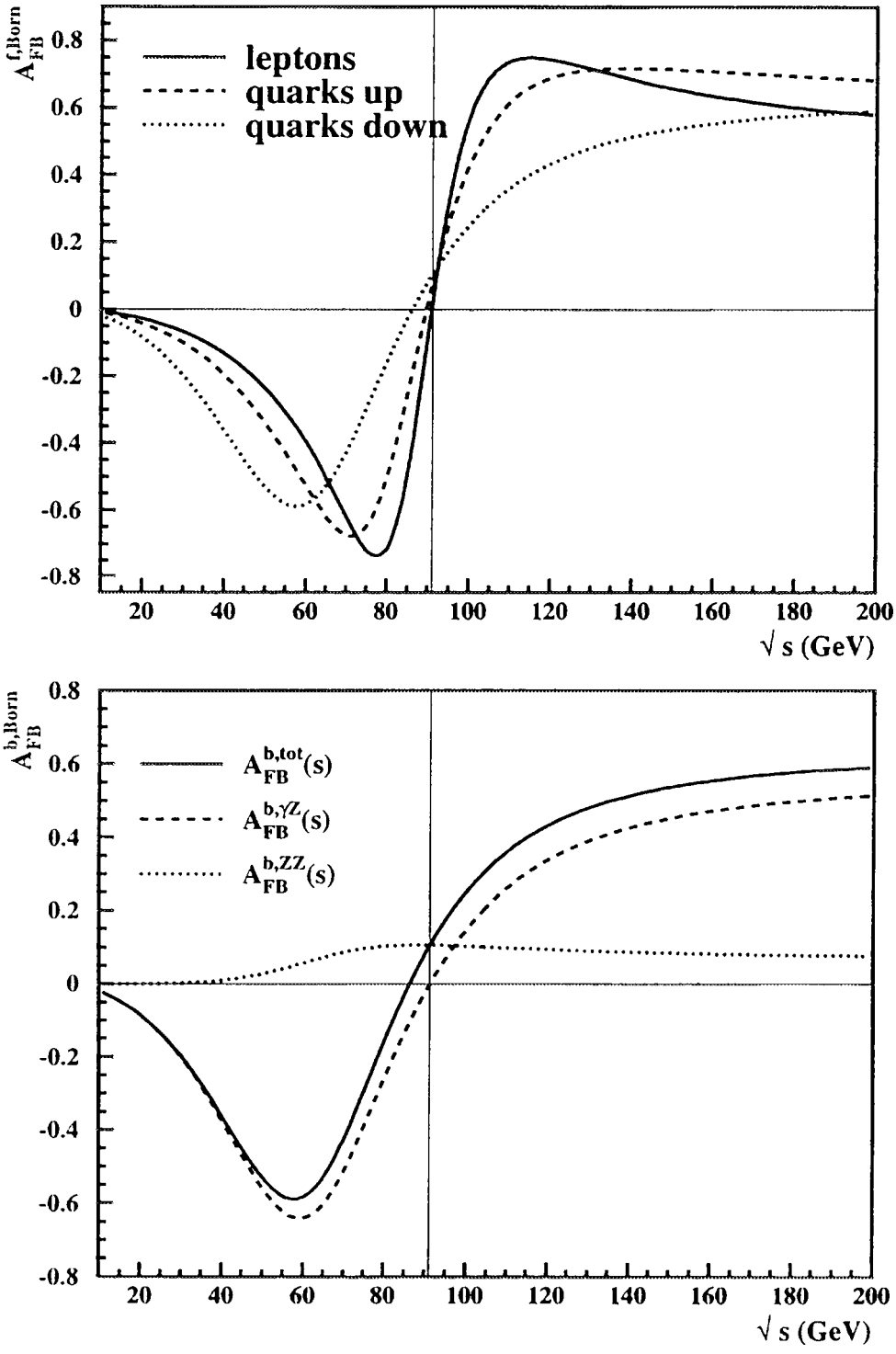


Figure 1.5: *Variation des asymétries avant-arrière à l'ordre de Born en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$. Sur la figure du bas, les contributions du terme d'interférence γZ et du terme purement faible ZZ à A_{FB}^{b} sont représentées séparément.*

- les corrections de la chromodynamique quantique (QCD) résultant du rayonnement de gluons, affectant l'état final lorsque celui ci est constitué d'une paire de quarks.

L'importance relative de ces corrections dépend considérablement du type de fermion f produit dans l'état final, ainsi que, pour certaines d'entre elles, de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$. Aussi la discussion qui suit met-elle surtout l'accent sur les corrections affectant les asymétries de quarks, au pic du Z^0, et plus spécialement l'asymétrie avant-arrière du quark b dont la mesure constitue l'objectif principal de cette thèse.

1.2.1 Les corrections purement QED

Ces corrections s'obtiennent en ajoutant un ou plusieurs propagateurs de photon, réels ou virtuels, aux diagrammes d'ordre 0 présentés au début du chapitre (figure 1.1). Les diagrammes de Feynman résultants peuvent être regroupés en trois classes, correspondant à trois types de corrections QED différant considérablement par leur propriétés (dépendance avec l'énergie, avec la charge des fermions finaux,...) et par l'importance de leurs effets sur les asymétries avant-arrière. Par ordre d'amplitude croissante, on distingue [4] :

1. les corrections QED dans l'état final
2. les corrections QED résultant d'une interférence entre les états initiaux et finaux
3. les corrections QED dans l'état initial

Corrections QED dans l'état final

Chacun des fermions produits dans la désintégration du Z^0 est susceptible de rayonner un ou plusieurs photons (figure 1.6). Ce phénomène, connu sous le nom de rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung, est largement dominé par l'émission de photons de faible énergie, collinéaires aux fermions sortants.

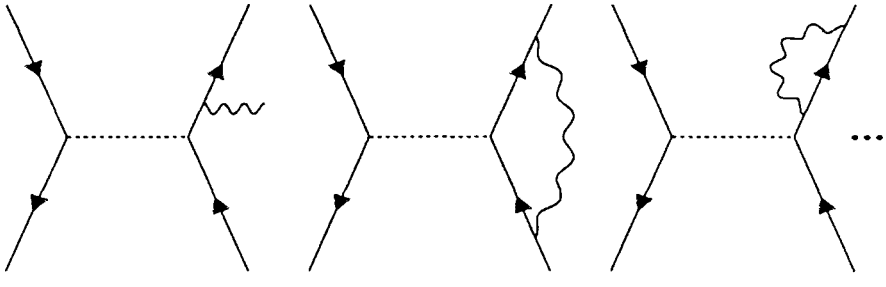


Figure 1.6: *Exemples de diagrammes contribuant aux corrections QED dans l'état final.*

On montre qu'à tous les ordres du calcul en perturbations, l'émission de photons mous dans l'état final ne modifie pas l'asymétrie avant-arrière [5]. Ces derniers sont en effet trop peu énergiques pour affecter l'angle d'émission des fermions et ont pour seul effet d'accroître l'espace de phase accessible à la paire $f\bar{f}$. Cet accroissement d'espace de phase, qui modifie de la même façon les sections efficaces avant et arrière $\sigma_{F,B} \to \sigma_{F,B}(1+\delta)$, laisse le rapport $A_{FB}^f = (\sigma_F - \sigma_B)/(\sigma_F + \sigma_B)$ inchangé.

En revanche le rayonnement de photons durs est susceptible d'affecter considérablement la distribution angulaire des fermions finaux (par exemple en faisant passer un fermion de l'hémisphère avant vers l'hémisphère arrière), et ainsi de "diluer" l'asymétrie avant-arrière. A l'ordre $O(\alpha)$, A_{FB}^{f} reçoit un terme correctif [4] :

$$A_{FB}^{f} \longrightarrow A_{FB}^{f}(1 - \frac{3\alpha}{4\pi}Q_f^2) \tag{1.17}$$

Comme le montre le tableau 1.2, cet effet reste malgré tout extrêmenent faible, spécialement pour les quarks de charge $Q_f = \frac{1}{3}$ tels que le quark b, pour lesquels il induit une variation de seulement -0.02% de l'asymétrie avant-arrière.

$\delta A_{FB}^{QED,fin}$	(e,μ,τ)	(u,c,t)	(d,s,b)
effet absolu	−0.00003	−0.00006	−0.00002
effet relatif	−0.17%	−0.08%	−0.02%

Tableau 1.2: *Valeurs des corrections QED dans l'état final aux asymétries avant-arrière. La variation relative est exprimée en % de la valeur de l'asymétrie à l'ordre de Born.*

Les différentes estimations des effets d'ordres plus élevés [6] permettent de confirmer que l'amplitude des corrections dues au rayonnement QED dans l'état final reste complètement négligeable devant la précision expérimentale susceptible d'être jamais atteinte sur la mesure des asymétries avant-arrière à LEP.

Corrections QED résultant de l'interférence entre l'état initial et l'état final

Ces termes correctifs sont associés aux diagrammes (ou au produit de diagrammes) dans lesquels l'émission d'un photon dans l'état initial interfère avec l'émission d'un photon dans l'état final (diagrammes en boîte ou produit de graphes d'ordre 1, cf figure 1.7).

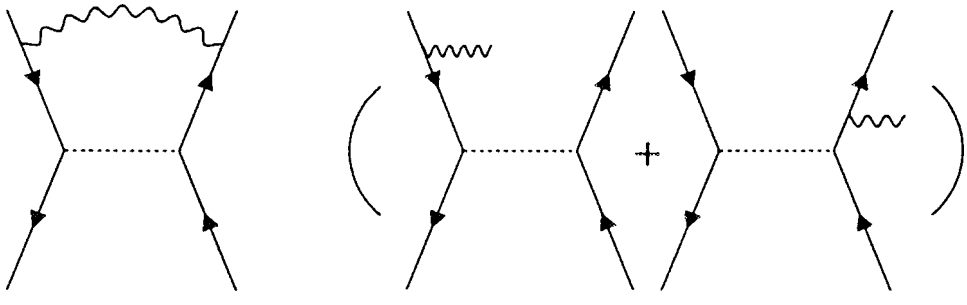


Figure 1.7: *Exemples de diagrammes contribuant aux corrections QED dues à l'interférence entre l'état initial et l'état final.*

Contrairement aux effets dûs au Bremsstrahlung des fermions finaux, ces corrections dépendent de l'angle d'émission θ des fermions et affectent directement la symétrie entre les hémisphères

avant et arrière en introduisant une composante additionelle impaire en $\cos\theta$ dans l'expression de la section efficace différentielle. Au voisinage de la résonance, celle ci prend la forme complexe [7] :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta} \rightarrow \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta}\left(1+\frac{4\alpha}{\pi}Q_eQ_f\log\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta}\log\frac{s}{m_Z^2-im_Z\Gamma_Z}+O(\frac{\alpha}{\pi}\frac{\Gamma_Z}{m_Z})\right)$$

L'effet du terme asymétrique supplémentaire induit sur les asymétries avant-arrière une correction $\delta A_{FB}^{QED,int}$ donnée par [8] :

$$\delta A_{FB}^{QED,int} = \frac{3\alpha}{2\pi}Q_eQ_f f(s)$$

L'amplitude de cette correction se trouve heureusement être particulièrement réduite au pic du Z^0 où $f(m_Z^2) \sim \Gamma_Z/m_Z$. L'apparition du facteur $\Gamma_Z/m_Z \approx 0.03$ se comprend assez simplement, puisque la probabilité d'échange d'un photon entre un fermion de l'état initial et un fermion de l'état final est d'autant plus faible que la résonance est étroite (c'est-à-dire que la durée de vie du Z^0 est grande).

Comme le montre le tableau 1.3, les corrections photoniques dues à l'interférence entre les états initiaux et finaux, bien que supérieures en moyenne aux corrections QED de l'état final seul, ont malgré tout un effet négligeable sur les asymétries avant-arrière au pic du Z^0, en particulier pour les quarks (+0.2% sur A_{FB}^b). On notera toutefois qu'elles dépendent fortement de l'énergie et que, suffisamment loin de la résonance, par exemple aux énergies de PEP, PETRA ou TRISTAN, $\delta A_{FB}^{QED,int}$ peut augmenter de plus d'un ordre de grandeur. A $\sqrt{s} = 30$ GeV, $\delta A_{FB}^{QED,int}$ devient de l'ordre de +0.01 pour les leptons, ce qui représente une variation de près de 20% de la valeur de l'asymétrie.

$\delta A_{FB}^{QED,int}$	(e,μ,τ)	(u,c,t)	(d,s,b)
effet absolu	+0.0005	−0.0003	+0.0002
effet relatif	+2.9%	−0.4%	+0.2%

Tableau 1.3: *Valeurs des corrections QED dues à l'interférence entre les états initiaux et finaux au pic du* Z^0.

Corrections QED dans l'état initial

Ce type de corrections correspond au rayonnement de freinage des électrons incidents. Bien que ce phénomène, pas plus que le Bremsstrahlung dans l'état final, n'introduise d'asymétrie supplémentaire dans la distribution angulaire des fermions créés, il affecte de façon significative l'asymétrie avant-arrière. En effet, l'émission d'un photon par un électron avant l'annihilation a pour conséquence de réduire l'énergie effective dans le centre de masse au moment de la collision. Or, comme on l'a vu dans la première partie de ce chapitre (cf équation (1.16) et figure 1.5),

l'asymétrie avant-arrière a la propriété de varier très rapidement avec s, tout particulièrement au voisinage de la résonance.

On sait qu'à l'ordre $O(\alpha)$, le Bremsstrahlung des électrons déplacent le pic du Z^0 d'environ -200 MeV [9]. L'effet équivalent sur $A_{FB}^{f,Born}$ peut être grossièrement estimé en remplacant l'énergie $\sqrt{s}$ par l'énergie effective $\sqrt{s'} = \sqrt{s} - 200$ MeV dans la formule approximative (1.16) utilisée pour paramétriser la dépendance en énergie des asymétries. Pour les leptons, la correction $\delta A_{FB}^{QED,ini}$ qui en résulte est du même ordre que la valeur de l'asymétrie elle-même ! La situation est certes moins dramatique pour l'asymétrie du quark b, du fait de sa dépendance beaucoup moins marquée avec s, mais l'effet relatif, d'environ -4%, est malgré tout non négligeable devant la précision expérimentale.

Les termes d'ordre $O(\alpha^2)$ décalent encore le pic du Z^0 de façon significative, mais dans le sens inverse aux corrections d'ordre $O(\alpha)$ (environ +90 MeV), ce qui conduirait à un effet additionnel de $+1.8\%$ sur A_{FB}^b. Bien qu'approximatives, ces estimations montrent qu'il est essentiel pour le calcul des asymétries avant-arrière (plus particulièrement les asymétries leptoniques) de parfaitement maîtriser les corrections QED dans l'état initial, non seulement à l'ordre 1, mais également aux ordres suivants.

La méthode la plus couramment employée pour tenir compte de l'effet du décalage en énergie effective induite par le Bremsstrahlung des électrons incidents est basée sur un formalisme développé originellement par Bonneau et Martin [10] et qui consiste à exprimer la section efficace totale d'annihilation d'une paire e^+e^- sous la forme d'une intégrale de convolution :

$$\sigma(s) = \int_0^1 \sigma^0(s(1-z))\mathcal{R}_e^{init}(s,z)\mathrm{d}z \tag{1.18}$$

où σ^0 est la section efficace à l'ordre de Born, et où la fonction $\mathcal{R}_e^{init}(s,z)$, appelée "radiateur", exprime la probabilité que le ou les photons rayonnés emportent une fraction z de l'énergie disponible.

L'application de ce formalisme au calcul de l'asymétrie avant-arrière nécessite de tenir compte du fait que l'angle θ entre le fermion sortant et l'électron incident qui intervient dans la section efficace différentielle à l'ordre 0, est défini dans le référentiel de repos de la paire e^+e^-. Ce référentiel diffère du référentiel du laboratoire dans lequel est mesuré l'asymétrie, ceci d'autant plus que l'énergie rayonnée est importante. On obtient [11, 12] :

$$A_{FB} = \frac{3}{4}\frac{\int_0^1 \mathcal{R}_e^{init}(s,z)\left(\frac{z}{2-z}\right)^2[\sigma_F(s(1-z)) - \sigma_B(s(1-z))]\mathrm{d}z}{\int_0^1 \mathcal{R}_e^{init}(s,z)[\sigma_F(s(1-z)) + \sigma_B(s(1-z))]\mathrm{d}z}$$

De nombreuses approches ont été mises en oeuvre pour le calcul du radiateur $\mathcal{R}_e^{init}(s,z)$. Les calculs les plus précis sont exacts jusqu'à l'ordre $O(\alpha^2)$, et tiennent compte des photons mous resommés à tous les ordres [7, 9]. L'émission de photons durs est quant à elle fortement défavorisée au pic du Z^0 puisqu'elle éloigne de la résonance.

Les différentes estimations de l'effet de ces corrections sur les asymétries avant-arrière sont en très bon accord, puisqu'elles diffèrent de moins de 0.0005 pour A_{FB}^{μ} (soit une incertitude relative de 3% sur la correction totale). On peut en conclure que, bien qu'importantes en amplitude, les corrections QED dues au Bremsstrahlung dans l'état initial sont aujourd'hui parfaitement maîtrisées sur le plan théorique.

Les valeurs numériques des corrections QED au pic du Z^0 sont résumées dans le tableau 1.4 pour les trois familles de fermions (leptons, quarks up et quarks down). Elles sont négatives puisqu'au voisinage du pic toutes les asymétries sont des fonctions croissantes de l'énergie. La variation relative de l'asymétrie avant-arrière du quark b est environ 25 fois inférieure à celle des asymétries leptoniques, conformément à ce que suggérait la loi approximative de la dépendance en énergie donnée en (1.16).

$\delta A_{\mathrm{FB}}^{QED,ini}$	(e,μ,τ)	(u,c,t)	(d,s,b)
effet absolu	−0.0177	−0.0103	−0.0040
effet relatif	−103%	−13.5%	−3.8%

Tableau 1.4: *Valeurs des corrections QED dans l'état initial au pic du Z^0. L'incertitude théorique sur ces corrections est inférieure à 0.0005.*

Récapitulatif des corrections photoniques

La figure 1.8 illustre l'effet de l'ensemble des corrections QED sur l'asymétrie avant-arrière du muon et du quark b en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Au voisinage de la résonance du Z^0, l'essentiel des corrections radiatives QED aux asymétries avant-arrière provient du rayonnemment de freinage des électrons incidents, qui entraîne une diminution de l'énergie effective de la paire e^+e^- au moment de la collision. Pour le quark b, l'asymétrie à l'ordre de Born se trouve réduite de −0.004 soit une correction relative d'environ 4%. En comparaison, les asymétries leptoniques sont beaucoup plus affectées du fait de leur dépendance nettement plus marquée avec l'énergie (et de leur faible valeur, cf figure 1.8).

Hors résonance, notamment aux énergies de PEP et PETRA (30 à 60 GeV/c), l'effet des corrections QED est encore plus net et il devient nécessaire de tenir compte également des termes d'interférence entre l'état initial et l'état final. Mais, comme le montre la figure 1.8, c'est surtout au dessus du pic du Z^0 que les corrections radiatives QED sont les plus importantes. Dans ce domaine d'énergie, l'émission de photon durs par la paire e^+e^-, fortement défavorisée au pic, devient le phénomène prépondérant. Son effet est de ramener l'énergie effective $\sqrt{s'}$ de la collision et donc la valeur de l'asymétrie avant-arrière à la masse du Z^0 (on parle de retour radiatif au Z^0).

Pour conclure, il importe de souligner que, du point de vue théorique, la situation au pic du Z^0 est tout à fait particulière, en regard des corrections QED, leur traitement y étant simplifié pour plusieurs raisons:

- les corrections dues à l'interférence entre l'état initial et final, difficiles à calculer, y sont fortement supprimées, par un facteur Γ_Z/m_Z par rapport à la situation hors résonance.
- l'émission de photons durs par les électrons de la paire initiale est très défavorisée et peut en général être négligée. Quant aux photons mous, qui peuvent être resommés à tous les

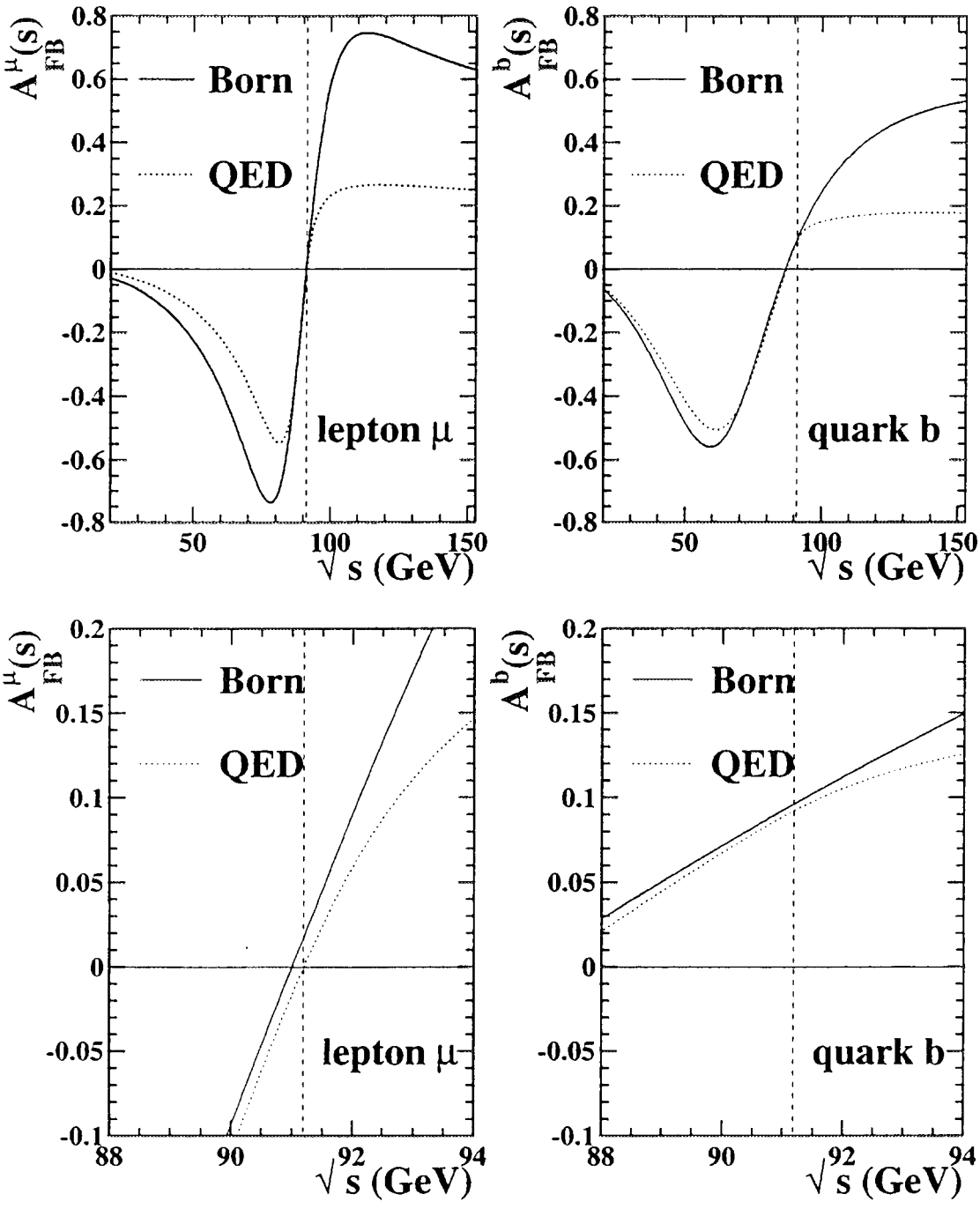


Figure 1.8: *Effet des corrections QED sur les asymétries avant-arrière en fonction de l'énergie dans le centre de masse.*

ordres du calcul en perturbations, leur contribution peut être estimée avec une incertitude théorique très réduite, et en pratique négligeable devant l'incertitude expérimentale susceptible d'être atteinte dans la mesure des asymétries avant-arrière de quarks.

1.2.2 Les corrections électrofaibles

Les corrections électrofaibles non photoniques sont issues de la matérialisation ou de l'échange de fermions et de bosons virtuels (hors couche de masse). Elles peuvent être regroupées en 3 catégories (figure 1.9):

1. les corrections de propagateur du photon et du Z^0,
2. les corrections de vertex,
3. les corrections dues aux diagrammes en boîtes.

Les corrections de propagateur (self-energie du photon et du Z^0) et de vertex sont de loin les plus importantes. Comme on peut le voir sur la figure 1.9, les diagrammes dominants font intervenir le quark top et le boson de Higgs à l'état virtuel. Il en résulte une propriété remarquable et unique des corrections radiatives électrofaibles, qui ont pour effet d'introduire dans le calcul de toutes les observables une dépendance explicite vis à vis des masses m_{top} et m_{Higgs} de ces deux particules.

Le traitement théorique des corrections radiatives électrofaibles est singulièrement plus complexe que celui des seules corrections photoniques, de par le nombre de fermions et de bosons mis en jeu et la forme de leur interaction [13]. Il s'avère cependant que leur effet peut être facilement pris en compte au travers une simple redéfinition des constantes et des couplages (G_{F}, $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$, a_{f}, v_{f}), tout en conservant l'expression des observables calculées à l'ordre de Born [3]. Dans cette *approximation de Born améliorée*, toute la dépendance vis à vis de m_{top} se retrouve dans l'expression des couplages alors qualifiés de "couplages effectifs":

$$\left\{\begin{array}{lcll} G_{\mathrm{F}} & \rightarrow & G_{\mathrm{F}}^{eff} & = G_{\mathrm{F}}(1+\delta\rho_t) \\ \sin^2\theta_{\mathrm{W}} & \rightarrow & \sin^2\theta_{\mathrm{W}}^{\mathrm{eff}} & = \sin^2\theta_{\mathrm{W}} + \delta\rho_t \cos^2\theta_{\mathrm{W}} \\ a_{\mathrm{f}} & \rightarrow & \tilde{a}_{\mathrm{f}} & = \sqrt{\rho}\, 2I_3^{\mathrm{f}} \\ v_{\mathrm{f}} & \rightarrow & \tilde{v}_{\mathrm{f}} & = \sqrt{\rho}\,(2I_3^{\mathrm{f}} - 4Q_{\mathrm{f}}\sin^2\theta_{\mathrm{W}}^{\mathrm{eff}}) \end{array}\right. \tag{1.19}$$

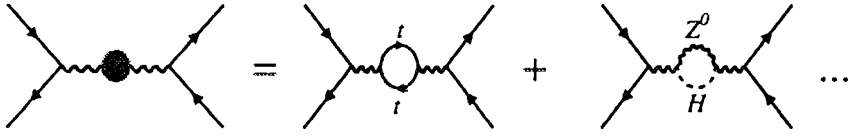
avec:

$$\rho = 1+\delta\rho_t \qquad \text{et} \quad \delta\rho_t = \frac{3G_{\mathrm{F}}m_{top}^2}{8\pi^2\sqrt{2}} + \ldots \approx 0.01\left(\frac{m_{top}}{180\ \mathrm{GeV}}\right)^2$$

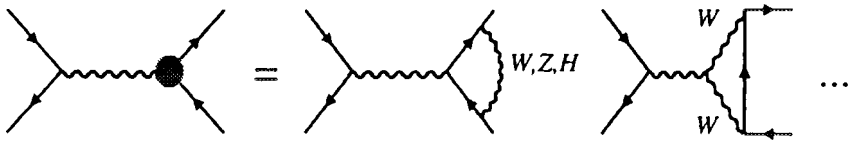
La dépendance vis à vis de la masse du Higgs peut également être aisément introduite en ajoutant un terme logarithmique en m_{Higgs} au sinus "effectif" de l'angle de mélange:

$$\sin^2\theta_{\mathrm{W}}^{\mathrm{eff}} = \sin^2\theta_{\mathrm{W}} + \delta\rho_t\cos^2\theta_{\mathrm{W}} + \frac{\alpha}{4\pi}\left[\log\left(\frac{m_{\mathrm{Higgs}}(\mathrm{GeV})}{17.3}+1\right)-2\right]+\ldots \tag{1.20}$$

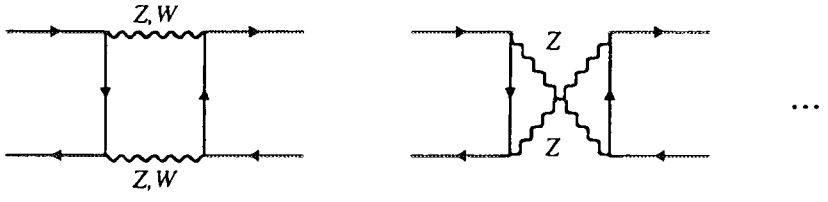
Il faut souligner qu'il s'agit d'une redéfinition ad-hoc, à but purement opératoire, et que l'expression des couplages effectifs ne dérive pas d'un schéma de renormalisation traditionnel.



(1) Corrections de propagateurs



(2) Corrections de vertex



(3) Diagrammes en boites

Figure 1.9: *Représentation schématique des trois types de corrections radiatives électrofaibles: corrections de propagateur, de vertex, et diagrammes en boîtes.*

Cette paramétrisation a pour seul, mais important, mérite, de reproduire à une très bonne approximation les résultats du calcul exact [7].

Les transformations (1.19) permettent de tenir compte des corrections électrofaibles *universelles*, c'est-à-dire affectant de la même façon les processus $e^+e^- \to f\bar{f}$, quelque soit la nature (lepton ou quark) et la saveur des fermions f. Dans le cas du processus $e^+e^- \to b\bar{b}$, l'état final reçoit une correction supplémentaire par l'intermédiaire du couplage faible du quark top au quark b (figure 1.10). L'influence de ces diagrammes est négligeable pour les autres quarks, les transitions entre saveurs de familles différentes étant très défavorisées par la valeur des coefficients de la matrice de mélange CKM. Dans le cas du quark b, leur contribution peut être prise en compte en introduisant un terme correctif supplémentaire dans l'expression des couplages a_b et v_b :

$$\begin{cases} a_b & \to & \bar{a}_b = \sqrt{\rho}\,(2I_3^f + \frac{2}{3}\delta\rho_t) \\ v_b & \to & \bar{v}_b = \sqrt{\rho}\,(2I_3^f - 4Q_b \sin^2\theta_W^{eff} + \frac{2}{3}\delta\rho_t) \end{cases}$$

Comme on peut le voir, la correction spécifique au vertex $Zb\bar{b}$ augmente a_b et v_b d'une même

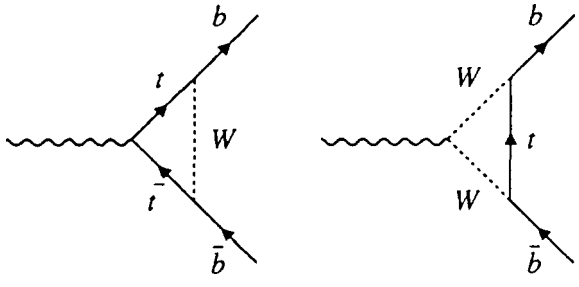


Figure 1.10: *Corrections électrofaibles spécifiques au vertex* $Z^0b\bar{b}$ *dues au quark top.*

quantité ($\frac{2}{3}\delta\rho_t \sim 0.007$ pour m_{top}=180 GeV/c^2). Elle affecte par conséquent très peu l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^b qui ne dépend que du rapport des couplages v_b et a_b (v_b et a_b étant du même ordre de grandeur). En revanche, elle affecte considérablement la largeur partielle $\Gamma_{b\bar{b}} \propto ({a_b}^2 + {v_b}^2)$, dont la dépendance vis à vis de m_{top} est, du fait de cette correction additionnelle, de signe opposé à celle des largeurs $\Gamma_{u\bar{u}}$ et $\Gamma_{d\bar{d}}$.

C'est par l'intermédiaire de $\sin^2\theta_W^{eff}$ que les asymétries avant-arrière acquièrent leur dépendance explicite vis à vis de m_{top} et m_{Higgs}. La figure 1.11 montre que cette dépendance est pratiquement linéaire suivant m_{top}^2 et $\log(m_{Higgs})$. A une très bonne approximation, les valeurs des asymétries avant-arrière au pic du Z^0 corrigées des effets électrofaibles peuvent être paramétrisées sous la forme :

$$A_{FB}^f(m_Z) \approx a\left(\frac{m_{top}}{180\ \text{GeV}}\right)^2 + b \quad (\text{pour } m_{Higgs} = 300\ \text{GeV}) \qquad \text{avec} \begin{cases} a = 0.0185 & b = 0.0745 & \text{quarks down} \\ a = 0.0145 & b = 0.0452 & \text{quarks up} \\ a = 0.0061 & b = -0.0064 & \text{leptons} \end{cases}$$

$$A_{FB}^f(m_Z) \approx c\,\log\left(\frac{m_{Higgs}}{300\ \text{GeV}}\right) + d \quad (\text{pour } m_{top} = 180\ \text{GeV}) \qquad \text{avec} \begin{cases} c = -0.0065 & d = 0.0931 & \text{quarks down} \\ c = -0.0051 & d = 0.0597 & \text{quarks up} \\ c = -0.0020 & d = -0.0003 & \text{leptons} \end{cases}$$

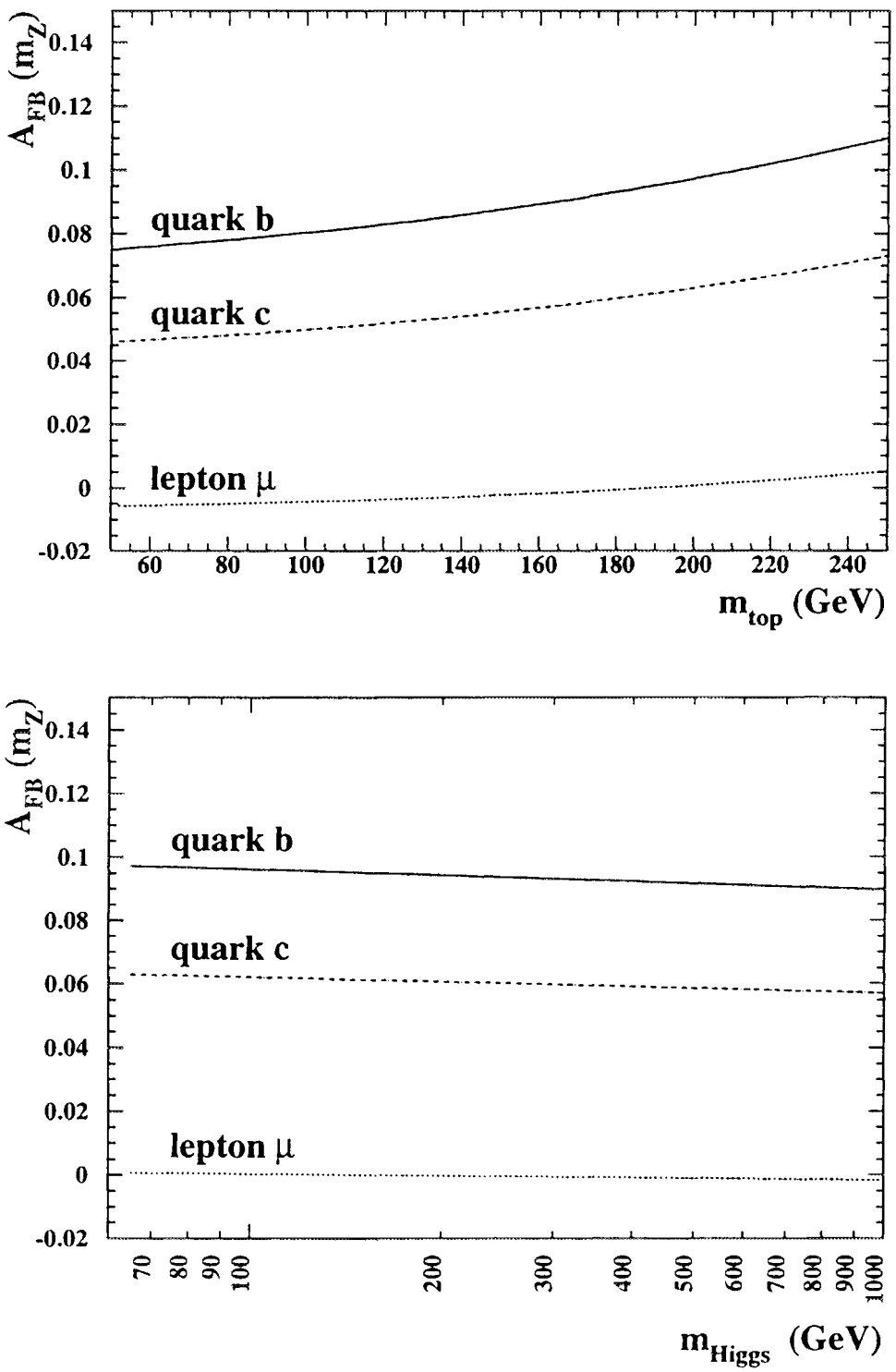


Figure 1.11: *Evolution des asymétries avant-arrière au pic du Z^0 avec m_{top} et m_{Higgs}. Le calcul tient compte de toutes les corrections radiatives (QED et électrofaibles) à l'exception des corrections QCD.*

1.2.3 Les corrections QCD

Les corrections QCD n'affectent que les états finaux de quarks. A l'ordre $O(\alpha_s)$, elles sont issues de l'émission d'un gluon réel par l'un des quarks ou de l'échange d'un gluon virtuel entre les deux quarks (figure 1.12).

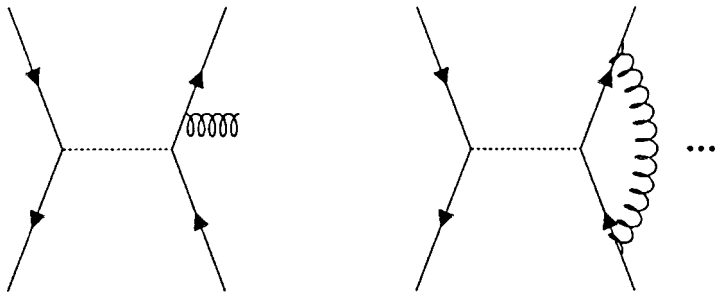


Figure 1.12: *Diagrammes intervenant pour le calcul des corrections radiatives QCD à l'ordre* $O(\alpha_s)$.

Qualitativement, leur traitement est très similaire à celui des corrections QED dans l'état final associées au Bremsstrahlung de photons. A l'ordre $O(\alpha_s)$, l'asymétrie avant-arrière reçoit un facteur correctif [14, 15] :

$$A_{FB}^{f} \longrightarrow A_{FB}^{f}(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}) \tag{1.21}$$

équivalent au facteur QED obtenu en (1.17), lorsqu'on substitue la constante de couplage $\alpha \rightarrow \alpha_s$ et en remplaçant le carré de la charge électrique $Q_f{}^2$ par le facteur de couleur 4/3.

Compte tenu de la valeur élevée de α_s par rapport à α, le rayonnement de gluons induit une diminution de l'asymétrie numériquement bien plus importante que le rayonnement de photons dans l'état final. Son effet s'avère comparable en amplitude à celui de l'ensemble des corrections radiatives QED (environ -4% sur A_{FB}^{b}), et donc de l'ordre de la précision expérimentale attendue.

La forme de la correction du premier ordre (1.21) n'est valable que dans l'approximation des quarks de masse nulle (c'est-à-dire à la limite $\beta = 2m_q/\sqrt{s} \rightarrow 0$). La prise en compte de la masse des quarks dans le calcul [16] introduit un facteur additionnel $C_q(\beta)$ qui, pour β petit, peut être approximé par les premiers termes d'un développement en puissance de β [17] :

$$A_{FB}^{f} \longrightarrow A_{FB}^{f}(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} C_q(\beta)) \quad \text{avec} \quad C_q(\beta) \approx 1 - \frac{2\pi}{3}\beta + \ldots \tag{1.22}$$

On constate que les corrections QCD sont d'autant plus réduites que le quark est lourd. Ceci peut se comprendre intuitivement, sachant que l'émission d'un gluon d'énergie donnée affecte moins la direction d'un quark lourd que celle d'un quark léger. Pour le quark b ($\beta \approx 0.1$, pour $m_b = 4.5$ GeV), cet effet de masse réduit d'environ 20% l'amplitude de la correction QCD calculée dans l'approximation de masse nulle (1.21).

Le facteur $C_q(\beta)$ dépend par ailleurs de la définition de l'angle θ choisi pour calculer l'asymétrie avant-arrière. L'expression (1.22) correspond au cas où θ désigne l'angle d'émission du quark par rapport à l'électron incident qui n'est pas accessible expérimentalement. Les coefficients $C_q(\beta)$ dans le cas plus réaliste où θ est choisi comme l'angle du Thrust de l'événement, ont

été estimés numériquement en [18]. Ils sont plus faibles de quelques pour cent, la différence s'atténuant lorsque la masse des quarks augmente.

Les valeurs des corrections QCD aux asymétries avant-arrière à l'ordre $O(\alpha_s)$, calculées au pic du Z^0 pour les quarks lourds b et c, sont données dans le tableau 1.5. Ces corrections sont affectées d'incertitudes théoriques provenant de la valeur de α_s, de la masse des quarks (qui intervient dans le calcul de $C_q(\beta)$), et des ordres supérieurs non calculés.

Les deux premières sources d'erreur engendrent une erreur assez réduite, qui ne dépasse pas quelques pour cent de la correction totale. En effet, la constante de l'interaction forte est désormais mesurée à LEP avec une bonne précision : $\alpha_s(m_Z)=0.125 \pm 0.005$ [19]. Quant à l'incertitude sur la masse des quarks, une estimation simple consiste à utiliser alternativement les masses "nues" (m_c = 1.5 GeV, m_b = 4.5 GeV) et les masses renormalisées [20] (m_c = 0.7 GeV, m_b = 3 GeV). Les valeurs de $C_q(\beta)$ obtenues dans les deux cas diffèrent de moins de 5% [18].

En revanche, le calcul des termes d'ordre $O(\alpha_s^2)$ mené dans l'approximation des quarks de masse nulle [21], montre que ceux ci peuvent représenter une fraction non négligeable de la correction du premier ordre (typiquement 10% à 20% pour le quark b, suivant les coupures expérimentales). Dans le tableau 1.5, l'incertitude théorique liée aux termes d'ordre supérieurs à 1 non pris en compte est choisie égale à ±30% de la correction du premier ordre (ce qui correspondrait à une variation de α_s de ±0.04). Ce choix, certes un tantinet arbitraire, est malgré tout jugé conservatif [3, 19].

δA_{FB}^{QCD}	quark c	quark b
effet absolu	-0.0026 ± 0.0008	-0.0032 ± 0.0010
effet relatif	$(-3.4 \pm 1)\%$	$(-3.1 \pm 1)\%$

Tableau 1.5: *Valeurs des corrections QCD à l'ordre $O(\alpha_s)$ au pic du Z^0. Ces valeurs sont obtenues avec α_s=0.125 et en prenant m_b=4.5 GeV/c^2 et m_c=1.5 GeV/c^2, l'angle θ étant défini comme l'angle entre l'axe du thrust et la direction de l'électron incident.*

1.2.4 Conclusion sur les corrections radiatives aux asymétries avant-arrière

Résumons les caractéristiques principales des trois types de corrections radiatives intervenant dans le calcul des asymétries avant-arrière:

Les corrections QED

Leur traitement est qualitativement identique pour les leptons et les quarks. Cependant elles ont un effet beaucoup plus important sur les asymétries leptoniques qui varient très rapidement avec l'énergie $\sqrt{s}$ au voisinage du pic. Elles ne dépendent que de paramètres aujourd'hui connus avec une grande précision (α, m_Z, Γ_Z), et leur calcul est maîtrisé. Aussi, bien qu'importantes en amplitude (−4% sur A_{FB}^b au pic du Z^0), ces corrections

peuvent être considérées comme étant théoriquement bien contrôlées.

Les corrections électrofaibles

Ces corrections sont intimement liées à la structure interne de la théorie et sont de ce fait les plus "intéressantes". Elles introduisent une dépendance plus ou moins marquée de toutes les observables vis à vis de m_{top} et m_{Higgs}. Elles diffèrent en général pour les observables liées au quark b qui appartient au même doublet que le quark top (par exemple pour $\Gamma_{b\bar{b}}$), mais cette différence est pratiquement inexistante pour les asymétries avant-arrière qui sont peu sensibles aux corrections de vertex.

C'est pourquoi l'effet des corrections électrofaibles sur $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b}}$ peut être pris en compte, comme pour les autres asymétries, par l'intermédiaire d'une redéfinition de l'angle de Weinberg, en angle *effectif* $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}^{\mathrm{eff}}$, sans avoir à modifier son expression obtenue à l'ordre de Born.

Les corrections QCD

Elles affectent seulement les quarks, et leur effet est loin d'être négligeable, puisque comparable à la précision expérimentale attendue. Difficiles à estimer, les calculs n'ayant été menés de façon rigoureuse qu'au premier ordre, elles constituent de loin la source d'erreur théorique la plus importante.

1.3 Conclusion

Le calcul à l'ordre de Born développé dans la première partie de ce chapitre a permis d'introduire la notion d'asymétrie avant-arrière comme résultant de l'effet de violation de la parité qui caractérise l'interaction faible, et de conclure qu'au pic du Z^0, $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{f,Born}}$ dépend exclusivement d'un seul paramètre libre du Modèle Standard, $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$.

On a vu qu'il n'était cependant pas possible de négliger les corrections radiatives issues des termes d'ordres supérieurs du calcul en pertubations, dont l'amplitude est comparable, sinon supérieure, à la précision expérimentale aujourd'hui accessible sur la mesure de $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b}}$ ($\sim$5% au pic du Z^0). Certaines de ces corrections, telles que les corrections électrofaibles, sont "intéressantes" puisqu'elles rendent les asymétries avant-arrière sensibles à la valeur de paramètres du modèle encore peu ou pas connus. D'autres, telles que les corrections QCD, difficiles à évaluer, restent aujourd'hui problématiques, et induisent une incertitude théorique d'environ 1% sur la valeur de $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b}}$ prédite par le Modèle Standard.

Bibliographie

[1] G. Altarelli *et al.*, *Z physics at LEP 1*, CERN 89-08, volume 1.

[2] Collaboration SLD, *The Left-Right Forward-Backward Asymmetry of Heavy Quarks Measured with Jet Charge and with Leptons at the SLD*, SLAC-PUB-6648, octobre 1994. Voir aussi *A Measurement of the Left-Right Forward-Backward Asymmetry for Charm Quarks Using D^{*+} and D^+ Mesons*, SLAC-PUB-6653.

[3] A. Djouadi, J.H. Kühn, P.M. Zerwas, *b-Jet asymmetries in Z^0 decays*, Z. Phys. **C46** (1990) 411.

[4] D. Bardin et al., *Analytic approach to the complete set of QED corrections to fermion pair production in e^+e^- annihilation*, Nucl. Phys. **B351** (1991) 1.

[5] M. Greco, G. Pancheri, Y. Srivastava, *Radiative corrections to $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ around the Z^0*, Nucl. Phys. **B171** (1980) 118.

[6] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, *New approach to SU(2)×U(1) radiative corrections at SLC and LEP*, UTHEP-88-0201 et Phys. Rev. **D38** (1988) 2897.

[7] M. Böhm et W. Hollik, *Forward-backward asymmetries*, dans Z physics at LEP 1, CERN 89-08, volume 1, p 222.

[8] S. Jadach, Z. Was, *Suppression of the QED interference contributions to the charge asymmetry at the Z^0 resonance*, Phys. Lett. **B219** (1989) 103.

[9] F. Berends, W. Van Neerven, G. Burgers, *Higher order radiative corrections at LEP energies*, Nucl. Phys. **B297** (1988) 429.

[10] G. Bonneau. F. Martin, *Hard-photon emission in e^+e^- reactions*, Nucl. Phys. **B27** (1971) 381.

[11] D. Bardin et al, *The convolution integral for the forward-backward asymmetry in e^+e^- annihilation*, Phys. Lett. **B229** (1989) 405.

[12] J.E. Campagne, R. Zitoun, *QED corrections to the forward-backward asymmetry at LEP energy*, Phys. Lett. **B222** (1989) 497.

[13] M. Consoli et W. Hollik, *Electroweak radiative corrections for Z physics*, dans Z physics at LEP 1, CERN 89-08, volume 1, p 18.

[14] J. Jersak, E. Laermann, P.M. Zerwas, *QCD corrected forward-backward asymmetry of quark jets in* e^+e^- *annihilation*, Phys. Lett. **B98** (1981) 363 ; voir aussi *Electroweak production of heavy quarks in* e^+e^- *annihilation*, Phys. Rev. **D25** (1982) 1218.

[15] R. Kleiss, F. M. Renard et C. Verzegnassi, *Strong Interaction Effects in* $e^+e^- \rightarrow$ *hadrons Asymmetries*, Nucl. Phys. **B286** (1987) 669.

[16] A. Djouadi, *Quark mass effects to* $O(\alpha_s)$ *in* $e^+e^- \rightarrow$*hadrons asymmetries and precision tests of electroweak physics*, Z. Phys. **C39** (1988) 561.

[17] A. B. Abruzov, D. Yu. Bardin, A. Leike, *Analytic final state corrections with cut for* e^+e^- $\rightarrow$ *massive fermions*, Mod Phys. Lett. **A7** (1992) 2029.

[18] A. Djouadi, B. Lampe, P.M. Zerwas, *A note on the QCD corrections to forward-backward asymmetries of heavy-quarks jets in* Z^0 *decays.*, MPI-Ph/94-81 ou DESY 94-201.

[19] LEP Electroweak Working Group, *A combination of Preliminary LEP Electroweak Results and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/95-172, 24 novembre 1995.

[20] K.G. Chetyrkin, J. H. Kühn, *Mass corrections to the Z decay rate*, Phys. Lett. **B248** (1990) 359.

[21] G. Altarelli, B. Lampe, *Second-ordre QCD corrections to heavy-quark forward-backward asymmetries*, Nucl. Phys. **B391** (1993) 3.

Chapitre 2

Intérêt de la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds

2.1 Mesure de $\sin^2\theta_W^{eff}$

2.1.1 Sensibilité des asymétries à $\sin^2\theta_W$

Parmi les observables du Modèle Standard, les asymétries (gauche-droite et avant-arrière) présentent une particularité remarquable, celle de ne dépendre au pic du Z^0 que d'un seul paramètre libre du Modèle Standard, l'angle de Weinberg $\sin^2\theta_W$ (ou plus exactement $\sin^2\theta_W^{eff}$ lorsqu'on tient compte des corrections radiatives). Elles en constituent pour cette raison la méthode de mesure privilégiée dans les collision e^+e^-.

La sensibilité à $\sin^2\theta_W$ des asymétries gauche-droite peut être estimée en différenciant l'expression de A_f :

$$A_f = \frac{2a_f v_f}{(a_f{}^2 + v_f{}^2)} \qquad \text{avec} \quad \begin{cases} a_f &= 2I_3^f = \dfrac{Q_f}{|Q_f|} \\ v_f &= 2I_3^f - 4Q_f \sin^2\theta_W . \end{cases}$$

Sachant que v_f s'annule presque pour les leptons puisque $\sin^2\theta_W \approx 1/4$, et reste en général petit devant a_f pour les autres fermions, cette expression peut se simplifier en :

$$A_f \approx 2\frac{v_f}{a_f} , \qquad \text{d'où l'on déduit :} \quad \frac{\partial A_f}{\partial \sin^2\theta_W} \approx -8|Q_f| .$$

Bien qu'approximative dans le cas des quarks, cette relation nous apprend que les asymétries gauche-droite leptoniques sont nettement plus sensibles à $\sin^2\theta_W$ que les asymétries de quarks, du fait de la charge fractionnaire de ces derniers. Un calcul plus précis, dont le résultat est présenté dans le tableau 2.1, montre qu'en réalité A_e est environ 12 fois plus sensible à $\sin^2\theta_W$ que A_b.

Cependant, la situation est radicalement différente en ce qui concerne les asymétries avant-arrière, qui sont les seules asymétries mesurables à LEP dans le cas des quarks, et pour lesquelles la sensibilité à $\sin^2\theta_W$ s'obtient en différenciant l'expression de A_{FB}^f donnée en (1.14) en fonction

des asymétries gauche-droite A_e et A_f :

$$\frac{\partial A_{FB}^f}{\partial \sin^2\theta_W} = \frac{3}{4}\left\{\frac{\partial A_e}{\partial \sin^2\theta_W}A_f + \frac{\partial A_f}{\partial \sin^2\theta_W}A_e\right\} \tag{2.1}$$

Pour les quarks down, tel que le quark b, on peut négliger le deuxième terme de cette expression compte tenu que $A_e \ll A_b$ et que $\frac{\partial A_b}{\partial \sin^2\theta_W} \ll \frac{\partial A_f}{\partial \sin^2\theta_W}$ (tableau 1.1). On obtient alors :

$$\frac{\partial A_{FB}^b}{\partial \sin^2\theta_W} \approx \frac{3}{4}A_b \times \frac{\partial A_e}{\partial \sin^2\theta_W}\ , \tag{2.2}$$

résultat qui peut être comparé à l'expression analogue valable pour les leptons (par exemple l'électron) :

$$\frac{\partial A_{FB}^e}{\partial \sin^2\theta_W} = \frac{3}{2}A_e \times \frac{\partial A_e}{\partial \sin^2\theta_W}\ . \tag{2.3}$$

Les équations (2.2) et (2.3) montrent que les asymétries avant-arrière tirent toutes leur sensibilité à $\sin^2\theta_W$ de A_e ($\partial A_e/\partial \sin^2\theta_W \sim 8$). Cependant, étant donné que la valeur de l'asymétrie gauche-droite A_b, qui intervient dans (2.2) en tant que facteur multiplicatif, est nettement plus élevée que celle de A_e, A_{FB}^b est environ 3 fois plus sensible à $\sin^2\theta_W$ que A_{FB}^e.

Les sensibilités des différentes asymétries à $\sin^2\theta_W$ sont résumées dans le tableau 2.1, et mises en évidence graphiquement sur la figure 2.1. En fait A_{FB}^b n'est pas l'observable qui *intrinsèquement*, c'est-à-dire à erreur expérimentale égale, serait susceptible de fournir la contrainte la plus précise sur $\sin^2\theta_W$. Dans ce domaine, A_{FB}^b est légèrement surpassée au LEP par la polarisation du lepton τ (A_τ) et à SLC [2], où les faisceaux e^+e^- sont polarisés[1], par l'asymétrie gauche-droite A_{LR} ($=A_e$).

Ceci dit, la mesure de ces différentes asymétries pose en pratique des problèmes techniques très divers, qui limitent de façon incontournable la précision expérimentale accessible et dont il est impératif de tenir compte pour une comparaison réaliste de la *sensibilité effective* des différentes observables à $\sin^2\theta_W$.

Sensibilité à $\sin^2\theta_W$	(e,μ,τ)	(u,c,t)	(d,s,b)
$\frac{\partial A_f}{\partial \sin^2\theta_W}$	−7.9	−3.5	−0.6
$\frac{\partial A_{FB}^f}{\partial \sin^2\theta_W}$	1.8	4.4	5.6

Tableau 2.1: *Sensibilités intrinsèques à* $\sin^2\theta_W$ *des asymétries gauche-droite* A_f *et des asymétries avant-arrière* A_{FB}^f *pour les leptons, les quarks up et les quarks down. Les valeurs numériques sont obtenues pour* $\sin^2\theta_W = 0.231$.

[1] Pour être précis, seul le faisceau d'électrons est polarisé

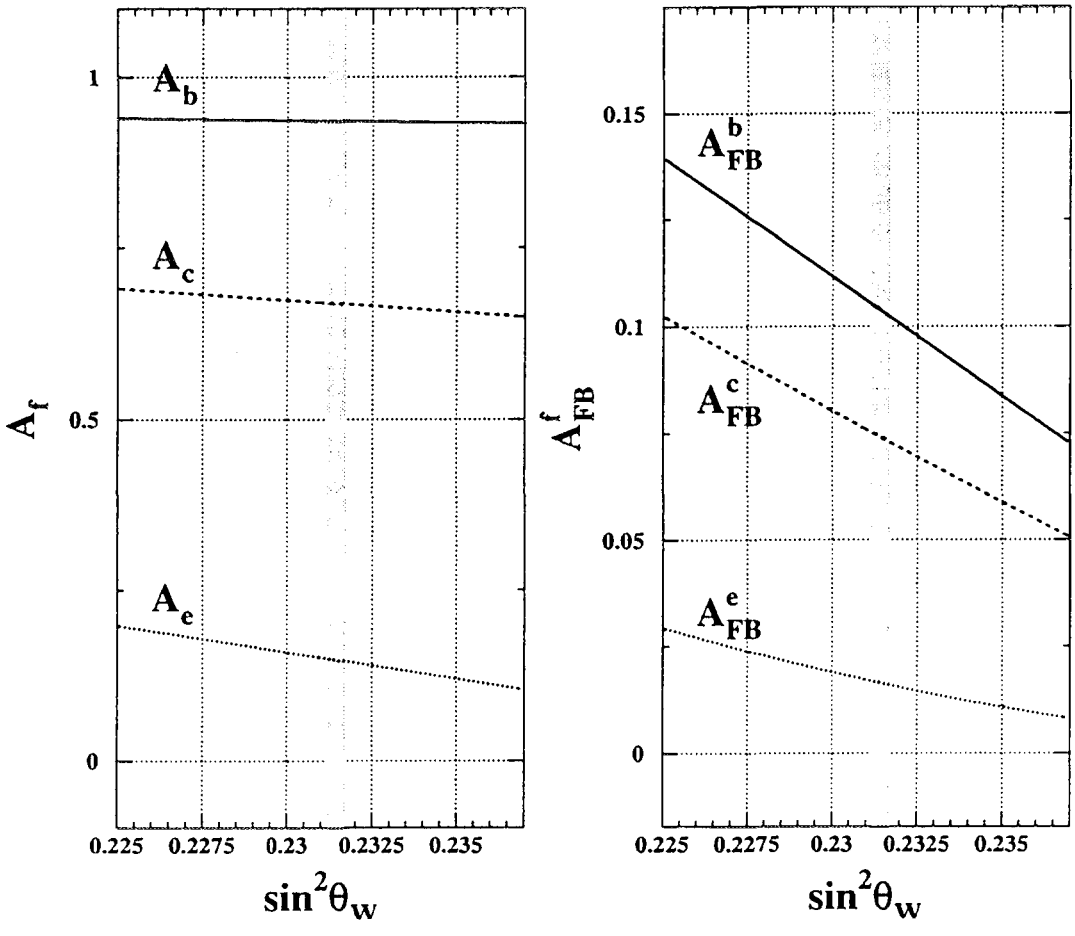


Figure 2.1: *Evolution des asymétries gauche-droite A_f et des asymétries avant-arrière A_{FB}^f en fonction de $\sin^2\theta_W$. La région grisée correspond à la valeur de $\sin^2\theta_W = 0.2314 \pm 0.0003$ obtenue en combinant l'ensemble des mesures d'asymétries effectuées à LEP et à SLC [1].*

2.1.2 Comparaison des mesures de $\sin^2\theta_W^{\rm eff}$

La précision expérimentale accessible sur les mesures des asymétries et par conséquent de $\sin^2\theta_W^{\rm eff}$, est limitée par un ensemble varié de contraintes techniques (luminosité, polarisation...) ou méthodologiques propres à chaque observable.

La mesure de l'asymétrie gauche-droite $A_{\rm LR}$

Cette mesure requiert des faisceaux polarisés et n'est donc accessible qu'auprès du collisionneur linéaire SLC qui fournit une luminosité moyenne d'environ 0.3 10^{30} cm^{-2}s^{-1}, soit 50 fois plus faible que la luminosité nominale du LEP. Par ailleurs, pour une polarisation longitudinale moyenne P_ℓ du faisceau d'électrons différente de 1, $A_{\rm LR}$ n'est pas directement identifiable à A_e mais simplement proportionnelle: $A_{\rm LR} = P_\ell \times A_e$. La polarisation moyenne atteinte à SLC était de $(77.3 \pm 0.6)\%$ en 94-95, et de seulement $63.0 \pm 1.1\%$ pendant la prise de données de 1992-93 [3]. Dans ces conditions, la sensibilité réelle de $A_{\rm LR}$ à $\sin^2\theta_W$ se trouve être comparable à celle de $A_{\rm FB}^b$.

Le principal intérêt de $A_{\rm LR}$ réside dans l'extrême simplicité de sa mesure. Comme pour toutes les asymétries, elle n'est pas tributaire de la connaissance de la luminosité, de l'acceptance du détecteur ou de l'efficacité d'une sélection, connaissance qui est en revanche indispensable pour des mesures de sections efficaces ou de largeurs. Mais son grand avantage par rapports aux mesures d'asymétries à LEP réside dans le fait qu'elle ne nécessite pas de reconstruire précisément l'état final, puisqu'il suffit de "compter" le nombre d'événements produits suivant la polarisation des faisceaux.

La seule, mais importante, difficulté expérimentale provient de la nécessité de déterminer à tout moment le degré absolu de polarisation. A partir de $N_{Z^0} \approx 140,000$ désintégrations du Z^0 enregistrées entre 1992 et 1995 pour une polarisation moyenne de $\sim 72\%$, la collaboration SLD a ainsi obtenu le résultat de :

$$A_{\rm LR} = 0.1551 \pm 0.0040$$

La mesure de la polarisation du tau P_τ

La mesure de P_τ offre exactement la même sensibilité intrinsèque à $\sin^2\theta_W$ que celle de $A_{\rm LR}$ (cf tableau 2.1) et est possible à LEP où la statistique disponible est largement supérieure à celle de SLC. La précision expérimentale sur P_τ est cependant considérablement limitée par deux facteurs:

- les désintégrations du Z^0 en τ représentent un peu moins de 1/20 des désintégrations visibles;
- l'état de polarisation des τ créés ne peut pas être mesuré directement, mais doit être extrait du spectre en énergie de ses produits de désintégration [4].

La relation entre l'hélicité du lepton τ et l'énergie du fragment X émis dans la désintégration $\tau \to X\nu_\tau$ provient de ce que, dans le référentiel de repos du τ, le fragment X (supposé de spin total nul) est émis dans la direction du spin du τ puisque le neutrino, qui est toujours gauche, est émis dans le sens opposé. La nécessité de reconstruire précisément l'énergie de X fait que pratiquement seuls les modes de désintégrations où X est constitué d'une seule,

ou deux particules, sont utilisables. Le cas le plus favorable est celui de la désintégration $\tau \to \pi^- \nu_\tau$, dans laquelle le spectre en énergie du pion est linéaire suivant P_τ :

$$\rho(E_\pi) = 1 - P_\tau \left(2\frac{E_\pi}{E_{faisceau}} - 1 \right)$$

Malheureusement, ce mode ne représente qu'un peu moins de 12% de l'ensemble des canaux de désintégration du τ. Il faut noter qu'il est en fait possible de mesurer simultanément A_τ et A_e, en analysant la dépendance de la polarisation du τ avec l'angle polaire θ, qui a pour forme:

$$P_\tau(\cos\theta) = -\frac{A_\tau(1+\cos^2\theta) + A_e 2\cos\theta}{1+\cos^2\theta + A_\tau A_e 2\cos\theta} .$$

A la fin 1995, la moyenne des mesures réalisées par les expériences LEP donnait [1]:

$$\begin{cases} A_\tau &= 0.1418 \pm 0.0075 \\ A_e &= 0.1390 \pm 0.0089 \end{cases}$$

La mesure des asymétries avant-arrière

Concernant les asymétries avant-arrière mesurées au LEP, la situation diffère radicalement entre les leptons et les quarks.

- La mesure des asymétries avant-arrière dans les désintégrations leptoniques du Z^0 ne pose pas de difficulté majeure puisque la nature et la charge des leptons produits dans l'état final sont aisément identifiables [5].

  C'est particulièrement vrai pour les événements $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ qui peuvent être sélectionnés dans presque tout l'angle solide avec une remarquable efficacité (typiquement supérieure à 90%), et une contamination (en événements photon-photon,...) négligeable (< 1%). Pour les événements $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, l'efficacité de sélection est en général nettement inférieure à celle des μ, du fait de la nécessité de rejeter les événements de faible multiplicité issus des désintégrations hadroniques du Z^0, des interactions photon-photon, ou encore des diffusions radiatives $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$... La situation est encore pire pour les électrons puisqu'il est souvent nécessaire d'exclure de la mesure toute une région d'acceptance à faible θ où les diffusions $e^+e^- \to e^+e^-$ de la voie t prédominent, et qui se trouve être la région angulaire la plus contraignante pour la mesure de l'asymétrie avant-arrière.

  Les valeurs moyennes des mesures effectuées par les expériences LEP fin 1995 sont de [1]:

$$\begin{cases} A_{FB}^\mu &= 0.0163 \pm 0.0016 \\ A_{FB}^\tau &= 0.0206 \pm 0.0023 \\ A_{FB}^c &= 0.0157 \pm 0.0028 \end{cases}$$

- Dans le cas des quarks (produits 7 fois plus abondamment que tous les leptons chargés réunis dans les désintégrations du Z^0), la mesure de l'asymétrie avant-arrière est nettement plus complexe et la précision reste très largement limitée par la qualité des techniques d'analyse mises en jeu.

En effet, la mesure de A_{FB}^{q} nécessite entre autre de pouvoir discriminer entre les différentes saveurs de quarks, ce qui n'est réalisable à l'heure actuelle, dans des conditions satisfaisante d'efficacité et de contamination, que pour les quarks lourds, b et c, reconnaissables par leur durée de vie ou par certains modes de désintégration spécifiques.

Par ailleurs, au problème de la discrimination des saveurs, vient s'ajouter celui non moins complexe de la détermination de la direction prise par le quark et par l'anti-quark dans un événement multihadronique où les deux partons primaires initiaux se sont transformés en une quarantaine de particules chargées ou neutres.

La moyenne des mesures réalisées par les expériences LEP est de [1]:

$$\begin{cases} A_{FB}^{b} = 0.0941 \pm 0.0030 \\ A_{FB}^{c} = 0.0640 \pm 0.0058 \end{cases}$$

Chacune de ces mesures d'asymétrie correspond, dans le cadre de l'approximation de Born améliorée, à une mesure de $\sin^2\theta_W^{eff}$. La figure 2.2 montre qu'au LEP, c'est l'asymétrie avant-arrière du quark b qui impose la contrainte la plus précise sur $\sin^2\theta_W^{eff}$. La précision obtenue par A_{FB}^{b} seule est aujourd'hui comparable à celle que fournie la mesure de A_{LR} à SLC. La valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$ mesurée à SLC est sensiblement inférieure à la moyenne LEP, de plus de deux écarts standards.

2.2 Contraintes sur les paramètres libres du Modèle Standard

Nous avons vu au chapitre 1 que la propriété des corrections radiatives électrofaibles est d'introduire dans le calcul des observables du Modèle Standard, par l'intermédiare de couplages dits effectifs, une dépendance explicite vis à vis de la masse du quark top et du boson de Higgs. Cette dépendance est intéressante puisqu'elle fournit le seul moyen de contraindre au LEP la valeur de ces paramètres qui ne peuvent être mesurés directement.

Les figures 2.3 et 2.4 illustrent la variation des observables traditionnelles (asymétries et largeurs) en fonction de m_{top} et m_{Higgs}. Plutôt que la valeur des observables elles-mêmes, qui présente peu d'intérêt en tant que telle, on a représenté la différence $\delta^{180}\mathcal{O}(m_{top})$ (resp. $\delta^{300}\mathcal{O}(m_{Higgs})$) entre la valeur de l'observable $\mathcal{O}$ calculée pour m_{top} (resp. m_{Higgs}) variable, et la valeur de $\mathcal{O}$ obtenue pour m_{top}=180 GeV/c^2 (resp. m_{Higgs}=300 GeV/c^2).

Comme on peut le voir, les asymétries avant-arrière augmentent comme le carré de la masse du top, mais décroissent de façon logarithmique avec m_{Higgs}. Pour le quark b, cette dépendance se traduit par :

$$\begin{aligned} \delta A_{FB}^{b} &\approx 2\ 10^{-4}\ \delta m_{top} \\ \delta A_{FB}^{b} &\approx -6\ 10^{-3}\ \delta \log m_{Higgs} \end{aligned}$$

et pour les leptons :

$$\begin{aligned} \delta A_{FB}^{\ell} &\approx 0.6\ 10^{-4}\ \delta m_{top} \\ \delta A_{FB}^{\ell} &\approx -2\ 10^{-3}\ \delta \log m_{Higgs} \end{aligned}$$

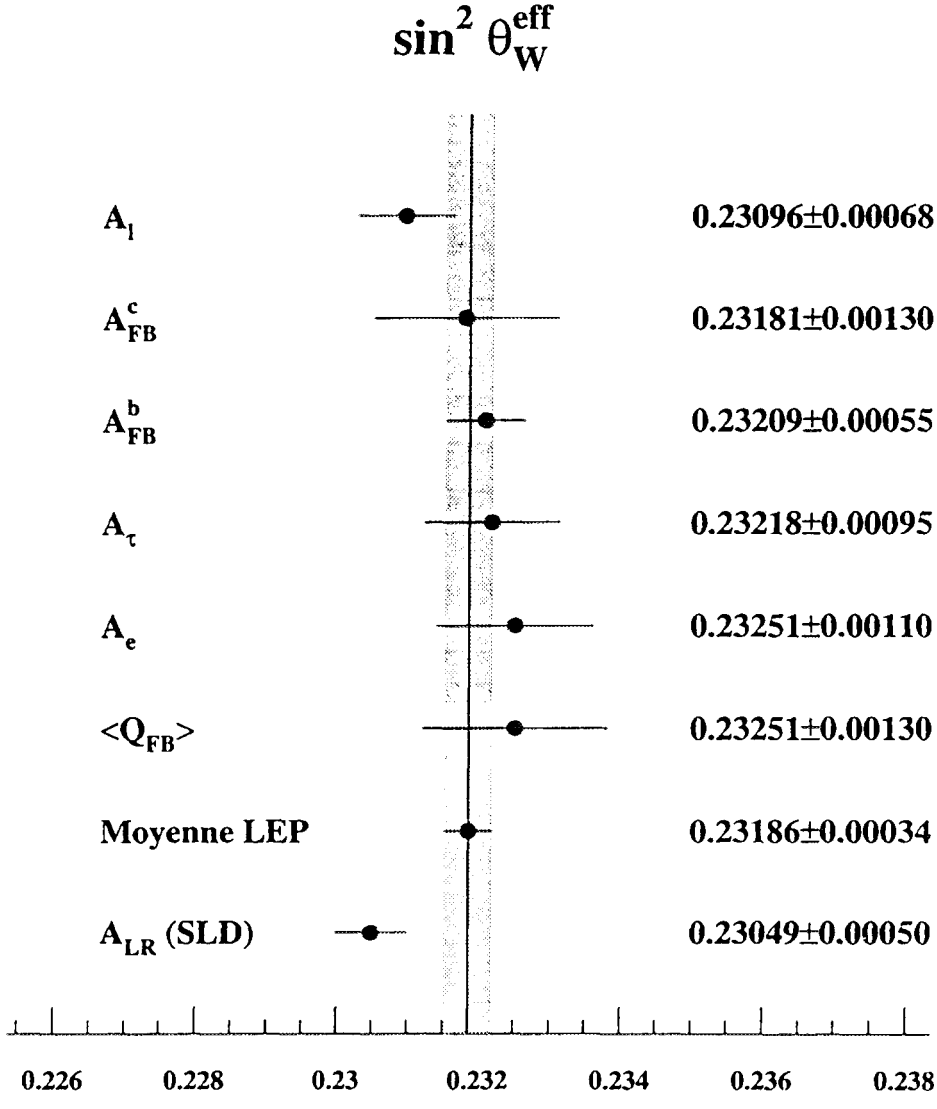


Figure 2.2: *Comparaison des mesures de* $\sin^2\theta_W^{\rm eff}$ *à partir des différentes observables mesurées à LEP et à SLC [1]. Combinée à la mesure de* $A_{\rm LR}$ *à SLC, la moyenne LEP donne :* $\sin^2\theta_W^{\rm eff} = 0.23143 \pm 0.00028$.

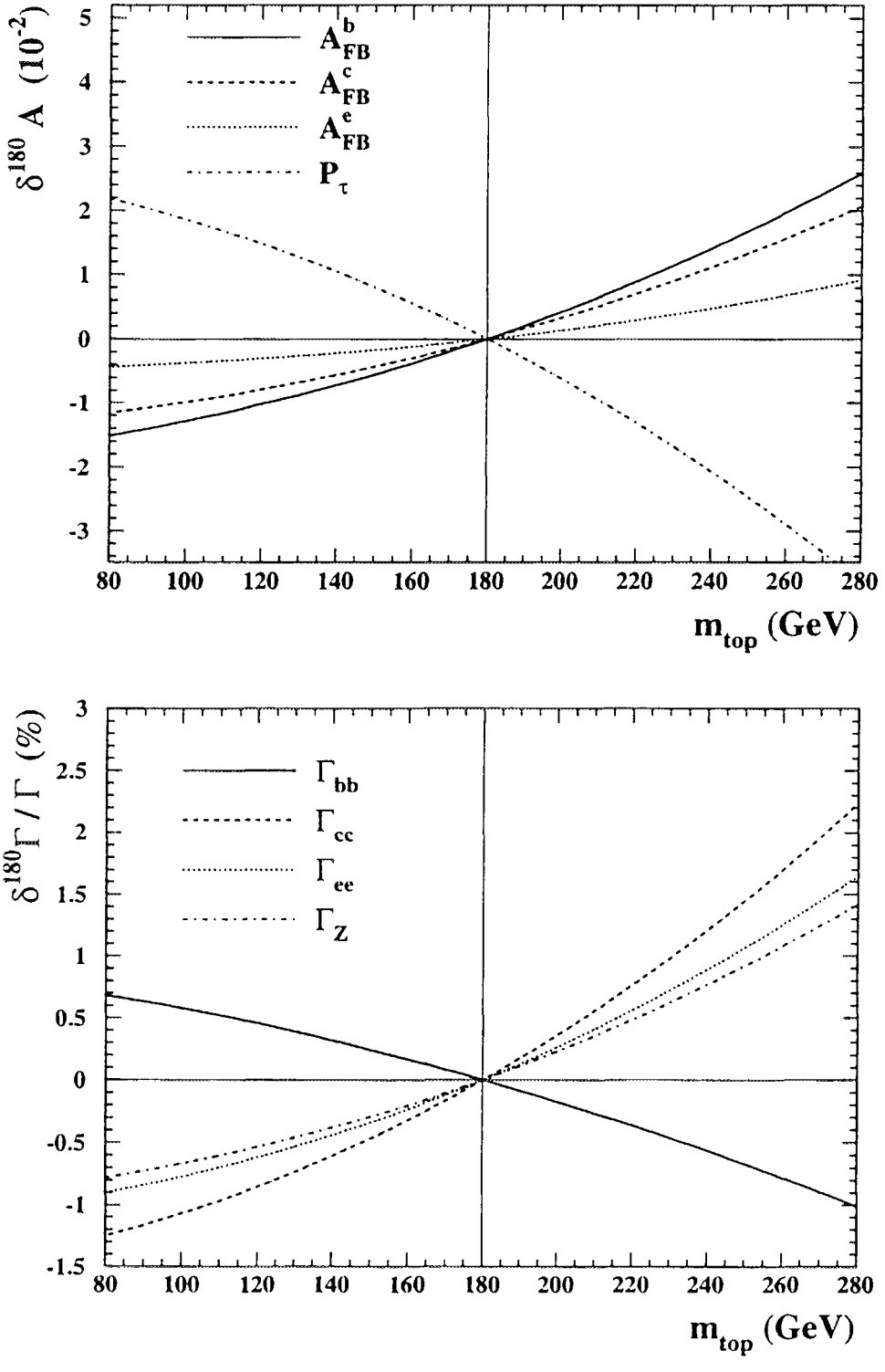


Figure 2.3: *Sensibibité de diverses observables à m_{top}. δ^{180} désigne la différence entre la valeur de l'observable obtenue pour m_{top} variable et la valeur correspondant à m_{top}=180 GeV. Les corrections radiatives sont calculées en utilisant le programme ZFITTER [10].*

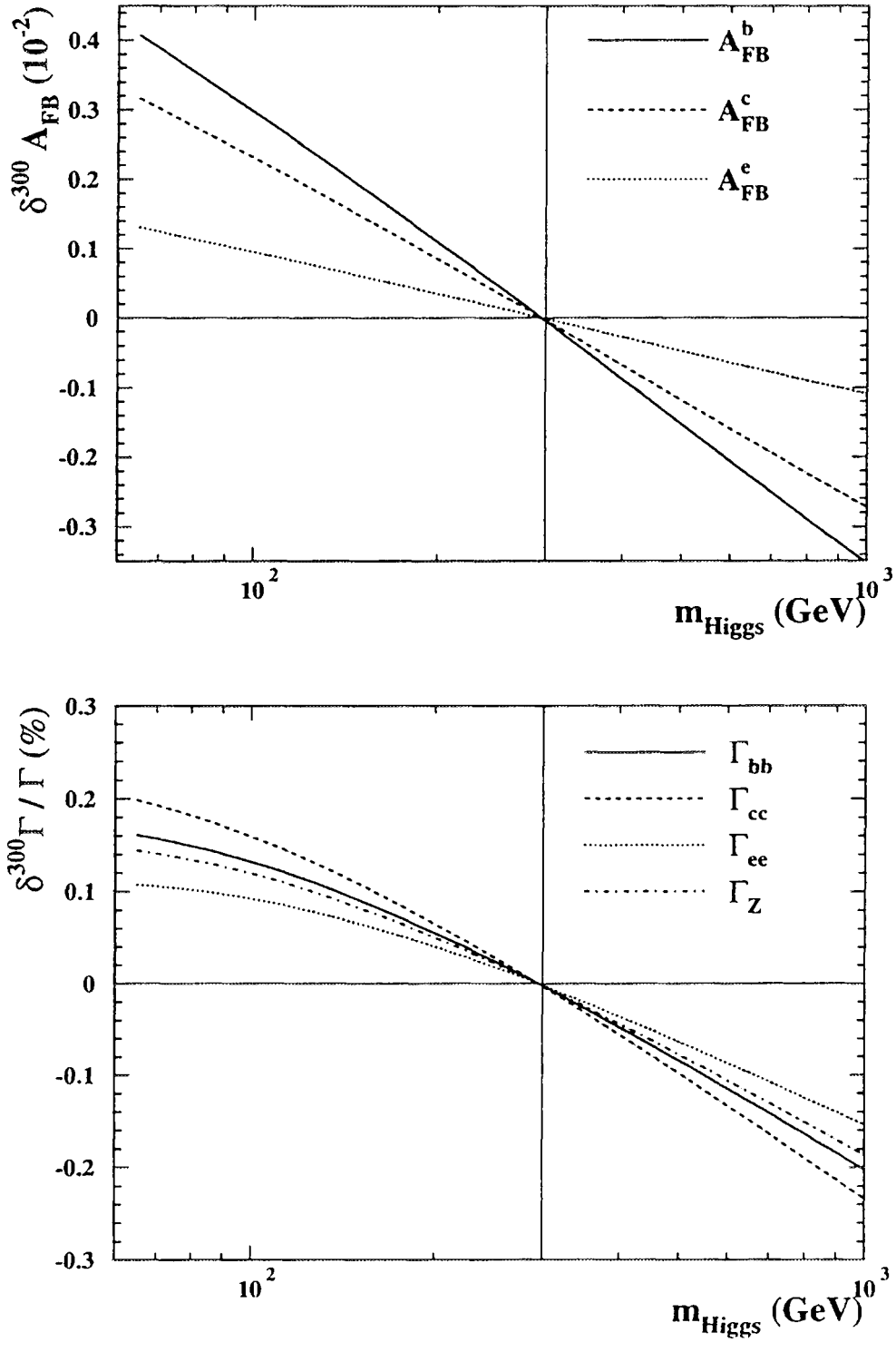


Figure 2.4: *Sensibibité de diverses observables à* m_{Higgs}. δ^{300} *est la différence entre la valeur* m_{Higgs} *variable et* m_{Higgs}=*300 GeV.*

L'asymétrie avant-arrière du quark b est donc environ 3 fois plus sensible à m_{top} et à m_{Higgs} que A_{FB}^{ℓ}. Ceci n'a rien de surprenant, sachant que c'est essentiellement par l'intermédiaire de $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}^{\mathrm{eff}}$ que les asymétries avant-arrière dépendent de m_{top} et m_{Higgs}, et que par ailleurs $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b}}$ est trois fois plus sensible à $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$ que A_{FB}^{ℓ} (cf tableau 2.1).

D'une manière générale, les couplages effectifs, et donc les observables du Modèle Standard qui en dépendent, sont assez peu sensibles à la masse du boson de Higgs, qui n'intervient dans les corrections radiatives que sous forme logarithmique (figure 2.4).

Ainsi, une précision, assez médiocre, de 100 GeV sur m_{Higgs}, nécessiterait de pouvoir mesurer les largeurs du Z^0 avec une incertitude relative inférieure à 0.05 %. Cette incertitude représente une erreur d'environ ± 1 MeV sur la largeur totale Γ_Z, qui aujourd'hui n'est pas connue à mieux que 3 MeV [1]. En ce qui concerne les largeurs partielles, beaucoup plus difficiles à mesurer, il est clair qu'une telle précision ne risque pas d'être un jour accessible à LEP.

Les asymétries avant-arrière, et en particulier $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b}}$, sont en revanche nettement plus sensibles à la masse du boson de Higgs. Ainsi, pour contraindre m_{Higgs} à mieux que ± 100 GeV, il "suffirait" de pouvoir mesurer l'asymétrie avant-arrière du quark b avec une précision absolue de $1\ 10^{-3}$. Il convient malgré tout de tempérer notre enthousiasme, puisqu'en extrapolant les résultats obtenus jusqu'à présent, on ne peut guère espérer mesurer $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b}}$ à LEP1 avec une incertitude inférieure à $2\ 10^{-3}$.

Les différentes observables sont dans l'ensemble nettement plus sensibles à la valeur de m_{top} comme le montre la figure 2.3 et le tableau 2.2. Une erreur de $5\ 10^{-3}$ sur la mesure de l'asymétrie avant-arrière correspond à une erreur d'environ 25 GeV, 33 GeV et 93 GeV sur m_{top} respectivement pour le quark b, c et le muon (pour un top de 180 GeV). La même précision sur la mesure de P_τ contraindrait la masse du quark top à ± 17 GeV. Par comparaison, une précision de 1 % sur la mesure de la largeur partielle[2] $\Gamma_{\mathrm{b\bar{b}}}$, de l'ordre de la précision obtenue par l'ensemble des expériences LEP fin 1995 [1], correspond à une incertitude de ± 53 GeV sur m_{top}.

2.3 Le potentiel de la mesure de l'asymétrie avant-arrière

Après avoir comparé la sensibilité intrinsèque des différentes observables ainsi que la précision effectivement atteinte dans leur mesure telles qu'elles sont effectuées à l'heure actuelle, on peut s'interroger sur la précision accessible limite, c'est-à-dire en supposant qu'on puisse disposer d'une méthode de mesure "idéale". L'erreur (statistique) obtenue par cette méthode hypothétique, notée δ_{min}^{stat}, ne dépend que du nombre d'événements accumulés potentiellement utilisables, c'est-à-dire correspondant au "canal" à partir duquel la mesure est effectuée.

Plus précisément, dans le cas de la mesure de $A_{\mathrm{FB}}^{\mathrm{b}}$ au LEP, l'erreur minimale statistiquement accessible peut être calculée suivant :

$$\delta_{min}^{stat} = \frac{1}{\sqrt{N_{Z^0}\frac{\Gamma_{\mathrm{b\bar{b}}}}{\Gamma_{\mathrm{had}}}}}$$

où N_{Z^0} est le nombre total de désintégrations multihadroniques du Z^0 enregistrées (N_{Z^0} =

[2] Plus exactement sur le rapport $R_b = \Gamma_{\mathrm{b\bar{b}}}/\Gamma_{\mathrm{had}}$ qui est la quantité effectivement mesurée et qui offre une sensibilité à m_{top} environ deux fois plus élevée que $\Gamma_{\mathrm{b\bar{b}}}$.

Observable	Expression au pic du Z^0	Sensibilité à m_{top}	Sensibilité à m_{Higgs}
A_{FB}^b	$\frac{3}{4}\frac{2\bar{v}_e\bar{a}_e}{\bar{v}_e^2+\bar{a}_e^2}\frac{2\bar{v}_b\bar{a}_b}{\bar{v}_b^2+\bar{a}_b^2}$	25 GeV ($\delta = 5.10^{-3}$)	105 GeV ($\delta = 1.10^{-3}$)
A_{FB}^c	$\frac{3}{4}\frac{2\bar{v}_e\bar{a}_e}{\bar{v}_e^2+\bar{a}_e^2}\frac{2\bar{v}_c\bar{a}_c}{\bar{v}_c^2+\bar{a}_c^2}$	33 GeV ($\delta = 5.10^{-3}$)	140 GeV ($\delta = 1.10^{-3}$)
A_{FB}^e	$3\frac{\bar{v}_e^2\bar{a}_e^2}{(\bar{v}_e^2+\bar{a}_e^2)^2}$	93 GeV ($\delta = 5.10^{-3}$)	400 GeV ($\delta = 1.10^{-3}$)
P_τ	$-\frac{2\bar{v}_\tau\bar{a}_\tau}{\bar{v}_\tau^2+\bar{a}_\tau^2}$	17 GeV ($\delta = 5.10^{-3}$)	72 GeV ($\delta = 1.10^{-3}$)
$\Gamma_{b\bar{b}}$	$\frac{G_F m_Z^3}{8\pi\sqrt{2}}(\bar{v}_b^2+\bar{a}_b^2)$	53 GeV ($\delta = 1$ %)	>500 GeV ($\delta = 0.1$ %)
$\Gamma_{c\bar{c}}$	$\frac{G_F m_Z^3}{8\pi\sqrt{2}}(\bar{v}_c^2+\bar{a}_c^2)$	123 GeV ($\delta = 1$ %)	>500 GeV ($\delta = 0.1$ %)
Γ_{ee}	$\frac{G_F m_Z^3}{24\pi\sqrt{2}}(\bar{v}_e^2+\bar{a}_e^2)$	120 GeV ($\delta = 1$ %)	>500 GeV ($\delta = 0.1$ %)
Γ_Z	$\sum_f \Gamma_{f\bar{f}}$	102 GeV ($\delta = 1$ %)	225 GeV ($\delta = 0.1$ %)
σ_h	$\frac{12\pi}{m_Z^2}\frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2}$	124 GeV ($\delta = 1$ %)	-

Tableau 2.2: *Sensibilités des différentes observables à m_{top} et à m_{Higgs} au pic du Z^0. Les couplages $\bar{v}$ et $\bar{a}$ sont les couplages effectifs. Les sensibilités à m_{top} (et m_{Higgs}) sont données par la variation de m_{top} (m_{Higgs}) correspondant à une variation δ de chaque observable donnée entre parenthèses. La sensibilité à la masse du Higgs est calculée pour m_{Higgs}=300 GeV, et décroît lorsque m_{Higgs} augmente. Pour les largeurs partielles $\Gamma_{q\bar{q}}$, c'est la sensibilité du rapport $R_q=\Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_{had}$ qui est indiquée.*

$\sigma_h \int \mathcal{L}dt$) et $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ la fraction d'entre elles ayant donné une paire $b\bar{b}$. En d'autres termes, on suppose être capable d'identifier à coup sûr chacun des événements $b\bar{b}$ produits, et de déterminer dans chacun d'eux la direction prise par le quark et par l'anti-quark. Dans le cas de la mesure de la polarisation du lepton τ, A_τ, le nombre d'événements utilisables correspond à la fraction d'événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ pour lesquels l'un des τ s'est désintégré dans le mode $\pi^-\nu_\tau$, etc...

Le tableau 2.3 permet de comparer les erreurs δ^{mes} effectivement obtenues sur les mesures des différentes observables (en combinant les derniers résultats des 4 expériences LEP [1]) aux erreurs minimales statistiquement accessibles compte tenu de la luminosité utilisée. Lorsque le rapport $\delta^{mes}/\delta^{stat}_{min}$ est proche de 1, la mesure de l'observable correspondante peut être considérée comme "optimale", ce qui signifie en d'autres termes que l'on ne peut espérer améliorer la précision qu'en augmentant la statistique. C'est le cas en particulier pour l'asymétrie de polarisation gauche-droite A_{LR} ainsi que pour les asymétries avant-arrière leptoniques.

Les mesures actuelles des asymétries avant-arrière des quarks lourds, A^b_{FB} et à plus forte raison A^c_{FB}, sont en revanche très éloignées de l'optimum statistique. Ce constat ne fait que traduire le fait que la précision de ces mesures est encore très largement limitée par les difficultés inhérentes à l'analyse, et liées plus spécialement à la nécessité d'identifier la saveur et la charge des quarks primaires. On est donc en droit de penser que c'est dans ce domaine qu'un effort d'amélioration et de rafinement des techniques employées est susceptible d'être le plus profitable.

Observable	Mesure	$\int \mathcal{L}dt$	δ^{stat}_{min}	$\delta^{mes}/\delta^{stat}_{min}$
A^μ_{FB}	0.0163 ±0.0016	600 pb^{-1}	0.0011	1.4
A^τ_{FB}	0.0206 ±0.0023	530 pb^{-1}	0.0012	1.9
A^e_{FB}	0.0157 ±0.0028	530 pb^{-1}	0.0012	2.3
A_τ	0.1418 ±0.0075	390 pb^{-1}	0.0027	2.8
A_e	0.137 ±0.0089	300 pb^{-1}	0.0027	3.3
A^c_{FB}	0.0640 ±0.0058	460 pb^{-1}	0.00065	8.9
A^b_{FB}	0.0941 ±0.0030	460 pb^{-1}	0.00058	5.2
A_{LR}	0.1551±0.0040	4.7 pb^{-1}	0.0036	1.1

Tableau 2.3: *Comparaison des erreurs effectives δ^{mes} et des erreurs minimales statistiquement accessibles δ^{stat}_{min} sur les mesures des principales observables à SLC et au LEP [1]. δ^{stat}_{min} ne dépend que de la luminosité intégrée $\int \mathcal{L}dt$ utilisée pour chaque mesure.*

2.4 Conclusion

La mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark b est tout sauf originale. Depuis les temps les plus reculés, c'est-à-dire dès que les premiers collisionneurs e^+e^- capables d'opérer à des énergies supérieures à 10 GeV entrèrent en fonctionnement[3], nombre de physiciens se sont lancés avec

[3] Les collisionneurs PETRA (DESY) et PEP (SLAC) mis en service en 1978 et 1980, suivis un peu plus tard par TRISTAN (KEK) en 1987.

enthousiasme dans cette mesure[4] !

La collaboration JADE à PETRA, qui fut pionnière dans de nombreux domaines, publiait déjà en 1984 une mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark b à $\sqrt{s}$=35 GeV [8]. Son résultat, non nul à plus de 3 écarts standards ($A_{FB}^{b} = -0.23 \pm 0.07$) et en parfait accord avec la prédiction du Modèle Standard (−0.25), fournissait la première preuve expérimentale de l'appartenance du quark b à un doublet d'isospin faible; en d'autres termes, la première mise en évidence (indirecte) de son partenaire, le quark top...

Une décennie plus tard, alors que s'achève la première phase de fonctionnement du plus grand collisionneur e^+e^- jamais construit, et que l'on a des raisons de croire que le quark top a finalement pu être observé directement [9], pourquoi tenter de mesurer, encore, l'asymétrie avant-arrière du quark b?

1. parce qu'il est important de tester, le plus précisément possible, la *cohérence* de notre modèle actuel des interactions fondamentales, le Modèle Standard. C'est ce que permet la mesure à travers des processus très différents, du paramètre qui gouverne l'un des aspects essentiels de ce modèle, l'unification des interactions électromagnétiques et faibles : l'angle de mélange électrofaible $\sin^2\theta_W^{eff}$. Il est en particulier crucial de vérifier que la valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$ issue de la mesure de A_{LR} à SLC, et aujourd'hui connue à près de 0.2%, est parfaitement cohérente avec la valeur mesurée par LEP. Seule l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds est susceptible de fournir à LEP une mesure de $\sin^2\theta_W^{eff}$ aussi précise qu'à SLC.

2. parce que l'asymétrie avant-arrière du quark b est l'une des observables les plus sensibles à la masse du quark top et du boson de Higgs. La mesure indirecte de m_{top} obtenue à LEP, par l'intermédiaire des corrections radiatives électrofaibles, permet, par comparaison au résultat des mesures directes effectuées à CDF et D0, de vérifier la validité des prédictions du Modèle Standard aux ordres supérieurs, donc de tester la *structure interne* de la théorie. Quant au boson de Higgs, qui échappe encore à l'observation, ce sont les mesures effectuées à LEP, parmi lesquelles et en bonne place celle de l'asymétrie avant-arrière du quark b, qui en constituent aujourd'hui la principale source d'information.

3. parce que la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds, délicate sur le plan de l'analyse, reste imparfaitement maîtrisée. Il est en effet surprenant de constater que les techniques courramment utilisées à LEP n'ont guère changé par rapport à celles auxquelles eurent recours les premières expériences installées auprès des collisionneurs e^+e^- de plus basse énergie [7]. On dispose pourtant désormais d'une connaissance plus approfondie des processus mis en jeu, ainsi que de moyens expérimentaux, de détection et d'analyse, nettement plus sophistiqués. Il est justifié de tenter, encore aujourd'hui, une mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds, en ayant pour objectif, ou pour ligne de conduite, de tirer le meilleur parti des acquis et des moyens de détection et d'analyse à notre disposition.

[4] A ce sujet, on pourra consulter l'excellente revue des mesures des asymétries avant-arrière des quarks lourds avant LEP par H. Kroha [7].

Bibliographie

[1] Les collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, et le LEP Electroweak Working Group présentent : *A combination of Preliminary LEP Electroweak Results and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/95-172, 24 novembre 1995.

[2] N. Phinney, Int. J. Mod. Phys. A. Proc. Suppl. **2A** (1993) 45.

[3] La collaboration SLD, *Precise Measurement of the Left-Right Cross Section Asymmetry in Z Boson production by* e^+e^- *Collisions*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 25.
M. Woods, *The SLD* A_{LR} *Result and Review of Weak Mixing Angle Result at LEP and SLC*, Conférence EPS-HEP95, Bruxelles.

[4] Collaboration OPAL, *Measurement of the Tau Lepton Polarization and its Forward-Backward Asymmetry from Z0 Decays*, Z. Phys. **C65** (1995) 1.

[5] Collaboration OPAL, *Measurement of the* Z^0 *Line Shape Parameters and the Electroweak Couplings of Charged Leptons*, Z. Phys. **C52** (1991) 175.

[6] D. Bardin *et al.*, *An Analytical Program for Fermion Pair Production in* e^+e^- *Annihilation*, CERN-TH 6443/92, mai 1992.

[7] H. Kroha, *Heavy Quark Charge Asymmetries Below the* Z^0 *Resonance*, MPI-PAE/Exp.El. 227, juillet 1990.

[8] Collaboration JADE, *A Measurement of the Electroweak Induced Charge Asymmetry in* $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, Phys. Let. **B146** (1984) 437.

[9] Collaboration CDF, *Observation of top quark production in* $\bar{p}$-p *collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626;
Collaboration D0, *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.

Chapitre 3

Choix de la méthode de mesure

Introduction

On pourrait penser, à première vue, que mesurer l'asymétrie avant-arrière du processus $e^+e^- \to f\bar{f}$ relève d'une simple formalité. Il "suffit" somme toute de déterminer dans chaque événement si le fermion f a été émis vers l'avant (c'est-à-dire dans la direction de l'électron incident) ou vers l'arrière. Il est clair que ceci ne pose guère de difficulté dans le cas des processus leptoniques $e^+e^- \to e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$, les fermions produits étant soit stables et directement observables dans le détecteurs (électrons et muons), soit identifiables à partir des produits de leur désintégration (taus). Rien de surprenant donc à ce que la mesure des asymétries avant-arrière leptoniques soit considérée comme l'une des mesures les plus aisées à LEP, et aujourd'hui parfaitement maîtrisée sur le plan expérimental.

Il en va tout autrement pour les processus hadroniques $e^+e^- \to q\bar{q}$, dans lesquels les quarks ne se manifestent qu'au terme d'un processus complexe d'hadronisation sous la forme de "jets", dont chacun peut contenir une vingtaine de particules, chargées ou neutres. Reconstruire la charge des quarks primaires devient dans ces conditions une tâche délicate. Par ailleurs, la nécessité de discriminer entre les différentes saveurs susceptibles d'être produites rend l'entreprise encore plus hasardeuse et limite en pratique aux quarks lourds toute possibilité de mesure de l'asymétrie avant-arrière.

Ce chapitre passe en revue les différentes techniques permettant d'identifier la charge et la saveur des quarks b et c produits dans les désintégrations multihadroniques du Z^0. L'utilisation d'un critère de comparaison quantitatif, permettant de rendre compte de manière synthétique des performances de chacune des techniques disponibles, guidera notre choix de la méthode de mesure optimale.

3.1 Les techniques de discrimination de charge et de saveur de quark

On l'a dit, toute la difficulté de la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks réside dans la nécessité de remonter *simultanément* à la charge et à la saveur des quarks primaires à partir des seules propriétés des particules détectées. En pratique, cet objectif n'est réalisable qu'à travers

une reconstruction *plus ou moins complète* de la chaîne de désintégrations subie par le "hadron primaire" c'est-à-dire porteur du quark (ou de l'anti-quark) initial.

Suivant le degré de reconstruction, on peut distinguer trois types d'approches :

- Les approches dites "exclusives", basées sur une reconstruction complète du hadron primaire dans l'un ou plusieurs de ses modes exclusifs.

  L'exemple le plus représentatif est la reconstruction des mésons charmés $D^{*\pm}$ dans le mode $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^{\pm}$, qui s'avère particulièrement adaptée à la mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark c. Suivant le même principe, l'identification de kaons et de lambda chargés de grande impulsion est également susceptible de permettre une mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark s, même si elle n'offre pour le moment qu'une précision très médiocre [1, 2]. Ce type de méthode est malheureusement de peu d'intérêt dans le cas du quark b, étant donné la difficulté de reconstruire complètement les hadrons beaux.

- Les approches dites "inclusives" dans lesquelles on ne reconstruit que partiellement la chaîne de désintégrations.

  Dans ce cas, la présence d'une particule chargée suffit à étiqueter un ensemble de modes de désintégration spéficiques du hadron primaire. Ainsi la présence de leptons énergiques et isolés dans un événement multihadronique constitue l'une des signatures traditionellement les plus utilisées pour l'étiquetage des quarks lourds et la détermination de leur charge.

- Les approches de type "charge de jet".

  On exploite ici les propriétés cinématiques des particules chargées produites au cours de la fragmentation des quarks, pour construire une charge de jet utilisée comme estimation de la charge du quark primaire. Cette méthode tire son intérêt de son extrême simplicité de mise en oeuvre sur le plan expérimental puisqu'aucune tentative de reconstruction ou d'identification de particules n'est nécessaire.

Dans le cas des deux premières approches, la charge et les propriétés cinématiques des particules reconstruites (D^*) ou identifiées (leptons) permettent de déterminer simultanément la charge et la saveur des quarks primaires dont elles sont issues. Dans une approche de type charge de jet en revanche, on ne dispose a priori d'aucune indication quant à la saveur des quarks. On peut alors soit avoir recours à une méthode d'étiquetage indépendante, telle que la recherche de vertex secondaires dans le cas du quark b, soit choisir de mesurer l'asymétrie moyennée sur les 5 saveurs de quarks[1].

L'objectif que l'on s'est fixé étant la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks b et c, nous nous contenterons de décrire les trois méthodes de mesure les plus appropriées, basées sur l'utilisation des D^*, des leptons inclusifs, ou d'une charge de jet combinée avec la recherche de vertex secondaires pour l'étiquetage des événements $b\bar{b}$.

[1] Asymétrie fréquemment notée $\langle Q_{FB} \rangle$ et dénommée asymétrie de charge.

3.2 La méthode des D*

3.2.1 Principe

Les mésons charmés D^{*+} et D^{*-}, correspondant aux états excités (J=1) des doublets $(c, \bar{d})$ et $(\bar{c}, d)$, sont produits en grande quantité dans les événements $c\bar{c}$ et constituent l'un des meilleurs moyens d'accéder à la mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark c au LEP [3]. Ces mésons ont en effet un mode de désintégration dominant particulièrement simple :

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \qquad (\sim 68\%)$$

se caractérisant par l'émission d'un pion π_s dont la charge, qui coïncide avec celle du D^*, signe sans ambiguité la présence du quark c ou de l'anti-quark $\bar{c}$. Ce pion est par ailleurs produit presque au repos dans le référentiel du D^*, étant donné que l'énergie disponible dans la réaction (la différence de masse entre le D^* et le D^0, $\Delta M \approx 145$ MeV/c^2) est à peine supérieure à m_π. Il est par conséquent doté d'une très faible impulsion dans le référentiel du laboratoire.

La recherche de D^* dans un événement multihadronique passe donc par l'identification d'un pion mou, et son association avec un D^0. L'un des principaux critères de sélection, illustré sur la figure 3.1, est la différence entre la masse invariante du D^* et du D^0, qui dans le cas du signal est nettement piquée à la valeur théorique attendue ≈ 145 MeV/c^2.

L'efficacité d'étiquetage du quark c primaire à partir de la reconstruction d'un méson D^* est essentiellement limitée par les rapports d'embranchement des différents processus successivement mis en jeu :

- l'hadronisation du quark c en un méson D^{*+}. Le quark c peut, au terme de l'hadronisation, donner naissance à plusieurs types de mésons, parmi lesquels des D^0, $D^\pm$, D_s,... La fraction d'hadronisation $Br(c \rightarrow D^*)$, c'est-à-dire la probabilité que le quark c s'hadronise en un D^*, est de l'ordre de 25% [4].

- la désintégration du D^{*+} en $D^0\pi^+$ qui intervient avec un rapport d'embranchement proche de 68% [5].

- la désintégration du D^0 en un mode "utilisable". En effet, le D^0 se désintègre en un grand nombre de canaux, et les modes se prêtant à une reconstruction complète (ou presque) sont assez peu nombreux. Le canal de loin le plus favorable, car aboutissant à un état final à seulement 2 particules chargées, est le mode $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, qui ne représente que 4% des modes de désintégration du D^0 [5].

- les coupures expérimentales de sélection du D^0 et du D^*, visant à rejeter le fond combinatoire. Typiquement [3], ces coupures permettent d'obtenir un échantillon de D^* pur à 70% avec une efficacité de sélection de l'ordre de 30%.

Une difficulté supplémentaire pour la mesure de A_{FB}^c vient du fait que si la reconstruction d'un D^* atteste de la présence d'un quark c, elle ne suffit pas pour autant à étiqueter la saveur de l'événement. En effet, le quark c n'est pas nécessairement issu de la désintégration du Z^0, mais peut également être produit au cours de la désintégration faible d'un quark b dans un événement

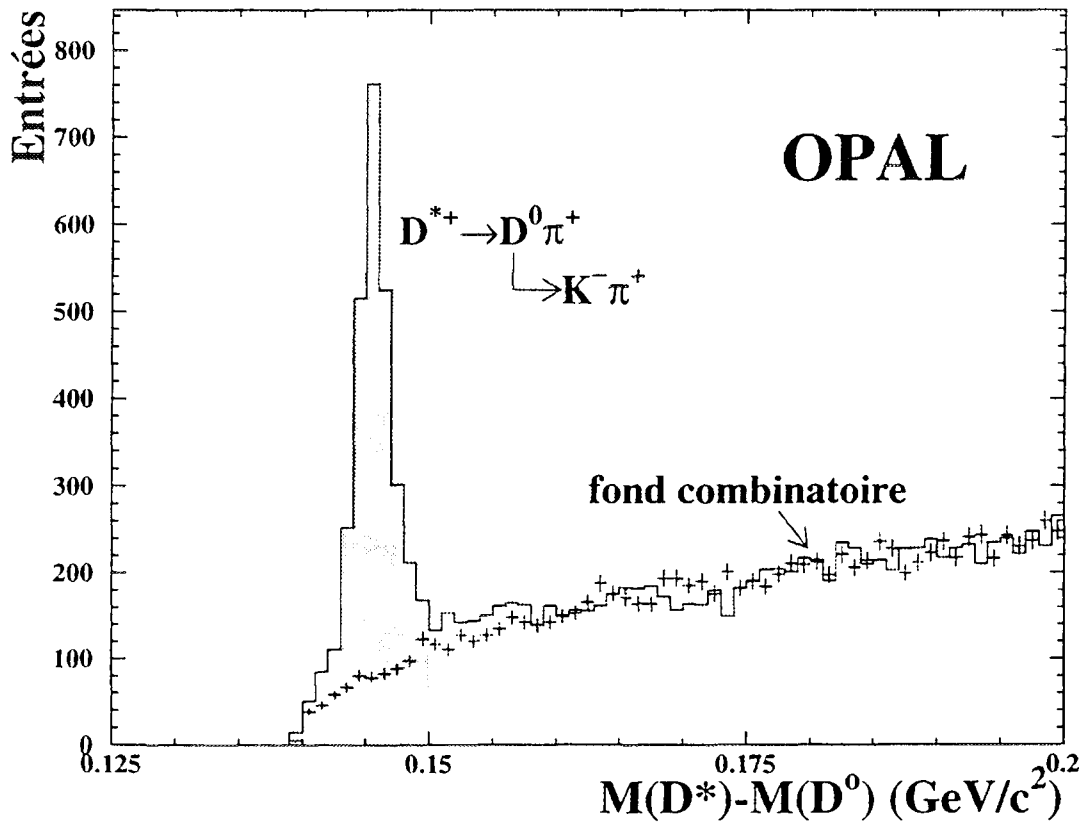


Figure 3.1: *Distribution de la différence de masse invariante M(D*)-M(D⁰) utilisée pour la sélection des D* à OPAL dans le mode* $D^{*\pm} \to D^0\pi_s^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\pi_s^\pm$. *Les points indiquent la contribution du fond combinatoire. Les D* sont sélectionnés en demandant* $142\ MeV/c^2 < \Delta M < 149\ MeV/c^2$, *cf [3].*

$b\bar{b}$[2]. Ces deux hypothèses étant en fait quasiment équiprobables, (puisque la majorité des quarks b se désintègrent en un quark c) il en résulte qu'environ la moitié seulement des D* produits (et sélectionnés) proviennent d'événements $c\bar{c}$, l'autre moitié étant issue d'événements $b\bar{b}$.

Pour contourner cette difficulté, et séparer la contribution du c de celle du b, on utilise le fait que les D* "primaires", c'est-à-dire provenant des événements $c\bar{c}$, sont en moyenne beaucoup plus énergiques que les D* "secondaires" produits en cascade dans les événements $b\bar{b}$. Cette propriété est illustrée sur la figure 3.2 qui représente la distribution de l'énergie normalisée $x_{D^*}=2E_{D^*}/E_{cms}$ des D* sélectionnés. La condition $x_{D^*} > 0.5$ permet d'éliminer la majorité des D* produits dans les événements $b\bar{b}$ en conservant près des 3/4 des D* issus d'événements $c\bar{c}$.

Alternativement, on peut aussi, sans restriction sur x_{D^*}, tenter de mesurer simultanément les asymétries A_{FB}^c et A_{FB}^b, sachant que la précision ainsi obtenue sur A_{FB}^b est très médiocre comparée aux autres méthodes de mesure, puisque la contribution du b se distingue difficilement

[2]pour être précis, des paires $c\bar{c}$ sont aussi susceptibles d'être produites dans la désintégration des gluons rayonnés au cours de la fragmentation, $g \to c\bar{c}$, mais uniquement en proportion très réduite (2 à 3%) [6] du fait de la masse élevée du quark c.

du fond combinatoire.

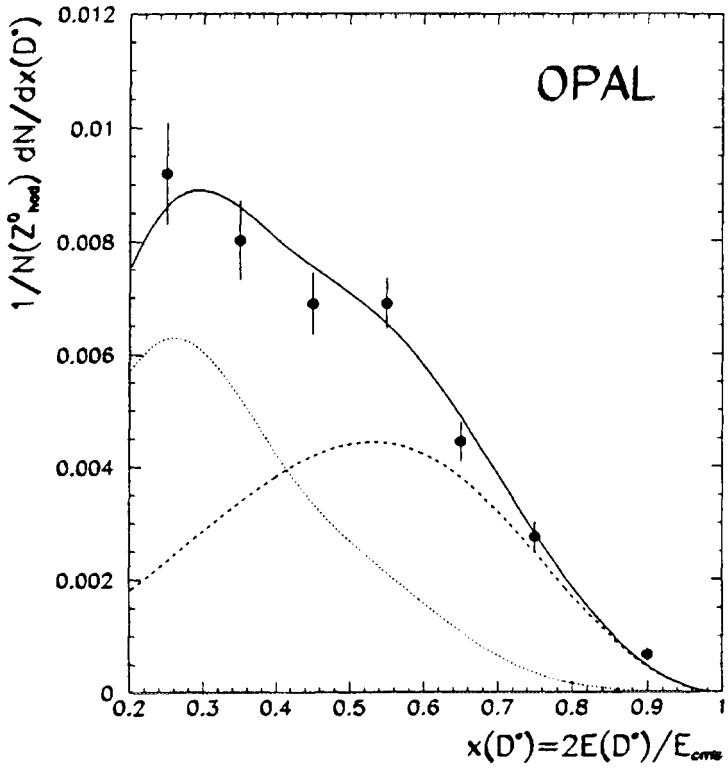


Figure 3.2: *Distribution de l'énergie normalisée $x_{D^*}=2E_{D^*}/E_{cms}$ dans un échantillon de* D^* *sélectionnés (après soustraction du fond combinatoire). Les points représentent les données, et les courbes la contribution des événements* $c\bar{c}$ *(tirets) et* $b\bar{b}$ *(pointillés).*

3.2.2 Performances

Le tableau 3.1 résume les rapports d'embranchement ou efficacités associés à chaque étape de la reconstruction. On peut constater que l'efficacité d'étiquetage globale d'un quark c à partir d'un méson D^* allant en $K\pi\pi$ n'est que de l'ordre de 1 ou 2 pour mille, pour une pureté de 70%.

On peut augmenter considérablement l'efficacité d'étiquetage en tentant de reconstruire le D^0 dans des modes moins favorables mais plus fréquents que le mode $K^-\pi^+$. L'utilisation du canal "satellite" $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^0$ ($Br \approx 13.8\%$), du mode à grande multiplicité $D^0 \to K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ($Br \approx 8.1\%$) ou encore des modes leptoniques $D^0 \to K^- \ell\nu$ ($Br \approx 7\%$), permet par exemple d'accroître d'un facteur 4-5 le nombre de D^* sélectionnés [7]. Mais ces canaux sont affectés par un fond combinatoire beaucoup plus important, et le gain en statistique est contrebalancé par la perte en pureté en c de l'échantillon final, qui ne dépasse pas 50%.

Les chiffres donnés dans le tableau 3.1 sont bien sûr indicatifs, et peuvent différer sensiblement d'une expérience à une autre [8, 9]. Ils mettent cependant en évidence les principales caractéristiques des méthodes d'étiquetage dites exclusives, qui permettent d'atteindre des puretés relativement élevées, mais au prix d'efficacités réduites, limitées essentiellement par la faiblesse des rapports d'embranchement des processus mis en jeu.

Processus	Rapport d'embranchement
$c \rightarrow D^{*+}$	25.0%
$\hookrightarrow D^0 \pi^+$	68.1%
$\hookrightarrow K^- \pi^+$	4.0%
sélection D^0/D^*	30.0%
séparation b/c	75.0%
ε_c ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$)	$\sim$ 0.15%
f_c ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$)	$\sim$ 70%
ε_c (avec autres modes)	$\sim$ 0.70%
f_c (avec autres modes)	$\sim$ 50%

Tableau 3.1: *Rapports d'embranchement associés à chacune des étapes de l'étiquetage d'un quark c par l'intermédiaire d'un méson* $D^{*\pm}$. ε_c *désigne l'efficacité d'étiquetage globale du quark c, et* f_c *la pureté en* D^* *provenant d'événements* $c\bar{c}$.

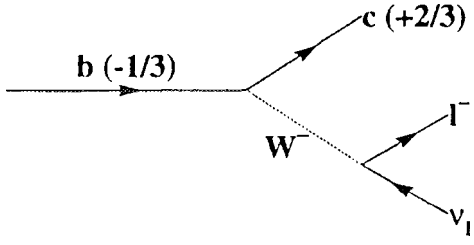
3.3 La méthode des leptons inclusifs

3.3.1 Principe

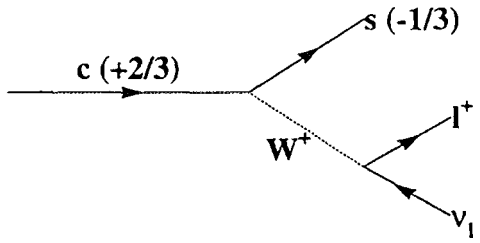
La façon la plus simple de s'affranchir de la faiblesse des rapports d'embranchement qui pénalisent les méthodes exclusives consiste à ne pas chercher à reconstruire complètement le hadron primaire. Il est en effet parfois suffisant d'identifier l'une des particules produites au cours de sa désintégration, dès lors que ses propriétés permettent de remonter sans ambiguité à la charge et à la saveur du quark.

C'est le cas des leptons (électrons et muons), produits dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux et charmés. Celles-ci correspondent à la désintégration faible des quarks b ou c par échange d'un W virtuel, produisant un lepton de même signe que le quark père :

- désintégration $b \rightarrow c\ell\bar{\nu}_\ell$



- désintégration $c \rightarrow s\ell\nu_\ell$



Ces leptons sont dits inclusifs puisqu'ils peuvent être produits dans un ensemble de modes exclusifs (on ne se préocupe pas de ce qui arrive au quark secondaire, c ou s, produit en même temps que le lepton). Ils sont aussi fréquemment qualifiés de "directs", par opposition aux leptons produits dans des processus secondaires tels que les conversions de photons, les désintégrations de pions et de kaons, etc...

Hormis le fait que leur signe indique sans ambiguité celui du quark primaire b ou c, les leptons directs présentent de multiples avantages pour l'étiquetage des quarks lourds :

- ils sont produits en grande quantité. Les rapports d'embranchement semi-leptoniques $Br(\mathrm{b}\to\mathrm{c}\ell\overline{\nu}_\ell)$ et $Br(\mathrm{c}\to\mathrm{s}\ell\nu_\ell)$ sont de l'ordre de 10% pour chaque type de lepton ($\ell = \mathrm{e}, \mu$), de sorte qu'environ 40% des événements $\mathrm{b\overline{b}}$ et $\mathrm{c\overline{c}}$ contiennent un lepton, électron ou muon, provenant directement de la désintégration de l'un des quarks primaires.

- ce sont des particules aisément identifiables de part leur mode d'interaction avec la matière très caractéristiques. L'efficacité d'identification des leptons dans un détecteur tel qu'OPAL est typiquement comprise entre 70 et 80%.

- ils sont dotés de propriétés cinématiques très particulières qui permettent de les séparer aisément des autres traces (hadrons et leptons secondaires). Les leptons directs se distinguent en effet par leur impulsion élevée, et par le fait qu'ils sont le plus souvent émis loin de jets, fortement isolés du reste des particules de l'événement. Ces caractérisques trouvent leur origine dans la masse élevée des quarks b et c, comme on le verra au chapitre 4.

La sélection des leptons directs dans les événements multihadroniques repose sur l'utilisation de coupures en impulsion et en isolation, combinées à des algorithmes appropriés d'identification des leptons dont les performances seront présentées au chapitre 7. Typiquement, à grande impulsion ($p > 2$ GeV/c), environ 40% des leptons sélectionnés proviennent directement de la désintégration d'un quark b, et 20% de celle d'un quark c (figure 3.3).

Comme dans le cas des D^*, il est possible de séparer la contributions du b de celle du c en coupant sur l'impulsion p et sur l'isolation (représentée par l'impulsion transverse p_t par rapport au jet le plus proche) des leptons. La coupure $p_t > 1.5$ GeV/c permet par exemple de sélectionner spécifiquement un échantillon pur à 80% de leptons $\mathrm{b}\to\mathrm{c}\ell\overline{\nu}_\ell$, tout en conservant plus de 50% d'entre eux. Isoler un lot pur de $\mathrm{c}\to\mathrm{s}\ell\nu_\ell$ sur la base uniquement de critères cinématiques est nettement plus difficile. Des coupures telles que $p > 5$ GeV/c et $p_t < 1.5$ GeV/c permettraient d'atteindre un pureté en c de l'ordre de 25-30%, pour une efficacité d'environ 50%.

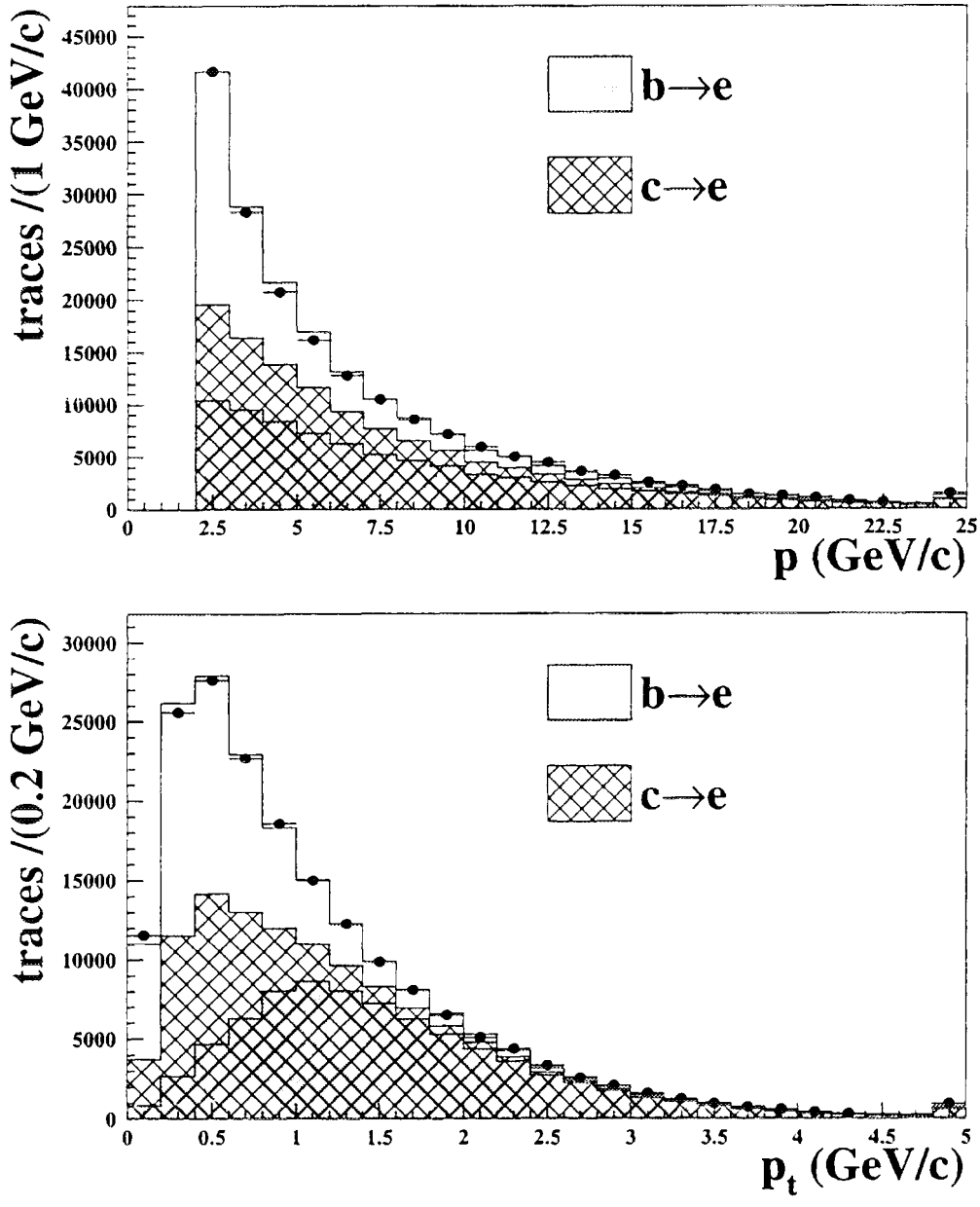


Figure 3.3: *Spectre en impulsion p et en impulsion transverse p_t par rapport au jet le plus proche des traces de plus de 2 GeV/c identifiées comme des électrons dans les événements multihadroniques. Les points représentent les données et les histogrammes le Monte Carlo. Les contributions des électrons provenant directement des désintégrations semi-leptoniques des quarks b et c, obtenues d'après la simulation, sont également indiquées.*

3.3.2 Performances

En conclusion, les efficacités d'étiquetage des quarks lourds par l'intermédiaire des leptons produits de façon inclusive dans leur désintégrations semi-leptoniques sont de l'ordre de 10-13%, pour des puretés respectives en b et en c de 40 et 20% (tableau 3.2). A grande isolation, la pureté en b$\rightarrow$c$\ell\overline{\nu}_\ell$ peut atteindre 80%, pour une efficacité totale d'étiquetage du quark b supérieure à 5%.

Sélection / Br	quark b	quark c
$Br(b\rightarrow\ell)$, $Br(c\rightarrow\ell)$	22%	20%
Acceptance	85%	85%
$p > 2$ GeV/c	90%	75%
Identification	75%	75%
ε_b, ε_c	13%	10%
f_b, f_c	40%	20%
$\varepsilon_b(p_t > 1.5$ GeV/$c)$	6%	-
f_b $(p_t > 1.5$ GeV/$c)$	80%	-
$\varepsilon_c(p > 5$ GeV/c,$p_t < 1.5$ GeV/$c)$	-	5%
f_c $(p > 5$ GeV/c,$p_t < 1.5$ GeV/$c)$	-	25%

Tableau 3.2: *Caractéristiques de la méthode des leptons inclusifs pour l'étiquetage des quarks lourds (b et c).*

3.4 La méthode de la charge de jet

3.4.1 Principe

Les deux précédentes méthodes reposent sur l'identification d'un processus (production d'un D^* ou désintégration semi-leptonique) qui n'a lieu que pour une fraction des événements $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$. Elles permettent de déterminer sans ambiguité la charge des quarks primaires, mais avec une efficacité d'étiquetage réduite. La méthode de la charge de jet en revanche fournit une estimation approximative de la charge d'un quark sans restriction sur la nature ou le type des désintégrations successives mises en jeu.

La notion de charge de jet repose sur le constat, dû à l'origine à Field et Feynman [10], selon lequel les particules de plus grande impulsion émises au cours de la fragmentation ont tendance à avoir le même signe que les quarks primaires. Cette propriété se comprend aisément dans le cas du hadron primordial, contenant l'un des quark primaire q, qui emporte en général une fraction importante de l'énergie du quark, surtout dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. En effet, il est immédiat de réaliser que ce hadron, s'il n'est pas neutre, a nécessairement le même signe que q (dans le cas d'un méson). Ainsi, un quark b, de charge $-1/3$, qui s'hadronise le plus souvent en $B_u^0 = (b,\bar{u})$ ou $B_d^- = (b,\bar{d})$, donne naissance à un hadron "moyen" de charge négative ($\sim -1/2$).

Cette observation conduit naturellement à reconstruire pour chaque jet une charge moyenne Q_J, susceptible de servir d'approximation de la charge du quark, définie comme la somme des

charges Q_i des particules observées appartenant au jet, pondérées par leur impulsion p_i, élevée à une certaine puissance α :

$$Q_J = \frac{\sum_i p_i^\alpha \, Q_i}{\sum_i p_i^\alpha} \tag{3.1}$$

La distribution de la charge Q_J de jets issus de quark b dans des événements simulés est représentée sur la figure 3.4 pour $\alpha = 1$. La charge moyenne d'un jet b, $\langle Q_J^b \rangle \approx -0.09$, est environ 3 fois plus faible que celle du quark lui même, traduisant le fait que la charge des partons est diluée au cours de l'hadronisation.

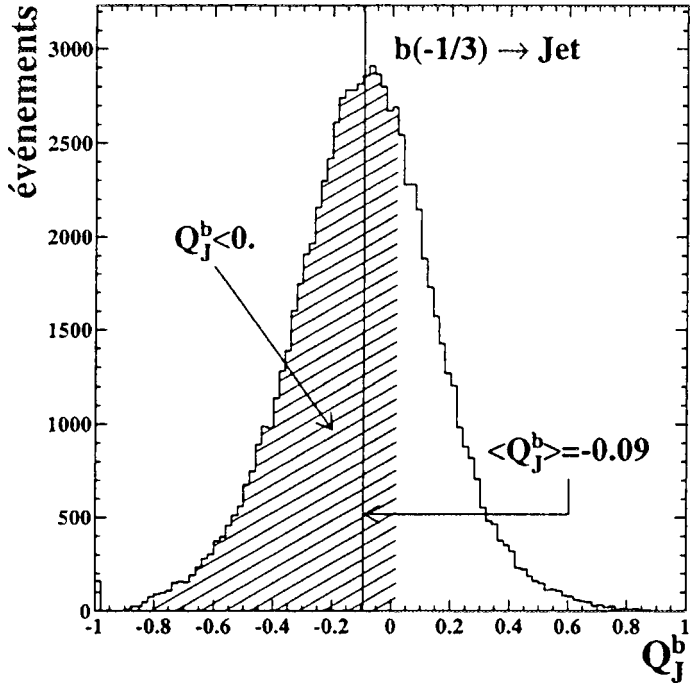


Figure 3.4: *Distribution de la charge des jets associés à des quarks b dans un lot Monte Carlo. La partie hachurée de la distribution correspond au cas où le signe de la charge de jet coïncide avec celui du quark.*

La probabilité que la charge du jet coïncide en signe avec celle du quark b est de l'ordre de $\mathcal{P}_Q$=65%. En combinant l'information fournie par la charge de chacun des jets dans un événement, et en affectant celui des jets qui a la charge la plus faible au quark, cette probabilité peut atteindre $\sim$ 70%.

3.4.2 Performances

La choix du paramètre α peut être optimisé de façon à rendre la probabilité $\mathcal{P}_Q$ maximale. Les valeurs optimales de α à LEP varient entre 0.5 et 1. Plusieurs tentatives [11] ont été faites pour améliorer la définition de la charge de jet, notamment en obtenant la combinaison optimale des impulsions p_i grâce à des réseaux de neurones, ou en exploitant un plus grand nombre de propriétés des traces chargées : leur distribution angulaire, leur éloignement du vertex

primaire, leur appartenance éventuelle à un vertex secondaire, leur nature (kaons, leptons) etc... Ces différents travaux ont montré qu'il semble impossible d'augmenter de plus de 1 ou 2% la probabilité de reconstruire correctement le signe du quark primaire. En d'autres termes, la définition de la charge de jet donnée en (3.1), malgré sa simplicité, constitue apparemment *l'approximation la plus précise* de la charge des quarks dont on puisse disposer...

Par ailleurs, cette estimation de la charge du quark primaire doit être combinée à une méthode d'étiquetage de saveur indépendante, de façon à pouvoir extraire la valeur d'une asymétrie donnée. Sachant qu'il est pratiquement impossible de sélectionner des échantillons purs de quarks légers u,d,s et même de quarks c, avec une efficacité élevée, la charge de jet ne peut être utilisée que pour la mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark b. Pour celui ci, la méthode d'étiquetage la plus performante (c'est-à-dire offrant la plus grande efficacité pour une pureté donnée) exploite la longue durée de vie des hadrons beaux (~1.5 ps) qui se traduit dans les détecteurs par la présence de vertex secondaires nettement séparés (2 à 3 mm) du vertex primaire de l'événement. La distance de vol (c'est-à-dire la distance entre le vertex secondaire et le vertex primaire) constitue la variable la plus discriminante pour la sélection d'événements $b\bar{b}$ (figure 3.5). A OPAL [12], une pureté en b de l'ordre de 90% peut être atteinte, avec une efficacité de sélection proche de 30%.

3.5 Etude comparative des différentes méthodes

3.5.1 Expression et valeur de l'erreur statistique

Après avoir sélectionné un échantillon d'événements d'une saveur particulière, et réussi à déterminer pour chacun d'eux la direction prise par le quark et l'anti-quark, en utilisant l'une ou l'autre des méthodes qui viennent d'être décrites, la valeur de l'asymétrie avant-arrière $A_{\rm FB}$ s'obtient simplement en comptant le nombre d'événements "forward" n_F et "backward" n_B correspondant au cas où le quark est émis vers l'avant (z positif, c'est-à-dire dans la direction de l'électron incident) ou vers l'arrière:

$$A_{\rm FB} = \frac{n_F - n_B}{n_F + n_B}$$

Cette expression peut se réécrire à l'aide de n_F et n_T=n_F+n_B sous la forme:

$$A_{\rm FB} = 2\,\frac{n_F}{n_T} - 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{n_F}{n_T} = \frac{1 + A_{\rm FB}}{2}$$

qui montre que le rapport n_F/n_T suit une loi binomiale de paramètre $p = \dfrac{1 + A_{\rm FB}}{2}$. On en déduit que l'erreur statistique sur la mesure de $A^{\rm q}_{\rm FB}$ est donnée par:

$$\delta^{\rm stat} A_{\rm FB} = \sqrt{\frac{1 - A^2_{\rm FB}}{n_T}}$$

Sachant que $A_{\rm FB}$ est petit devant 1, on obtient:

$$\delta^{\rm stat} A_{\rm FB} \approx \frac{1}{\sqrt{n_T}}$$

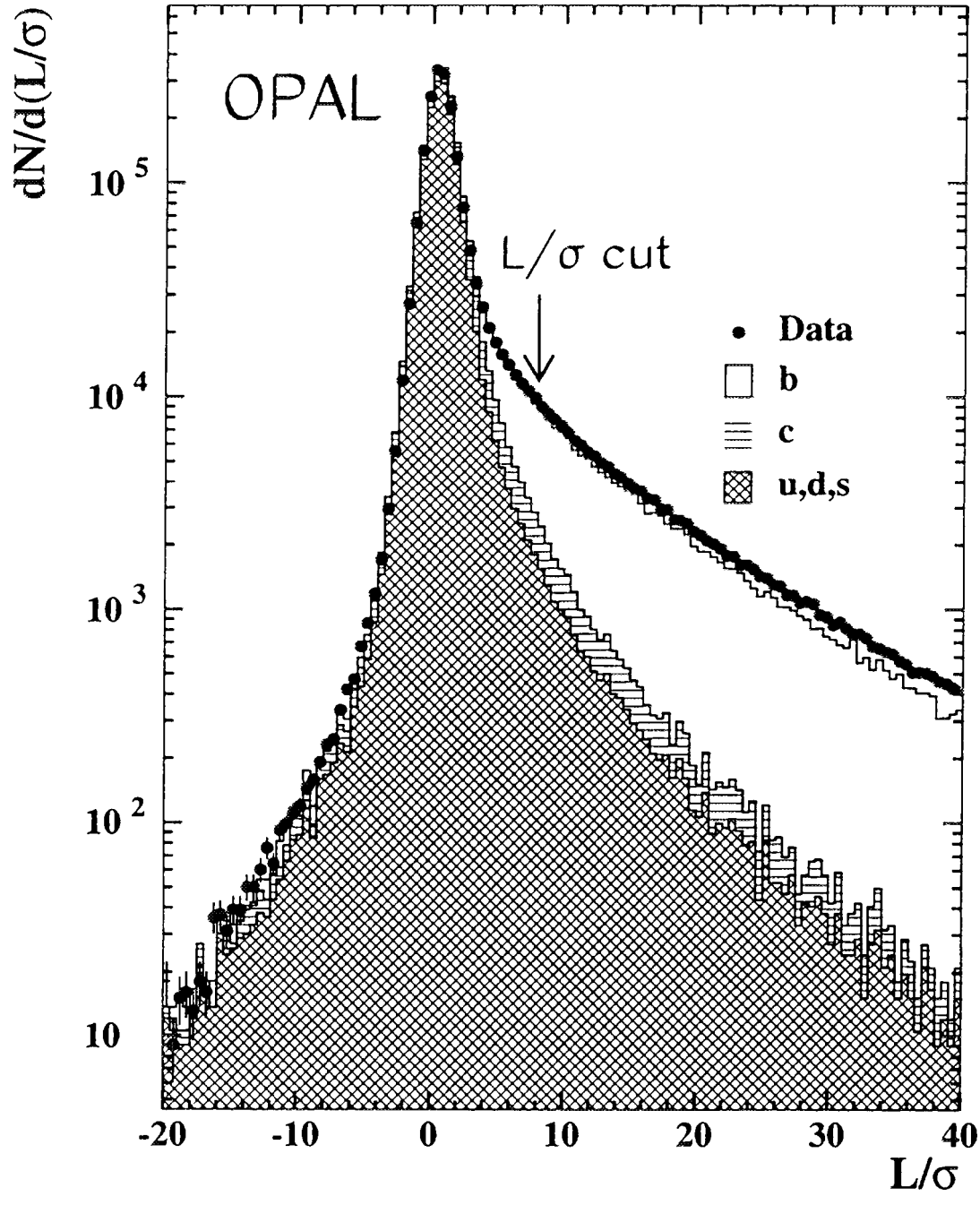


Figure 3.5: *Distribution de la distance de vol L (distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire) normalisée à son erreur σ dans les événements multihadroniques. La forme des contributions dues aux saveurs légères u,d,s, au c et au b, estimées d'après Monte Carlo, sont également indiquées. La coupure $L/\sigma > 8$ permet de sélectionner 30% des événements $b\bar{b}$, avec une contamination inférieure à 10%.*

Lorsque l'échantillon sélectionné n'est pas complètement pur en une saveur de quark unique, ce qui est toujours le cas en pratique, l'asymétrie A_{FB} mesurée sur l'ensemble de l'échantillon est en fait la somme d'une composante liée au signal A_{FB}^{q} (q=b ou c) et d'une composante liée au fond :

$$A_{FB} = f_q A_{FB}^{q} + f_{fond}\, A_{FB}^{fond} \quad \text{avec} \quad f_q + f_{fond} = 1$$

de sorte que l'erreur statistique sur A_{FB}^{q} devient :

$$\delta^{stat} A_{FB}^{q} \approx \frac{1}{f_q} \times \frac{1}{\sqrt{n_T}}$$

en supposant la pureté suffisemment élevée pour pouvoir négliger l'influence des fluctuations statistiques du fond. Le nombre total d'événements sélectionnés n_T peut s'exprimer en fonction du nombre d'événements $q\bar{q}$ initial, N_q, de l'efficacité d'étiquetage du quark q ε_q, et de la pureté f_q :

$$n_T = N_q \frac{2\varepsilon_q - \varepsilon_q^2}{f_q} \quad \text{d'où} \quad \delta^{stat} A_{FB}^{q} \approx \frac{1}{\sqrt{f_q}} \times \frac{1}{\sqrt{(2\varepsilon_q - \varepsilon_q^2)}} \times \frac{1}{\sqrt{N_q}}$$

Finalement, si le signe du quark n'est correctement identifié qu'avec une probabilité $\mathcal{P}_Q$, c'est en fait $-A_{FB}^{q}$ qu'on mesure pour une fraction $(1 - \mathcal{P}_Q)$ des événements, et au total l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^{q} se trouve réduite d'un facteur $(2\mathcal{P}_Q - 1)$:

$$\delta^{stat} A_{FB}^{q} \approx \frac{1}{2\mathcal{P}_Q - 1} \times \frac{1}{\sqrt{f_q}} \times \frac{1}{\sqrt{(2\varepsilon_q - \varepsilon_q^2)}} \times \frac{1}{\sqrt{N_q}} \tag{3.2}$$

L'erreur statistique d'une méthode de mesure de l'asymétrie avant-arrière apparaît ainsi comme étant fonction de 3 paramètres:

- la probabilité, $\mathcal{P}_Q$, que la charge du quark ait été correctement estimée;
- la pureté, f_q en une saveur donnée, accessible par la méthode d'étiquetage choisie;
- l'efficacité globale d'étiquetage, ε_q.

3.5.2 Notion de sensibilité statistique

Le choix de la méthode optimale, qui est l'objet de ce chapitre, nécessite de pouvoir comparer quantitativement les mérites de chacune des approches présentées. Pour ce faire, nous aurons recours à la notion de sensibilité statistique d'une méthode de mesure de l'asymétrie, notée $\mathcal{S}^{stat}$, et définie comme le rapport de l'erreur statistique minimale $\delta_{min}^{stat} A_{FB}^{q}$ que fournirait une méthode de mesure idéale, à l'erreur statistique effective $\delta^{stat} A_{FB}^{q}$ obtenue par la méthode de mesure considérée :

$$\mathcal{S}^{stat} = \frac{\delta_{min}^{stat} A_{FB}^{q}}{\delta^{stat} A_{FB}^{q}} \tag{3.3}$$

La méthode de mesure idéale de A_{FB}^{q}, serait celle qui, à partir de N_Z désintégrations hadroniques du Z^0, permettrait d'isoler complètement la fraction d'événements $q\bar{q}$, puis fournirait

un moyen de distinguer à coup sûr parmi ceux-ci le quark de l'anti-quark ($\mathcal{P}_Q$=1,ε_q=1, f_q=1). L'erreur statistique serait donc uniquement liée au nombre d'événements signal ($q\bar{q}$) présents dans l'échantillon d'événements multihadroniques initial par:

$$\delta^{stat}_{min} A^q_{FB} \approx \frac{1}{\sqrt{N_Z\ R_q}}$$

où R_q est défini comme le rapport des largeurs $\Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_{had}$.

D'après l'expression de $\delta^{stat} A^q_{FB}$ obtenue en (3.2), et compte tenu que $N_q = N_Z\ R_q$, on déduit la valeur de la sensibilité statistique d'une méthode de mesure donnée en fonction de $\mathcal{P}_Q$, f_q, et ε_q:

$$\mathcal{S}^{stat} = (2\mathcal{P}_Q - 1) \times \sqrt{f_q} \times \sqrt{\varepsilon_q(2-\varepsilon_q)}$$

Cette expression met en évidence la manière quantitative dont les faiblesses d'une méthode de mesure réaliste contribuent à augmenter l'erreur statistique: reconstruction imparfaite de la charge du quark ($\mathcal{P}_Q < 1$), efficacité limitée ($\varepsilon_q < 1$) et contamination ($f_q < 1$) de de la méthode d'étiquetage. On constate que c'est la dépendance de l'erreur à $\mathcal{P}_Q$ qui est la plus marquée, les deux autres facteurs n'intervenant que sous la racine.

Si la fraction de fond n'est plus négligeable, $\delta^{stat} A^q_{FB}$recoit une contribution supplémentaire due aux fluctuations statistiques $\delta^{stat} A^{fond}_{FB}$, et la sensibilité statistique prend la forme:

$$\mathcal{S}^{stat} = (2\mathcal{P}_Q - 1) \times \sqrt{\frac{f_q}{2-f_q}} \times \sqrt{\varepsilon_q(2-\varepsilon_q)} \qquad (3.4)$$

qui montre que la valeur de la pureté joue un rôle plus important.

Les valeurs typiques des paramètres $\mathcal{P}_Q$, ε_q, et f_q (q=b,c) caractérisant les trois approches présentées sont résumées dans le tableau 3.3. Pour chaque approche, la sélection retenue est celle qui maximise la sensibilité statistique.

		quark c			quark b		
méthode employée	$\mathcal{P}_Q$	ε_c	f_c	$\mathcal{S}^{stat}$	ε_b	f_b	$\mathcal{S}^{stat}$
modes exclusifs (D*)	1	0.0070	0.50	**0.07**	-	-	-
leptons inclusifs	1	0.05	0.25	**0.12**	0.06	0.80	**0.28**
charge de jet (+ vertex)	0.70	-	-	-	0.30	0.90	**0.26**

Tableau 3.3: *Comparaison de la sensibilité statistique des différentes méthodes de mesures des asymétries avant-arrière de A^c_{FB} et A^b_{FB}. La sensibilité est calculée en utilisant l'expression obtenue en (3.4). On rappelle que $\mathcal{S}^{stat}$=1 pour une méthode de mesure idéale.*

3.6 Conclusion

La spécificité de la mesure de l'asymétrie avant-arrière réside dans la nécessité de déterminer simultanément la charge et la saveur des quarks primaires. Pour ce faire, on peut avoir recours à trois types de méthodes, basées sur la reconstruction complète de mésons charmés, l'identification de leptons directs produits dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds, ou sur le calcul d'une charge de jet combiné à un algorithme d'étiquetage de la beauté.

La valeur de la sensibilité statistique $\mathcal{S}^{stat}$ associée à chacune de ces méthodes permet une comparaison quantitative de leur mérite respectif. Cette comparaison fait clairement apparaître que la méthode des D^* souffre principalement d'un manque de statistique, alors que la méthode utilisant la charge des jets est affectée par une probabilité réduite d'identifier correctement le signe du quark primaire. La méthode des leptons directs ou inclusifs s'avère être celle qui réalise le meilleur compromis entre les différents contraintes. Elle permet une mesure plus précise, et simultanée, des asymétries des quarks b et c. C'est donc sur elle que notre choix s'est porté.

Bibliographie

[1] P. Routenburg *et al.*, *A Study of the Longitudinal Polarization and Forward-Backward Asymmetry of the* Λ *Baryons Produced in* Z^0 *Decays*, note interne OPAL TN309, 11 juillet 1995.

[2] Collaboration DELPHI, *First Measurement of the Strange Quark Asymmetry at the Z0 Peak*, CERN/PPE 94-219, 20 décembre 1994.

[3] Collaboration OPAL, *A measurement of the Forward-Backward Asymmetry of* $e^+e^- \to c\bar{c}$ *and* $e^+e^- \to b\bar{b}$ *at centre of mass energies on and near the* Z^0 *Peak using* $D^{*\pm}$ *Mesons*, Z. Phys. **C 60** (1993) 601.

[4] Collaboration OPAL, *A Measurement of* $B(c \to D^{*+})$ *and* $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$ *using a Double Tagging Method*, note interne PN175, 19 juin 1995, HEP-EPS95, Bruxelles.

[5] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1.

[6] Collaboration OPAL, *Measurement of the Multiplicity of Charm Quark Pairs from Gluons in Hadronic* Z^0 *Decays*, Phys Lett. **B353** (1995) 595.

[7] Collaboration OPAL, *A Measurement of the Charm and Bottom Forward-Backward Asymmetry using D Mesons with the OPAL Detector at LEP*, note interne PN183, conférence HEP-EPS95, Bruxelles.

[8] Collaboration ALEPH, *The Forward-Bacward Asymmetry for Charm quarks at the* Z^0 *Pole*, CERN-PPE/95-44.

[9] Collaboration DELPHI, *Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of Charm and Bottom Quarks at the* Z^0 *pole using* $D^{*\pm}$ *Mesons*, CERN-PPE/94-193.

[10] R. D. Field et R. F. Feynman, *A Parametrization of the Properties of Quarks Jets*. Nulc. Phys. **B136** (1978) 1.

[11] O. Cooke et R. Jones, *Quark Charge Identification using a Neural Network*, note interne OPAL TN275, 9 janvier 1995;
B. Fabbro et H. Lafoux, *New variables for Jet Charge Reconstruction*, travaux présentés à la réunion plénière OPAL, décembre 1995.

[12] Collaboration OPAL, *A Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of* $e^+e^- \to b\bar{b}$ *by Applying a Jet Charge Algorithm to Lifetime Tagged Events*, Z. Phys. **C67** (1995) 365.

Chapitre 4

Phénoménologie de la production des leptons directs

Introduction

Pour comprendre, et être en mesure de modéliser, les propriétés cinématiques spécifiques (impulsion p, isolation p_t,...) des leptons directs, il faut remonter aux différentes étapes de leur production : ces leptons sont issus de la désintégration des hadrons beaux ou charmés, eux mêmes issus de la "fragmentation" des quarks primaires.

Aucune de ces deux étapes ne fait l'objet aujourd'hui d'un traitement théorique satisfaisant. La principale raison en est que ces processus sont régis, ou pour le moins fortement influencés, par l'interaction forte (QCD). Cette interaction intervient, dans le cas de la fragmentation, entre un nombre aléatoire de quarks créés au terme de la cascade partonique et reliés par une "corde de couleur", ou, dans le cas de la désintégration, entre deux ou trois quarks confinés à l'intérieur d'un hadron. La complexité des calculs, inhérente au formalisme actuel de l'interaction forte, fait qu'il est nécessaire dans de telles conditions d'avoir recours à des modèles phénoménologiques. Ces modèles, mettant en oeuvre des considérations théoriques dans le cadre d'approximations bien spécifiques, possèdent en général suffisamment de paramètres libres pour pouvoir décrire de façon satisfaisante les spectres observés.

Ce chapitre propose une brève introduction à la phénoménologie de la fragmentation des quarks lourds et des désintégrations semi-leptoniques des hadrons qui en sont issus. Son objectif n'est pas d'être exhaustif sur le sujet, mais bien plutôt de décrire quelques modèles simples, en insistant sur les considérations physiques qui les ont suscités, ainsi que sur les tests expérimentaux qui permettent d'asseoir leur validité. L'origine du mélange dans le système B^0-$\overline{B^0}$ et ses conséquences sur la mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark b seront également évoquées.

4.1 La fragmentation des quarks lourds

4.1.1 Le processus d'hadronisation

La prise en compte des interactions fortes dans les processus hadroniques $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ constitue encore aujourd'hui une difficulté majeure sur le plan théorique. Ces interactions jouent pourtant un rôle essentiel puisqu'elles régissent le passage des quarks primaires, q et $\bar{q}$, aux hadrons effectivement observés dans le détecteur. Traditionellement, on modélise ce processus "d'hadronisation" en deux étapes successives :

- au cours d'une première étape, qualifiée de perturbative, la paire $q\bar{q}$ initiale engendre, par rayonnement de gluons qui à leur tour peuvent rayonner d'autres gluons ou se matérialiser en paires $q'\bar{q'}$, un état final à n partons. Cette phase peut être décrite soit en termes d'éléments de matrice QCD, c'est-à-dire en calculant explicitement la probabilité de chaque état final possible, soit sous la forme d'une cascade partonique, dont l'évolution est régie par les équations d'Altarelli-Parisi [1]. Dans les deux cas, le problème peut être résolu dans une approche perturbative (donc théoriquement rigoureuse...), les partons étant supposés très proches les uns des autres (quelques fm) et sans interaction mutuelle.
- au cours d'une deuxième étape, les partons reliés entre eux par des champs de force QCD (appelés parfois "tubes" ou "cordes"de couleur), s'éloignent les uns des autres. De nouvelles paires de quarks se forment au sein de ces champs de force qui se *fragmentent* alors en combinaisons de quarks et d'anti-quarks correspondant aux hadrons visibles.

L'étape de fragmentation, qui ne se prête pas à un traitement perturbatif puisqu'elle met en jeu l'interaction forte à longue distance, est la plus délicate sur le plan théorique. De nombreux modèles ont été imaginés [2], dont le plus polupaire est le modèle de Lund [3], qui constitue le coeur du programme de simulation JETSET [4]. Ces modèles reposent en général sur un grand nombre de paramètres libres qui doivent être ajustés pour reproduire les distributions les plus caractéristiques (multiplicité chargée, nombre de jets, sphéricité, etc...) des événements multihadroniques observés.

4.1.2 La fonction de fragmentation

Dans le cas des leptons directs produits dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, le mécanisme déterminant est celui qui régit la formation et l'émission du hadron primordial, c'est-à-dire porteur de l'un des quarks de la paire $q\bar{q}$ initiale. Ce mécanisme fait appel à une "fonction de fragmentation" qui contrôle la fraction z de l'énergie du quark primaire emportée par ce hadron au moment de son émission[1].

Dans le formalisme de cordes de couleur adoptée dans le modèle de Lund [3], la forme la plus générale de la fonction de fragmentation est donnée par :

$$f(z) \approx \frac{(1-z)^a}{z} \exp(-b\frac{m_T^2}{z})$$

[1] Pour être plus précis, la variable z intervenant dans la plupart des fonctions de fragmentation désigne en réalité la quantité $\frac{(E+p_\parallel)_{\text{hadron}}}{(E+p)_{\text{quark}}}$ où $p_\parallel$ est la composante de l'impulsion parallèle à la direction du quark primaire.

où m_T est la masse transverse du hadron, définie par $m_T^2 = m^2 + p_\perp^2$, $p_\perp$ étant la composante de l'impulsion du hadron perpendiculairement à la direction de fragmentation c'est-à-dire la direction du quark primaire, après la cascade partonique.

a et b sont des paramètres libres dont la valeur est choisie de façon à reproduire les propriétés globales (multiplicités, spectres inclusifs...) des événements multihadroniques. A OPAL, ces paramètres ont été fixés à a=0.18 et $b = 0.34$ GeV^{-2} [5].

Dans le cas des quarks lourds, un raisonement basé sur des considérations simples de cinématique et de mécanique quantique conduit à préférer une autre paramétrisation, proposée à l'origine par Peterson *et al.* [6]. Le problème consiste à calculer la probabilité du processus $Q \rightarrow Hq$, au cours duquel le quark lourd Q s'attache un quark léger d'une paire $q\bar{q}$ créée à partir du vide, $H = (Q\bar{q})$ désignant le méson lourd résultant. Du point de vue de la mécanique quantique, l'amplitude de la transition $Q \rightarrow Hq$ est inversement proportionnelle au transfert d'énergie ΔE permettant de passer d'un état à un autre, qui est donné par :

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_H + E_q - E_Q \\ &= (m_H^2 + z^2p^2)^{\frac{1}{2}} + (m_q^2 + (1-z)^2p^2]^{\frac{1}{2}} - (m_Q^2 + p^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= zp\left(1 + \frac{m_H^2}{z^2p^2}\right)^{\frac{1}{2}} + (1-z)p\left(1 + \frac{m_q^2}{(1-z)^2p^2}\right)^{\frac{1}{2}} - p\left(1 + \frac{m_Q^2}{p^2}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \tag{4.1}$$

où p est l'impulsion du quark Q initial, et z la fraction de l'impulsion emportée par le méson H. Sachant que l'impulsion p est en générale grande devant les masses mises en jeu ($\sim$ 45 GeV moins l'énergie rayonnée sous forme de gluons) l'expression (4.1) se simplifie en :

$$\Delta E = zp\left(1 + \frac{m_H^2}{2z^2p^2}\right) + (1-z)p\left(1 + \frac{m_q^2}{2(1-z)^2p^2}\right) - p\left(1 + \frac{m_Q^2}{2p^2}\right) .$$

Dans le cas d'un quark lourd, $m_H \approx m_Q$, et l'on obtient :

$$\Delta E = \frac{m_Q^2}{2p}\left(\frac{1}{z} + \frac{\epsilon_Q}{1-z} - 1\right) ,$$

où l'on a posé $\epsilon_Q = m_q^2/m_Q^2$. La fonction de fragmentation $f(z)$ qui exprime la probabilité du processus, est égale au carré de l'amplitude de transition multipliée par un terme d'espace de phase en $1/z$:

$$f(z) = \frac{1}{z}\frac{1}{(\Delta E)^2} ,$$

et vaut par conséquent :

$$f(z) \propto \frac{1}{z\left[1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{(1-z)}\right]^2} . \tag{4.2}$$

L'hypothèse selon laquelle le quark Q est lourd est cruciale pour la validité de ce raisonenent, bien qu'elle n'apparaisse pas de façon explicite[2]. En effet, considérer que le processus $Q \rightarrow Hq$ est le seul processus mis en jeu dans la fragmentation n'est justifié qu'à condition que les effets

[2] mis à part dans l'approximation $m_H \approx m_Q$, qui n'est pas essentielle.

purement cinématiques (ici des effets d'inertie) l'emportent sur les interactions avec les autres quarks environnants.

La fonction de fragmentation de Peterson (4.2) ne dépend que d'un seul paramètre, le rapport ϵ_Q du carré des masses des quarks lourds et légers. Les valeurs attendues pour les quarks b et c sont de l'ordre de $\epsilon_b = 0.005$ et $\epsilon_c = 0.05$ (en prenant $m_b \sim 4.5$ GeV, $m_c \sim 1.5$ GeV et $m_q \sim m_{proton}/3$). Comme le montre la figure 4.1, plus le quark est lourd, plus sa fragmentation est "dure", c'est-à-dire plus le hadron primordial emporte un fraction importante de l'énergie disponible. Exprimé de façon qualitative, un quark lourd est peu "freiné" en s'attachant un quark léger, et aura tendance à se retrouver presque intact dans le hadron émis. En moyenne, un hadron beau (charmé) dans un événement $b\bar{b}$ ($c\bar{c}$) emporte à lui seul 70% (50%) de l'énergie du quark ou de l'anti-quark primaire issu de la désintégration du Z^0.

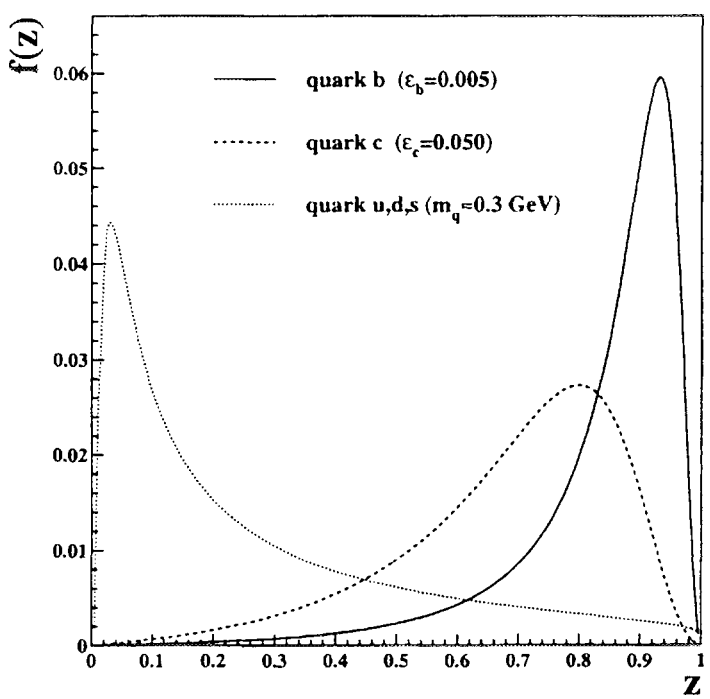


Figure 4.1: *Représentation de la fonction de fragmentation de Peterson utilisée pour les quarks lourds b et c, et de la fonction de fragmentation de Lund pour les quarks légers u,d,s.*

4.1.3 Tests de la fonction de fragmentation des quarks lourds

La simplicité des arguments conduisant à son expression a très certainement contribué à faire de la fonction de fragmentation de Peterson l'une des plus populaires et des plus couramment utilisées dans le cas des quarks lourds. Il existe cependant de nombreuses autres alternatives, en plus de la fonction de fragmentation de Lund, telles que celles proposées par Bowler et Morris [7], Collins et Spiller [8], sans parler de Kartvelishvili, Likehoded et Petrov [9]...

A LEP, les tests les plus précis de la fonction de fragmentation des quarks lourds sont fournis

par les études basées sur la reconstruction (semi-) exclusive des hadrons beaux ou charmés (par exemple des $D^* \rightarrow K\pi\pi_s$ dans les événements $c\bar{c}$ [10], ou des mésons $B \rightarrow D\ell\nu$ dans les événements $b\bar{b}$ [11]). C'est la seule méthode en effet qui permette de mesurer directement l'énergie du hadron primordial, $x_E = E_{hadron}/E_{faisceau}$, et donc de tester avec le biais minimum, la validité des différents modèles. Ceux-ci s'avèrent, comme en témoignent la figure 4.2, fournir tous une description assez correcte des distribution observées.

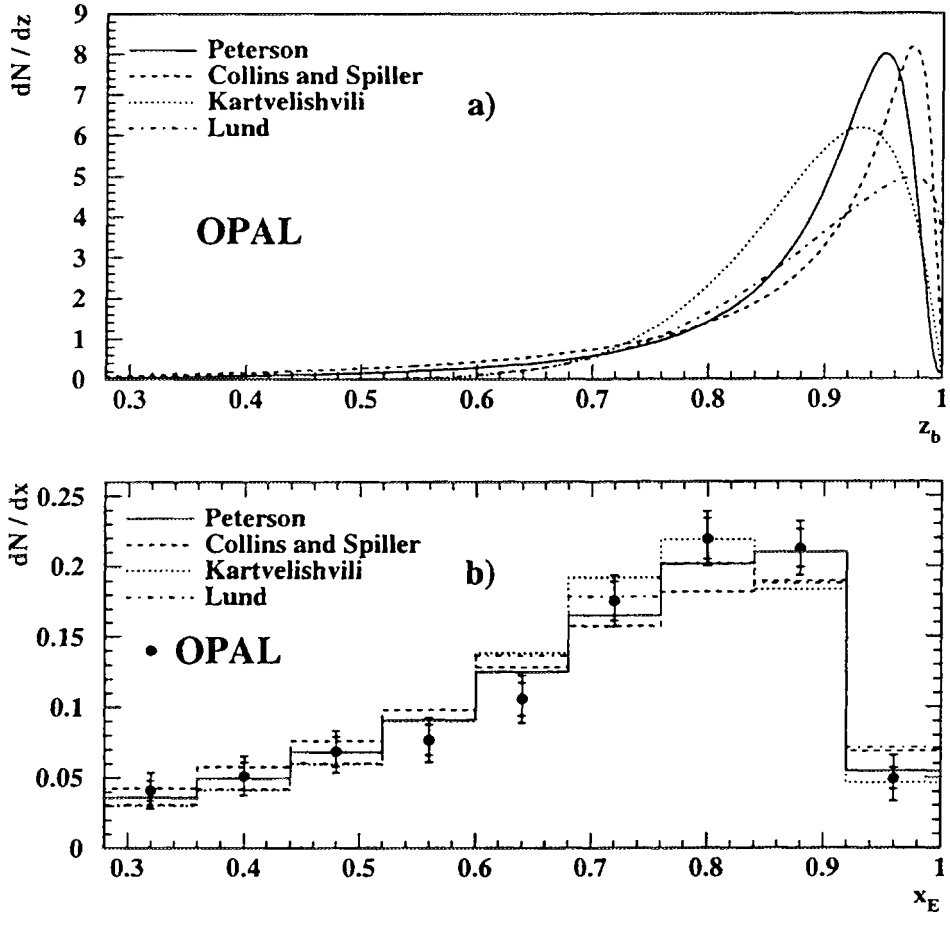


Figure 4.2: *a) Représentation de différentes fonctions de fragmentation $f(z_b) = dN/dz$, b) ajustement du spectre en énergie normalisée $x_E = E_{\text{hadron}}/E_{\text{faisceau}}$ des mésons B par chacun des modèles. Voir [11].*

4.1.4 Mesures du paramètre de fragmentation

C'est l'étude du spectre en impulsion des leptons produits dans les désintégrations semi-leptonique des hadrons lourds qui a fourni à LEP les premières mesures du paramètre de fragmentation ϵ_Q [12]. Ces mesures, qui ont sur les méthodes exclusives l'avantage de bénéficier d'une statistique nettement plus élevée, deviennent aujourd'hui moins intéressantes. Elles sont en effet beaucoup moins directes, et sujettes à des incertitudes systématiques importantes liées en par-

ticulier à la distribution de l'impulsion acquise par le lepton au cours de la désintégration, qu'il faut déconvoluer du spectre d'impulsion observée pour mesurer effectivement l'énergie du hadron père.

La figure 4.3 montre que les différentes mesures de la fraction d'énergie moyenne emportée par les hadrons beaux et charmés, $\langle x_E \rangle_b$ et $\langle x_E \rangle_c$, effectuées par les expériences LEP sont en bon accord. Les résultats obtenus par OPAL [10, 11]:

$$\begin{aligned} \langle x_E \rangle_b &= 0.695 \pm 0.006 \pm 0.008 \\ \langle x_E \rangle_c &= 0.496 \pm 0.011 \pm 0.017 \end{aligned}$$

se traduisent, dans le cadre de la paramétrisation de Peterson, en valeurs des paramètres de fragmentation [13]:

$$\begin{aligned} \epsilon_b = 0.0065 \qquad & 0.0045 < \epsilon_b < 0.0085 \\ \epsilon_c = 0.060 \qquad & 0.040 < \epsilon_c < 0.100 \end{aligned}$$

4.1.5 Influence de la fragmentation sur les leptons directs

La poussée de Lorentz ou "boost" γ élevé que les hadrons lourds acquièrent au cours de la fragmentation ($\gamma \sim 6$ pour les hadrons beaux et $\sim$11 pour les hadrons charmés) a un effet considérable sur le spectre en impulsion des leptons directs, qui se comprend très facilement.

En effet, si $p_{||}^*$ désigne la composante longitudinale dans la direction de vol du hadron de l'impulsion du lepton dans le référentiel de repos du hadron (et en faisant abstraction de la composante transverse), l'impulsion $p_{||}$ dans le référentiel du laboratoire devient, du fait du boost du hadron:

$$\begin{aligned} p_{||}^* \quad \rightarrow p_{||} &= \gamma(\beta + 1) \times |p_{||}^*| \qquad \text{si } p_{||}^* > 0 \\ p_{||}^* \quad \rightarrow p_{||} &= \gamma(\beta - 1) \times |p_{||}^*| \qquad \text{si } p_{||}^* < 0 \end{aligned}$$

Au passage entre le référentiel de repos du hadron et le référentiel du laboratoire, les leptons émis dans la direction de vol du hadron verront ainsi leur impulsion multipliée par plus de 10 dans le cas des événements $b\bar{b}$ et par plus de 20 dans le cas des événements $c\bar{c}$, alors que les leptons émis en sens inverse auront leur impulsion divisée par les mêmes facteurs.

La fragmentation conditionne donc très fortement le spectre en impulsion longitudinale (suivant le jet) des leptons. En revanche, la composante de l'impulsion perpendiculaire à la direction de vol du hadron p_t, est identique dans les deux référentiels. Elle n'est pas affectée par la fragmentation, et ne dépend que de la cinématique de la désintégration proprement dite[3].

[3] En fait la fragmentation affecte aussi dans une certaine mesure le spectre en p_t, qui désigne en pratique l'impulsion transverse du lepton par rapport à l'axe du jet reconstruit. Cet axe n'est pas exactement équivalent à l'axe du hadron, ne serait-ce qu'à cause des particules non détectées qui faussent la reconstruction des jets, en particulier le neutrino énergique émis en même temps que le lepton.

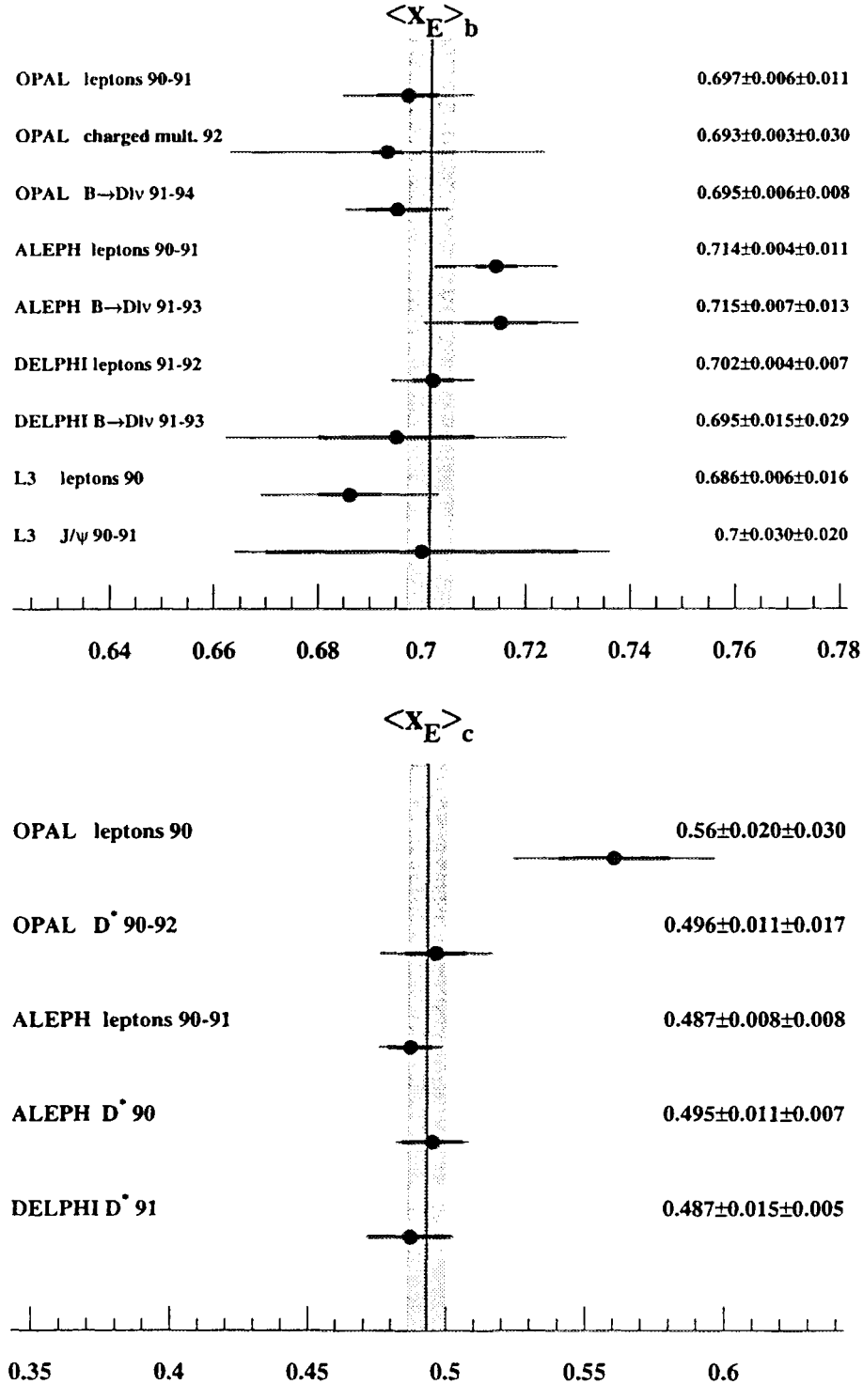


Figure 4.3: *Compilation de mesures de $\langle x_E \rangle_b$ et $\langle x_E \rangle_c$ à LEP [14]. Note: la valeur moyenne indiquée par la région grisée est uniquement indicative et ne tient pas compte des corrélations entre les erreurs systématiques des différentes mesures.*

4.2 Les désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds

4.2.1 La désintégration β du muon revisitée

Comme on l'a vu au chapitre 3, la désintégration semi-leptonique d'un hadron lourd s'interprète comme la désintégration faible du quark b (ou c) contenu dans ce hadron. A ce titre, le processus mis en jeu (par exemple dans le cas $b \to c\ell\overline{\nu}_\ell$) est a priori tout à fait équivalent à celui qui régit la désintégration β du muon, $\mu \to \nu_\mu e\overline{\nu}_e$ (figure 4.4).

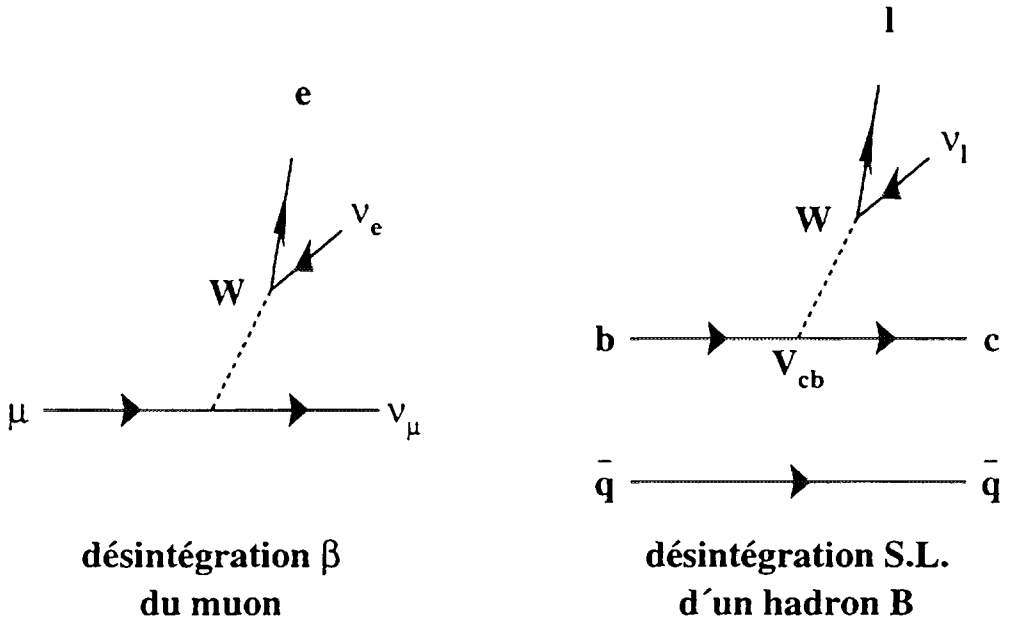


Figure 4.4: *Interprétation du processus de désintégration faible du quark b par analogie avec la désintégration β du muon.*

La section efficace du processus $b \to c\ell\overline{\nu}_\ell$ se déduit aisément du calcul classique de la section efficace de désintégration du muon, en substituant la masse du quark lourd à m_μ, et en n'oubliant pas d'introduire l'élément de matrice CKM correspondant à la transition entre saveurs considérée :

$$\Gamma(b \to c\ell\overline{\nu}_\ell) = \frac{{G_F}^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 F(z) \tag{4.3}$$

où $z = m_c/m_b$, le terme $F(z)$ étant le facteur d'espace de phase, qui traduit le fait que la réaction est d'autant plus défavorisée (i.e. l'espace est d'autant plus réduit) que le quark produit dans la désintégration (ici le quark c) est lourd. $F(z)$ vaut 1 pour $z = 0$ (cas du neutrino dans la désintégration du muon) et, pour z suffisamment petit, est donné approximativement par :

$$F(z) \sim 1 - 8z^2 - 24z^4 \ln z \qquad \text{d'où} \quad F(z) \approx 0.45 \text{ pour } z = \frac{m_c}{m_b}$$

A la lumière de cette interprétation, on comprend aisément l'origine des propriétés cinématiques si caractéristiques des leptons directs. En effet, la cinématique à trois corps nous apprend que

l'énergie du lepton dans le référentiel de repos quark b est donnée par:

$$E_\ell = \frac{m_b^2 - {m_c}^2 + q_W^2 + 2m_b p_W \cos\theta_\ell^*}{4m_b}$$

où q_W^2 est le carré de la masse invariante du W, p_W son impulsion dans le référentiel de repos du quark, et où θ_ℓ^* désigne l'angle du lepton par rapport à la direction d'émission du W, mesuré dans le référentiel de repos du W. E_ℓ est maximale lorsque p_W est maximale et que le lepton est émis collinéairement au W ($\cos\theta_\ell^* = 1$). D'où:

$$E_\ell^{max} = \frac{m_b^2 - {m_c}^2}{2m_b} \sim \frac{m_b}{2}$$

qui démontre explicitement la relation entre l'énergie élevée des leptons directs et la masse des quarks dont ils sont issus. Un calcul complet tenant compte de la distribution en impulsion du lepton, montre que celui ci emporte en moyenne:

$$\langle E_\ell \rangle \approx \frac{m_Q}{3} \quad (Q = b, c)$$

soit une énergie (dans le référentiel de repos du hadron) d'environ 1.6 GeV et 0.6 GeV pour les leptons issus respectivement d'un quark b et c. La désintégration étant isotrope, la composante transverse de l'impulsion par rapport à la direction de vol du hadron est également directement proportionnelle à la masse du quark:

$$\langle p_{t,\ell} \rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_Q}{3} \sim \frac{m_Q}{4}$$

Cette impulsion, qui contrairement à l'impulsion longitudinale est conservée dans le référentiel du laboratoire, est supérieure à 1 GeV/c dans le cas du quark b, et 3 à 4 fois plus élevée que l'impulsion transverse moyenne des traces produites dans les événements multihadroniques.

Ce formalisme du processus de désintégration semi-leptonique des hadrons beaux et charmés tire sa simplicité de l'hypothèse implicite selon laquelle la désintégration du quark lourd n'est pas influencée par la présence du ou des autres quarks auxquels il se trouve lié à l'intérieur du hadron. Ces quarks sont supposés être ici de simples "spectateurs". Cette hypothèse est certes d'autant plus justifiée que le quark est lourd, les effets cinématiques l'emportant alors sur les effets d'interaction mutuelle entre quarks. Elle constitue malgré tout une approximation trop grossière qui ne permet pas de reproduire les observations, en particulier le spectre en impulsion des leptons, avec la précision désirée.

Pour pallier à cette difficulté, la méthode la plus simple consiste à améliorer le modèle du quark spectateur, en introduisant de façon phénoménologique les effets de liaison du quark lourd à l'intérieur du hadron. C'est l'approche adoptée en particulier [4] par Altarelli, Cabibbo, Corbo, Maiani et Martinelli [16], aboutissant au modèle noté plus simplement ACCMM, qui sera le modèle utilisé dans notre analyse. Un deuxième type d'approche, radicalement différent, consiste à calculer explicitement les éléments de matrice associés à chacun des états finaux possibles. Le modèle de ce type le plus populaire fut développé par Isgur, Scora, Grinstein et Wise [17].

[4] Pour une description plus complète des différentes approches, voir en particulier [15].

4.2.2 Le modèle ACCMM

Le modèle d'Altarelli *et al.* [16] part du modèle de quark spectateur dans sa formulation la plus simple telle qu'elle vient d'être donnée. Une première modification évidente à apporter au formalisme de la désintégration β du muon appliqué aux quarks consiste à tenir compte de la possibilité qu'ont ces derniers de rayonner des gluons, avant et après la désintégration. Il s'avère que ces corrections QCD, bien qu'elles diminuent de façon significative la prédiction du taux de désintégration global, d'environ $\sim 2\alpha_s/\pi \approx 15\%$ [18] (en prenant $\alpha_s = \alpha_s(m_b^2) \approx 0.24$), n'affectent pas significativement la forme du spectre en impulsion des leptons. Seule la partie terminale de ce dernier ($E_\ell \rightarrow E_\ell^{max}$), qui représente une très faible contribution[5], se trouve plus nettement défavorisée.

La correction qui affecte le plus la forme du spectre en énergie du lepton est celle qui prend en compte les effets de liaison du quark lourd à l'intérieur du hadron. Ces effets sont modélisés de manière globale (et purement phénoménologique) en supposant que le quark lourd est animé d'un mouvement "thermique" par rapport au hadron. L'impulsion $\vec{p}$ du quark dans le centre de masse du hadron est alors distribuée suivant une gaussienne, centrée en 0 et dont la largeur correspond à l'impulsion de Fermi p_f du quark :

$$\frac{\mathrm{d}N(\vec{p})}{\mathrm{d}p} \propto e^{-\frac{p^2}{p_f^2}}$$

La valeur de p_f n'est pas connue a priori et constitue l'un des paramètres libres du modèle. Les masses des quarks mis en jeu (le quark lourd initial, qui se désintègre et le quark secondaire issu de la désintégration) qui sont mal définies, influencent aussi considérablement la forme du spectre en impulsion des leptons. Sachant que l'incertitude sur la masse du quark lourd peut être réintégrée dans une variation de p_f, il suffit de considérer la masse du quark secondaire (à savoir m_c dans la cas du procesus $b \rightarrow c\ell\bar{\nu}_\ell$, et m_s pour la désintégration $c \rightarrow s\ell\nu_\ell$) comme un deuxième paramètre libre.

La distribution de l'impulsion du lepton issu de la désintégration $b \rightarrow c\ell\bar{\nu}_\ell$, dans le referentiel de repos du hadron beau, est représentée sur la figure 4.5. La prédiction du modèle ACCMM (avec comme choix de paramètres, p_f=0.298 GeV/c et m_c=1.67 GeV/c^2, voir les explications données plus bas) est comparée à celle du modèle de quark spectateur minimal (correspondant à m_c=1.7 GeV/c^2 et m_b=5 GeV/c^2) ainsi qu'au spectre prédit par le modèle d'Isgur *et al.* (ISGW). Ce dernier modèle ne possède aucun paramètre libre.

4.2.3 Tests des modèles de désintégration semi-leptonique et mesures des rapports d'embranchement

Le spectre en impulsion des leptons issus des désintégrations des mésons beaux et charmés peut être mesuré directement auprès des collisionneurs e^+e^- fonctionnant au seuil de production des paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ où ces mésons sont produits au repos. Les résultats obtenus par CLEO d'une part [19], et par DELCO et MARK III [20] d'autre part, montrent (figure 4.6) que le modèle

[5] ceci n'est plus tout à fait vrai dans la transition b→u, qui produit un lepton dont le spectre en impulsion est nettement plus piqué aux valeurs élevées que dans dans la transition b→c. Mais cette désintégration représente une faible fraction $\sim (|V_{ub}|^2/|V_{cb}|^2) \approx \lambda^2 \approx 5\%$, avec $\lambda = 0.22$) des désintégrations du quark b.

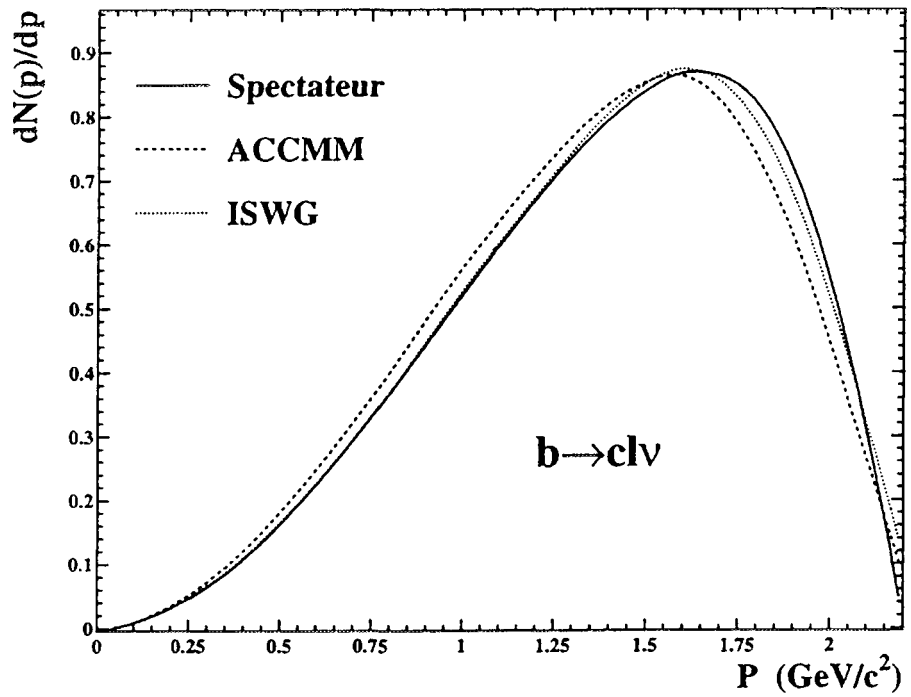


Figure 4.5: *Comparaison des spectres en impulsion, calculée dans le référentiel de repos du hadron, du lepton produit dans la désintégration* b→c$\ell\overline{\nu}_\ell$, *prédits par différents modèles.*

ACCMM est l'un des modèles reproduisant le mieux les spectres observés, une fois que ses paramètres libres ont été correctement ajustés.

Pour la désintégration des mésons B [19], l'ajustement donne :

$$p_f = 0.298 \pm 0.062 \text{ GeV}/c \quad \text{et} \quad m_c = 1.673 \pm 0.065 \text{ GeV}/c^2,$$

et pour les mésons D [20, 21] :

$$p_f = 0.467^{+0.205}_{-0.114} \text{ GeV}/c \quad \text{et} \quad m_s = 0.001 \pm 0.152 \text{ GeV}/c^2.$$

S'il est crucial pour la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds à l'aide des leptons directs de disposer d'une modélisation fiable des propriétés cinématiques de ces derniers, la connaissance des taux absolus de désintégration (rapports d'embranchement) est aussi importante pour déterminer la composition de l'échantillon à partir duquel la mesure est effectuée. Tout comme les spectres en impulsion des leptons, ces rapports d'embranchement peuvent être extraits des données de basse énergie, lors de l'ajustement des distributions expérimentales. Ainsi la valeur de $Br(\text{b}\to\ell)$ est-elle ajourd'hui connue à mieux que 2%, grâce aux récentes mesures effectuées à l'$\Upsilon(4S)$ [22] :

$$Br(\text{b}\to\ell) = (10.46 \pm 0.20)\ \%$$

L'utilisation de ce résultat pour la mesure de l'asymétrie avant-arrière est cependant problématique. En effet, environ 20% des hadrons B produits à LEP ne sont pas accessibles à l'$\Upsilon(4S)$ (les mésons

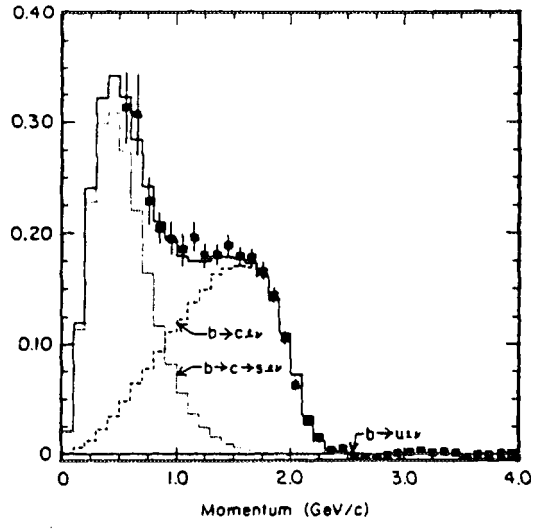


Figure 4.6: *Ajustement du spectre en impulsion des leptons issus des désintégrations semi-leptoniques des mésons B observé à CLEO avec les prédiction du modèle ACCMM pour les modes* b→c$\ell\overline{\nu}_\ell$, b→u$\ell\overline{\nu}_\ell$ *et* b→c→s$\ell\nu_\ell$. *Figure tirée de [15].*

B_s, et les baryons Λ_b). Certes les modèles théoriques (notamment le modèle des quarks spectateurs) laissent penser que ces mésons ont des rapports d'embranchement semi-leptoniques proches sinon égaux à ceux des mésons B^0 et $B^{\pm}$. Mais on peut se demander jusqu'à quel point il est possible d'avoir confiance en ces calculs, sachant que ceux-ci prédisent pour le moment un taux de désintégration semi-leptonique très supérieur (entre 12.5 et 15% pour $Br(b\to\ell)$, cf [23]) au taux effectivement mesuré.

On préfèrera pour cette raison se fier aux valeurs des rapports d'embranchement semi-leptoniques mesurées directement à LEP, lorsque celles ci sont disponibles. Ces mesures, obtenues par un ajustement du spectre en impulsion et en impulsion transverse des leptons inclusifs [24], dépendent du modèle de désintégration semi-leptonique choisi pour paramétriser les propriétés cinématiques des leptons. La valeur moyenne des mesures à LEP [25]:

$$Br(b\to\ell) = (11.10 \pm 0.23)\ \%$$

s'avère de fait sensiblement plus élevée que la valeur obtenue à l'$\Upsilon(4S)$.

4.3 Le mélange B^0-$\overline{B^0}$

La méthode des leptons directs utilisée pour la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds repose sur le fait que le signe du lepton issu de la désintégration d'un hadron beau ou charmé permet de déterminer sans ambiguité le signe du quark lourd constituant ce hadron. Ce faisant, on suppose implicitement que le quark (ou l'anti-quark) contenu dans le hadron qui se désintègre est identique au quark (ou à l'anti-quark) issu de la paire $q\overline{q}$ primaire. Il se trouve que cette hypothèse n'est pas nécessairement vérifiée dans le cas des mésons neutres $B^0_{d,s}$, qui sont susceptibles "d'osciller" en leur anti-particule $\overline{B^0_{d,s}}$ avant de se désintégrer.

4.3.1 Origine du mélange dans le Modèle Standard

L'oscillation dans le système B^0-$\overline{B^0}$ s'explique, dans le cadre du Modèle Standard, par l'existence de diagrammes en boîte [26] faisant intervenir le quark top (figure 4.7).

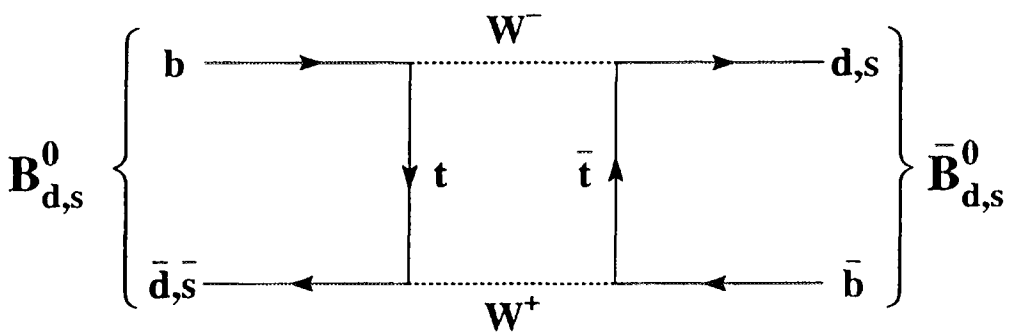


Figure 4.7: *Diagramme en boîte responsable du phénomène d'oscillation des mésons neutres* $B^0_{d,s}$.

Le calcul de ces diagrammes en boîte montre que la fréquence d'oscillation, notée Δm_x pour $x = d$ ou s, est donnée approximativement par:

$$\Delta m_x \approx \frac{G_F^2}{6\pi^2} f_{QCD}\, m_{top}^2\, |V_{tx}^* V_{tb}|^2 ,$$

où G_F est la constante de Fermi, et f_{QCD} un facteur tenant compte de différents effets de l'interaction forte [6]. Δm_x varie suivant le carré des coefficients de la matrice CKM intervenant, et est donc nettement plus élevée pour les mésons B_s^0 que pour les mésons B_d^0 ($|V_{ts}/V_{td}|^2 \approx 10$).

On définit le paramètre de mélange moyen, $\overline{\chi}$, comme la probabilité qu'un hadron beau oscille avant de se désintégrer. $\overline{\chi}$ dépend des fractions relatives de hadrons beaux produits au cours de la fragmentation (à savoir les mésons neutres B_s^0 et B_d^0, mais aussi les mésons chargés B_u^+ et les baryons Λ_b qui n'oscillent pas [7]) et des probabilités d'oscillation χ_s et χ_d des mésons B_s^0 et B_d^0:

$$\overline{\chi} = f_{B_d^0}\, \chi_d + f_{B_s^0}\, \chi_s + f_{B_u^+}\, 0 + f_{\Lambda_b}\, 0 . \qquad (4.4)$$

Les quantités χ_d et χ_s sont elles mêmes reliées à la fréquence d'oscillation et à la durée de vie $\tau_{B^0_{d,s}}$ du méson par:

$$\chi_{d,s} = \frac{1}{2}\frac{x_{d,s}^2}{1+x_{d,s}^2} ,$$

avec $x_{d,s} = \tau_{B^0_{d,s}} \Delta m_{d,s}$.

La mesure de χ_d est possible, soit directement par ARGUS et CLEO [27] à l'$\Upsilon(4S)$ où l'énergie disponible ne permet de produire que des mésons B_d^0 (et des $B^\pm$) soit indirectement à

[6] estimés par des calculs QCD sur réseaux avec une large incertitude théorique ~50%.

[7] ces fractions valent approximativement: $f_{B_d^0} = f_{B_u^+} \approx 38\%$, $f_{B_s^0} \approx 10\%$ et $f_{\Lambda_b} \approx 13\%$.

LEP (et CDF) par l'intermédiaire d'une mesure de $\tau_{B^0_d}$ et de la fréquence d'oscillation Δm_d [28, 29]. La combinaison des mesures les plus récentes, désormais dominée par les mesures effectuées à LEP, donne [30]:

$$\chi_d = 0.170 \pm 0.011 \ .$$

La valeur de Δm_s en revanche n'est pas directement accessible à LEP, la fréquence des oscillations étant trop importante pour pouvoir être mesurée compte tenu des résolutions temporelles. On ne peut que fixer une limite inférieure [30]:

$$\Delta m_s > 5.6 \text{ ps}^{-1} \quad (95\%\text{degré de confiance})$$

Cette limite peut également se traduire par une contrainte sur la probabilité d'oscillation des mésons B^0_s : $\chi_s > 0.49$. Sachant que par définition $\chi_s \leq 0.5$, la limite obtenue équivaut en pratique à une mesure de χ_s (à ± 0.01) et permet de déduire que pour le méson B^0_s le mélange est pratiquement maximal ($\chi_s \sim 0.5$).

4.3.2 Influence du mélange B^0-$\overline{B^0}$ sur la mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark b

Le mélange dans le système B^0-$\overline{B^0}$ a pour effet de diluer l'asymétrie avant-arrière du quark b. En effet, la fraction $\overline{\chi}$ d'événements dans lesquels le quark (ou l'anti-quark) primaire a oscillé avant de se désintégrer, a pour asymétrie $-A^b_{FB}$, de sorte que l'asymétrie totale mesurée vaut :

$$A^{b,mel}_{FB} = A^b_{FB}\,(1-\overline{\chi}) - A^b_{FB}\,\overline{\chi} = A^b_{FB}\,(1-2\overline{\chi}) \ .$$

Les mesures séparées de χ_d et χ_s ne permettent pas de fournir une détermination suffisamment précise de $\overline{\chi}$, à cause des erreurs dont elles sont elles-mêmes entachées, et de l'incertitude sur la valeur des fractions de hadrons beaux produits dans les événements $b\overline{b}$ à LEP (en particulier $f_{B^0_d}$ et $f_{B^0_s}$) [8].

La valeur la plus précise de $\overline{\chi}$ est obtenue à LEP en utilisant les leptons inclusifs, grâce à la mesure du rapport :

$$R = \frac{n_{\ell^\pm\ell^\pm}}{n_{\ell^\pm\ell^\pm} + n_{\ell^\pm\ell^\mp}} \ ,$$

où $n_{\ell^\pm\ell^\pm}$ désigne le nombre d'événements contenant deux leptons de même signe, et $n_{\ell^\pm\ell^\mp}$ le nombre d'événements contenant deux leptons de signes opposés. Dans l'hypothèse où les deux leptons sont issus de la désintégration semi-leptonique du quark b et de l'anti-quark $\overline{b}$, ils seront de même signe si l'un quelconque (mais seulement un) des quarks a oscillé :

$$n_{\ell^\pm\ell^\pm} \propto 2\overline{\chi}(1-\overline{\chi}) \ ,$$

et de signe contraire si aucun des quarks n'a oscillé, ou si les deux quarks ont oscillé :

$$n_{\ell^\pm\ell^\mp} \propto (1-\overline{\chi})^2 + \overline{\chi}^2 \ .$$

[8] On peut noter du reste que c'est en fait la mesure de $\overline{\chi}$ qui fournit aujourd'hui la contrainte la plus précise sur $f_{B^0_s}$ par l'intermédiaire de la relation 4.4.

La valeur de R fournit ainsi directement une mesure de $\overline{\chi}$:

$$R = \frac{2\overline{\chi}(1-\overline{\chi})}{2\overline{\chi}(1-\overline{\chi}) + (1-\overline{\chi})^2 + \overline{\chi}^2} = 2\overline{\chi}(1-\overline{\chi}) \ .$$

Etant donné que la connaissance de $\overline{\chi}$ est indispensable pour extraire la valeur de $A_{\rm FB}^{\rm b}$ de l'asymétrie observée, et que sa mesure repose, comme pour $A_{\rm FB}^{\rm b}$, sur l'utilisation des leptons inclusifs, il est naturel de chercher à déterminer ces deux quantités simultanément. C'est le choix qui a été fait dans cette analyse, comme on le verra au chapitre 10.

4.4 Conclusion

L'utilisation des leptons directs pour la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks b et c nécessite d'être capable de prédire avec précision leurs propriétés cinématiques. Or ces propriétés sont conditionnées par deux phénomènes, la fragmentation des quarks et les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux et charmés, sur lesquels subsistent aujourd'hui de nombreuses incertitudes théoriques.

Des modèles simples, exploitant en particulier la masse élevée des quarks b et c, permettent cependant de pallier à ces incertitudes. Bien que le détail des processus mis en jeu reste incompris, ces modèles, ajustés et amplement testés à basse énergie, nous permettront de mener la mesure dans des conditions satisfaisantes.

Bibliographie

[1] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[2] T. Sjöstrand, Int. Jour. Mod. Phys. A, vol. 3, num. 4 (1988) 751.

[3] B. Andreson, G. Gustafson et B. Söderberg, Z Phys. **C20** (1993) 317.

[4] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347;
T. Sjöstrand, *JETSET 7.3: physics and manual*, CERN-TH/92-6488.

[5] Collaboration OPAL, *A Measurement of Global Event Shape Distributions in the Hadronic Decays of the* Z^0 Z. Phys. **C47** (1990) 505;voir aussi *A Study of Differences Between Quark and Gluon Jets Using Vertex Tagging of Quark Jets*, Z. Phys. **C58** (1993) 387.

[6] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt et Z. Zerwas, *Scaling violations in inclusive* e^+e^- *annihilation spectra*, Phys. Rev. **D27** (1993) 105.

[7] M. G. Bowler, Z. Phys. **C11** (1981) 169 et D. A. Morris, Nucl. Phys. **B313** (1989) 634.

[8] P. Collins, T. Spiller, J. Phys. **G11** (1985) 1289.

[9] V. G. Kartvelishvili, A. K. Likehoded, V. A. Petrov, Phys. Lett. **78B** (1978) 615.

[10] Collaboration OPAL, *A measurement of the forward backward asymmetry of* $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ *and* $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ *at center of mass energies on and near the* Z^0 *peak using* D^* *mesons*, Z. Phys. **C60** (1993) 601.

[11] Collaboration OPAL, *A study of b quark fragmentation into* B^0 *and* $B^{\pm}$ *mesons at LEP*, CERN-PPE/95-122;

[12] Collaboration OPAL, *A Study of Heavy Flavour Production Using Muons in Hadronic* Z^0 *decays*, Phys. Lett. **B263** (1991) 311.

[13] P. S. Wells, *Systematic variation of fragmentation parameters for b physics analyses*, Note interne OPAL TN125, 20 mars 1993.

[14] A. De Angelis, *Properties of the* $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ *Events*, XXIV Symposium on Multiparticle Dynamics, Italie, septembre 1994, CERN-PPE/94-174.

[15] J. D. Richman, P. R. Burchat, *Leptonic and Semileptonic Decays of Charm and Bottom Hadrons*, UCSB-HEP-95-08, à paraître dans Rev. Mod. Phys.

[16] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Corbo, L. Maiani et G. Martinelli, *Leptonic decay of heavy flavors: a theoretical update*, Nucl. Phys. **B365** (1982) 365.

[17] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein et M. B. Wise, *Semileptonic B and D decays in the quark model*, Phys. Rev. **D39** (1989) 799.

[18] N. Cabibbo, G. Corbo et L. Maiani, *Lepton spectrum in semileptonic charm decay*, Nucl. Phys. **B155** (1979) 93.

[19] Collaboration CLEO, *Measurement of semileptonique branching fractions of B mesons at the $\Upsilon(4S)$ resonance*, Phys. Rev., **D45** (1992) 2212.

[20] DELCO, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1073;
MARK III, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1976.

[21] LEP Electroweak Working Group, *A Consistent Treatment of Systematic Errors for LEP Electroweak heavy Flavour Analyses*, fevrier 1994, LEPHF/94-01, note interne OPAL TN213.

[22] M. Schmitt, *Beauty Semileptonic Decays*, 6th International Symposium on Heavy Flavour Physics, Pise, juin 1995.

[23] I. Bigi, B. Blok, M. Shifman, et A. Vainshtein, *The baffling semileptonic branching ratio of B mesons*, Phys. Lett. **B323** (1994) 408.

[24] Collaboration OPAL, *Measurements of Measurements of B^0-$\overline{B^0}$ mixing, $\Gamma_{b\bar{b}}$ and semileptonic branching ratios for b-flavoured hadrons in hadronic Z0 decays*, Z. Phys. **C60** (1993) 199.

[25] LEP Electroweak Working Group, *A combination of Preliminary LEP Electroweak Results and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/95-172, 24 novembre 1995.

[26] P. Franzini, B^0-$\overline{B^0}$ *mixing: A Review of Recent Progress*, Phys. Rep. **173** (1989) 1.

[27] Collaboration ARGUS, Phys. Lett. **B324** (1994) 249;
Collaboration CLEO, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1680.

[28] Collaboration OPAL, *Measurement of the Time Dependence of B_d^0-$\overline{B_d^0}$ Mixing Using Leptons and $D^{*\pm}$ Mesons*, Phys. Lett. **B336** (1994) 585; *Measurement of the Time Dependence of B_d^0-$\overline{B_d^0}$ Mixing Using a Jet Charge Technique*, Phys. Lett. **B327** (1994) 411.

[29] Collaboration OPAL, *A Study of B Meson Oscillations Using Dilepton Events*, Z. Phys. **C66** (1995) 555.

[30] P. S. Wells, B^0-$\overline{B^0}$ *mixing from e^+e^- colliders*, conférence HEP-EPS95, Bruxelles, juillet 1995.

Partie II

Un détecteur, des programmes

et beaucoup de neurones

Chapitre 5

Détection et traitement des données à OPAL

Introduction

Installé auprès du collisionneur LEP [1] à la frontière franco-suisse, OPAL [2] est avec ALEPH, DELPHI et L3 [3] l'un des plus imposants détecteurs de physique des particules construits à ce jour. Depuis fin 1989, une collaboration internationale constituée d'environ 300 physiciens y enregistre les désintégrations de bosons Z^0 créés par annihilations d'électrons et de positrons, circulant en sens inverse dans un tube à vide de 27 km de circonférence, où ils sont accélérés puis maintenus à une énergie d'environ 45.6 GeV.

La qualité et l'intérêt physique des expériences menées à LEP tient essentiellement à l'énorme statistique des échantillons de données fournies par cette véritable "usine à Z". Cette statistique conditionne en dernier ressort la précision de la quasi-totalité des mesures qui y sont effectuées.

En 6 années de fonctionnement (de 1990 à fin 1995) OPAL a enregistré environ 4,5 millions de désintégrations multihadroniques du Z^0, ce qui correspond à une luminosité intégrée d'environ 170 pb^{-1}. Ceci a été rendu possible par une amélioration constante des performances et de la fiabilité du LEP dont la luminosité n'a cessé d'augmenter au fil des années (figure 5.1), atteignant et dépassant dans le courant de l'année 93, la valeur nominalement prévue de 1.6 $10^{31}cm^{-2}s^{-1}$ (soit plus d'un Z^0 produit toutes les deux secondes). Une performance qui pour avoir été depuis lors maintes fois égalée, voire dépassée, n'en reste pas moins un véritable exploit technologique.

5.1 Le détecteur OPAL

De conception traditionelle par rapport aux trois autres détecteurs LEP, l'expérience OPAL n'est pas, comme son nom le laisse deviner[1], spécialisée dans la détection d'un certain type de particules ou dans la mise en évidence de processus particuliers. Au contraire la parfaite complémentarité des quelques 17 sous-détecteurs qui la compose permet aux physiciens qui en

[1] avec un peu d'imagination et de bonne volonté, le sigle O.P.A.L. peut être interprété comme l'acronyme de "Omni Purpose Apparatus for Lep"

NEXT PAGE(S)
left BLANK

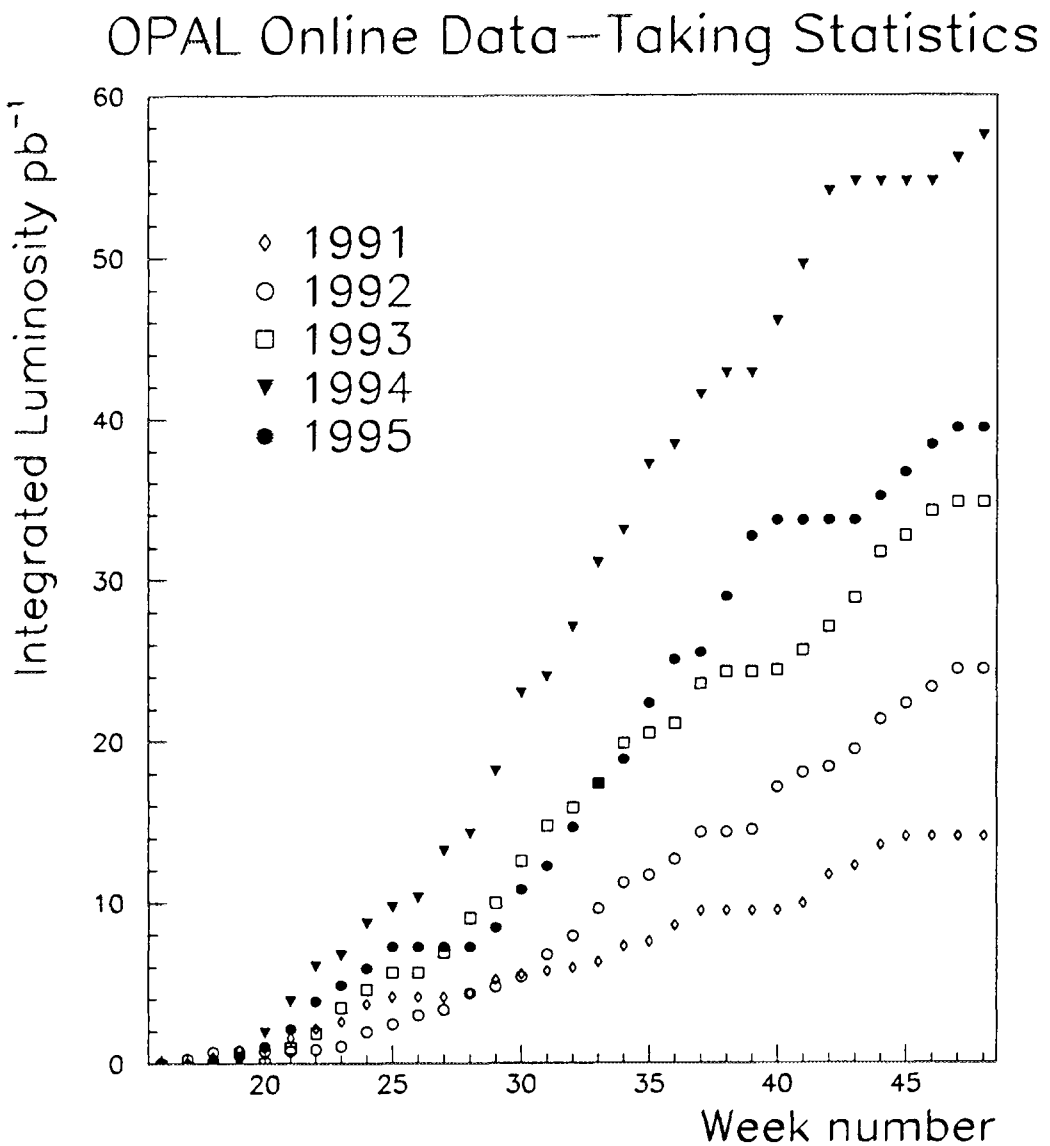


Figure 5.1: *Luminosité intégrée vue par OPAL au cours des années 91 à 95.*

ont la charge d'aborder une gamme extrêmement vaste et variée de sujets d'analyse.

La vue éclatée de la figure 5.2 et la coupe transverse de la figure 5.3 mettent en évidence la disposition caractéristique "en couches" des différents sous-détecteurs qui se succèdent sans interruption d'une distance allant de 6 cm jusqu'à environ 5 m autour du point d'interaction. Suivant sa fonction première, chaque sous-détecteur peut être classé dans l'une ou l'autre des trois catégories suivantes :

- les détecteurs de position, dont le rôle est de repérer le passage des particules chargées afin de reconstruire leur trajectoire (et donc leur impulsion).
- les calorimètres, c'est-à-dire les détecteurs utilisés pour la mesure de l'énergie des particules chargées ou neutres.
- les détecteurs spécifiques, qui fournissent une information susceptible d'aider à l'identification de certains types de particules, ou dédiés à la mesure d'un processus particulier (chambres à muons, luminomètre, détecteur temps de vol,...).

Le système de coordonnée le mieux adapté à la configuration du détecteur est un système cylindrique (z, r, ϕ), centrée au voisinage du point d'interaction, l'axe z étant orienté parallèlement aux faisceaux, dans la direction des électrons. ϕ est appelé angle azimuthal et θ, défini par $\cos\theta = z/r$, répond au doux nom d'angle polaire.

5.1.1 La reconstruction des traces chargées

La reconstruction des trajectoires des particules chargées est assurée par le "détecteur central" constitué d'un ensemble de 4 sous-détecteurs situés à une distance comprise entre 6 cm et 1.9 m du point d'interaction :

- un détecteur à micro-vertex en silicium,
- une chambre à vertex,
- une chambre à jets de grand volume,
- des chambres Z, ainsi appelées car fournissant une mesure de la coordonnée z des traces sortant de la chambre à jets.

Ces détecteurs baignent dans un champ magnétique dirigé suivant z fourni par une bobine conventionelle (chaude) de rayon 2.2 m et de longueur 6.3 m; constituée de fils d'aluminium équivalents à une épaisseur totale de 10 cm et parcourue par un courant continu de 7000 ampères, cette bobine maintient un champ magnétique d'intensité 0.435 Tesla uniforme à 0.5% dans un volume total d'environ 100 m^3.

Le détecteur à micro vertex : SI

Entre 1990 et 1991, OPAL s'est équipé d'un détecteur à micro-vertex en silicium SI [4], devenu opérationel en juin 1991. Ce détecteur est constitué de 2 couches cylindriques situées à $r = 6.1$ cm

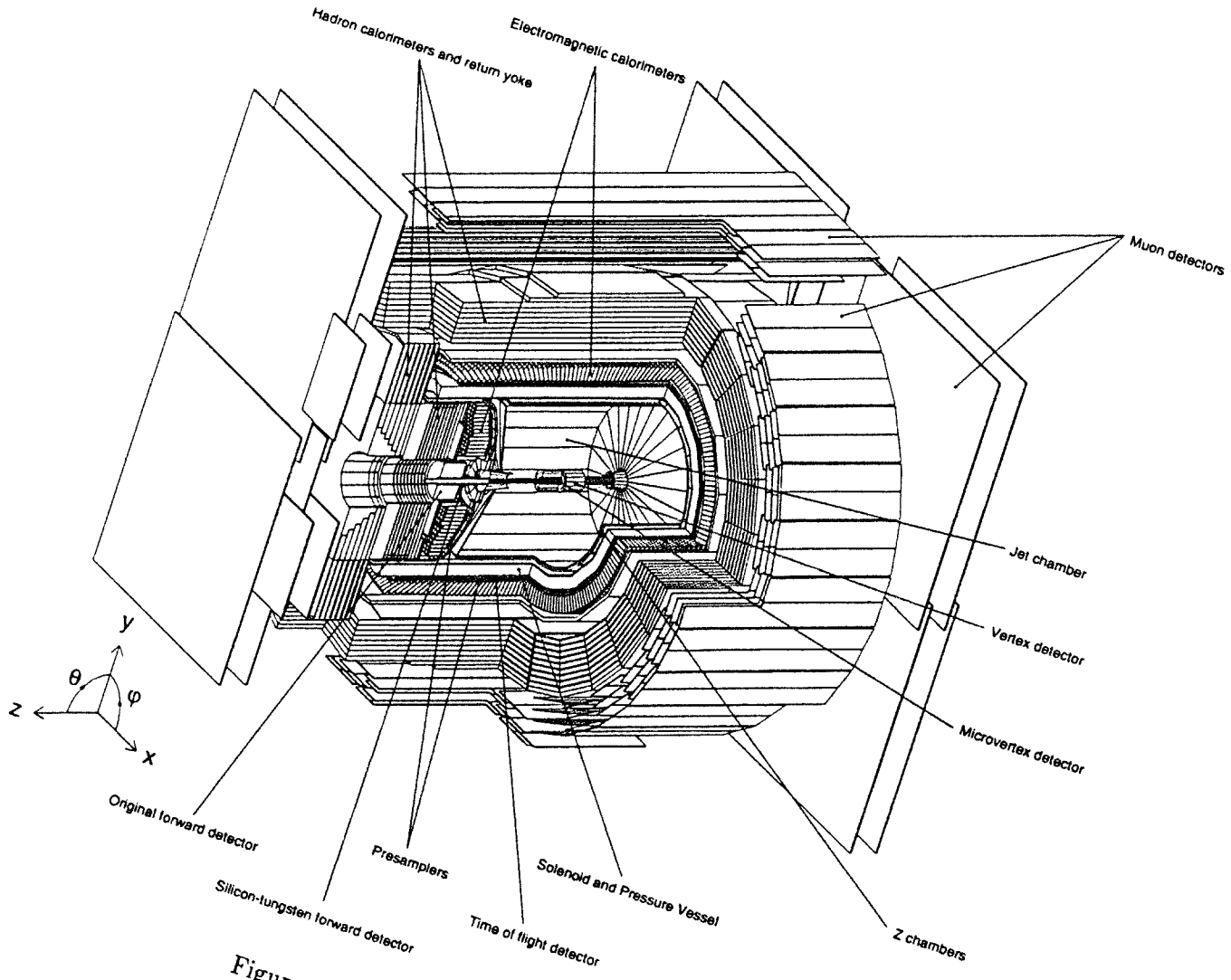


Figure 5.2: *Vue éclatée du détecteur OPAL.*

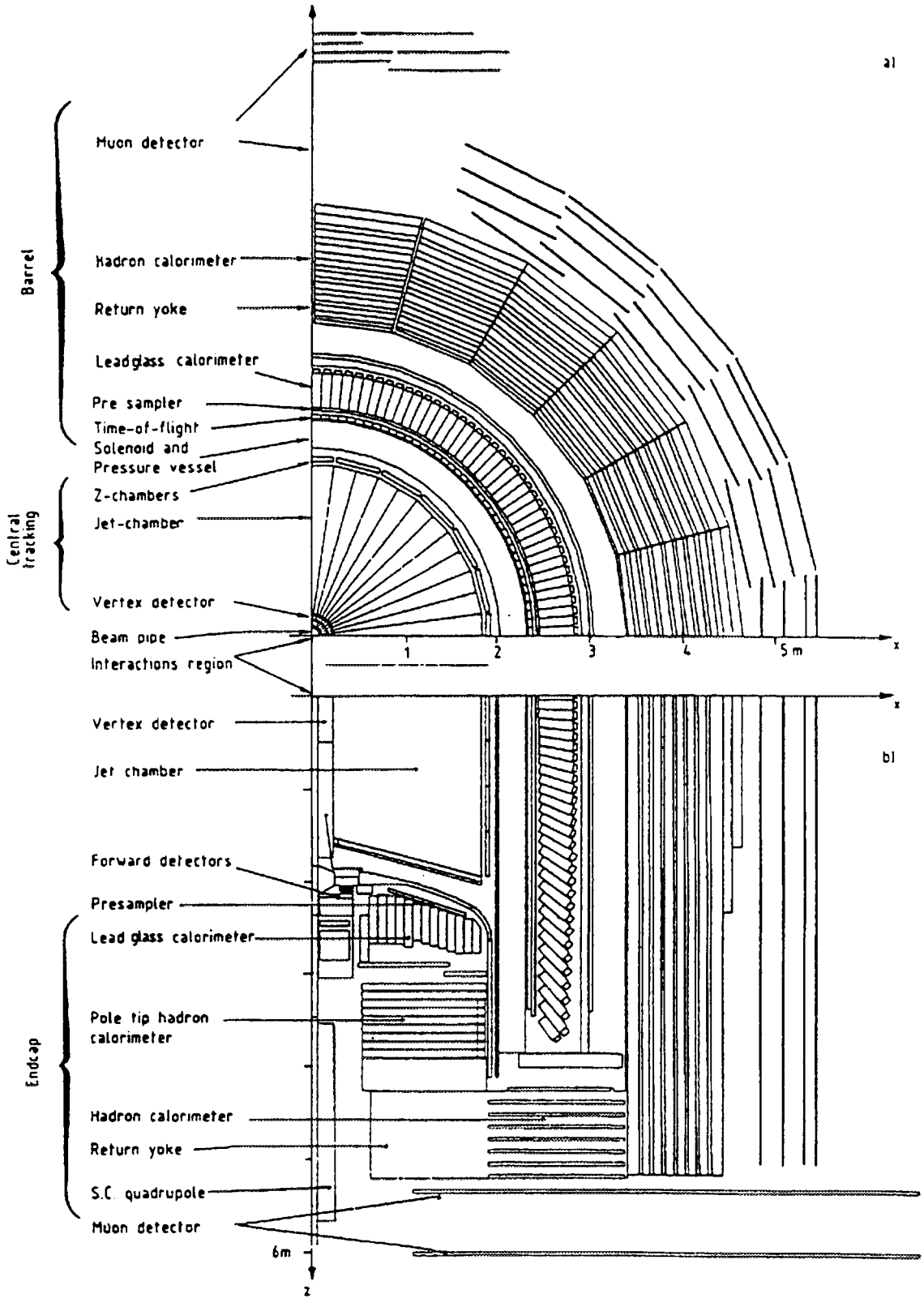


Figure 5.3: *Vue en coupe transverse xy (a) et xz (b) du détecteur OPAL. L'axe z est orienté suivant la direction du faisceau d'électrons et l'axe x suivant l'horizontale, pointant vers le centre du LEP.*

et $r = 7.5$ cm entre deux tubes à vide de rayon respectif 5.3 et 8.0 cm. Ces couches sont divisées suivant ϕ en respectivement 11 et 14 secteurs (figure 5.4) qui assurent une couverture angulaire azimuthale proche de 90%.

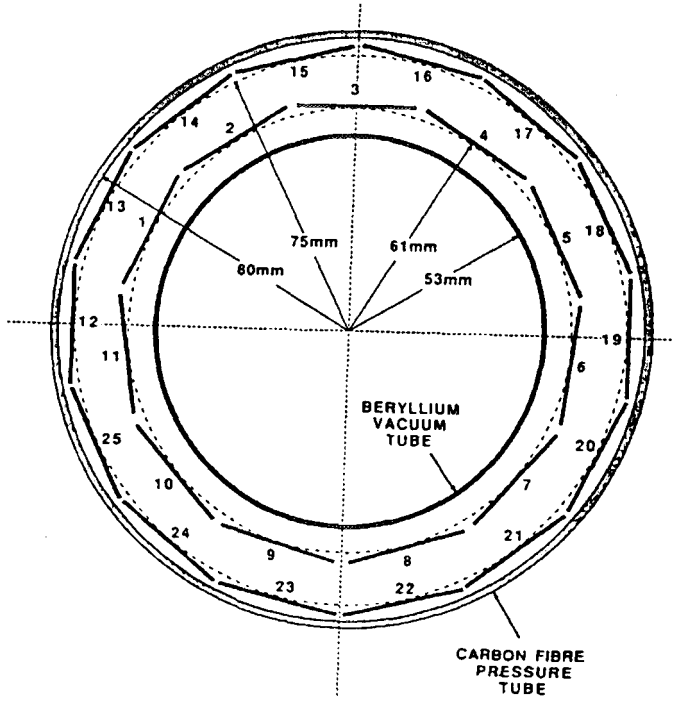


Figure 5.4: *Vue en coupe perpendiculaire à l'axe du faisceau du détecteur en silicium. Les secteurs sont numérotés de 1 à 11 dans la première couche et de 12 à 25 dans la deuxième couche.*

Dans une première phase, chaque secteur était lui même divisé suivant sa longueur (181 mm) en trois plaquettes de silicium d'épaisseur 300 μm connectées en série (figure 5.5). Chaque plaquette est munie sur l'une de ses faces de 629 micro-bandes alignées suivant z, distantes de 50 μm et dont la lecture à chaque extrémité permet d'obtenir une résolution intrinsèque de 5 μm en r-ϕ sur la position du point d'impact d'une particule.

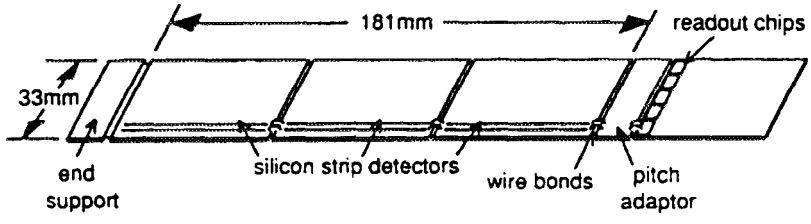


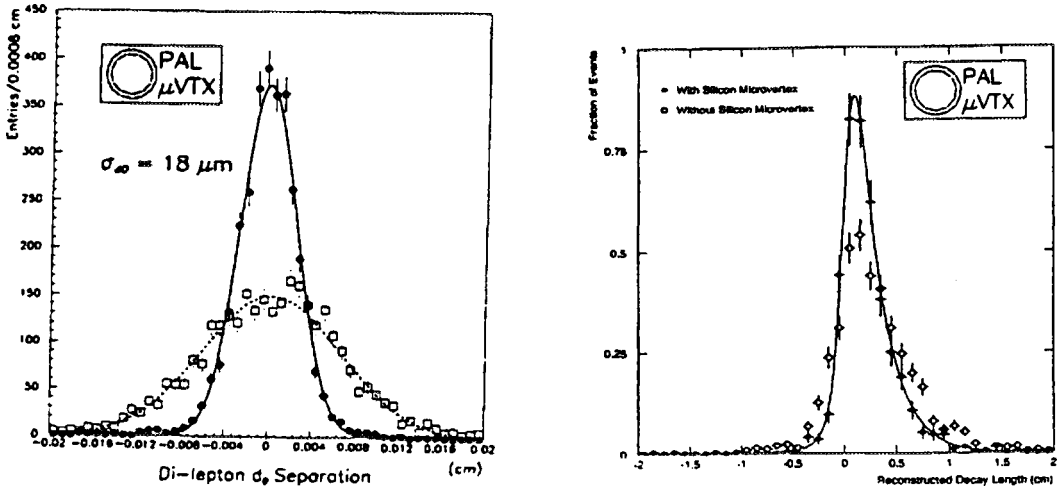
Figure 5.5: *Vue d'un secteur du détecteur en silicium. Les trois plaquettes centrales abritant les micro-bandes sont reliées en série, et lues à chaque extrémité.*

Dans une deuxième phase (mars 1993), chaque secteur a été équipé sur sa face libre de détecteurs à micro-bandes identiques mais orientés perpendiculairement aux premiers, afin de

fournir également une mesure de la coordonnée z, avec une résolution intrinsèque en incidence normale estimée à 13 μm en faisceaux tests [5]. In situ et dans des conditions normales d'opération, la résolution est limitée par l'incertitude sur la position relative du SI par rapport aux autres détecteurs. Ces problèmes d'alignement dégradent les résolutions spatiales intrinsèques de plus d'un facteur 2.

Il faut noter qu'aucune analyse publiée par OPAL n'a jusqu'à ce jour fait usage de la coordonnée z fournie par SI. Cette information n'est encore maintenant pas utilisée par défaut lors de la reconstruction des traces. Par ailleurs, suite à un problème de refroidissement, SI a été endommagé à la fin de la période de prise de données en 94 et a dû être retiré du détecteur. Près de 20% des événements enregistrés au cours de cette année ne contiennent donc pas d'information du détecteur à micro-vertex. Au début de l'année 95, SI a été réinstallé avec un nombre accru de secteurs par couche (respectivement 12 et 15) de façon à assurer une couverture angulaire en ϕ proche de 100%, l'acceptance en θ restant inchangée.

La figure 5.6 illustre le gain en résolution obtenu grâce à ce détecteur dans la mesure du paramètre d'impact d_0 des traces (c'est-à-dire de la distance d'approche minimale au vertex primaire dans le plan r-ϕ) et de la distance de vol (distance entre le vertex primaire et un vertex secondaire). Ces deux quantités sont particulièrement importantes et font partie des variables qui seront utilisées dans cette analyse pour identifier les traces issues des désintégrations des hadrons de grande durée de vie (cf chapitre 9).



(a) (b)

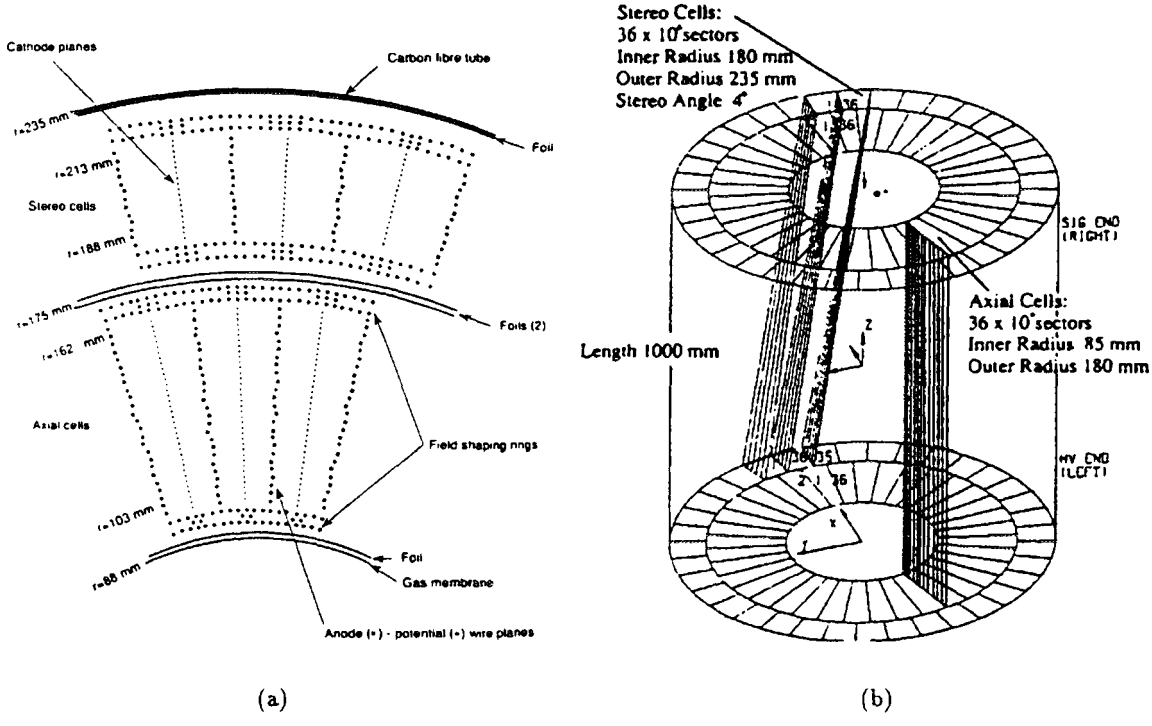
Figure 5.6: *Résolution de la mesure (a) du paramètre d'impact et (b) de la distance de vol avec ou sans le détecteur à microvertex (les points sombres sont obtenus avec SI).*

La chambre à vertex et la chambre à jets : CV,CJ

Ces deux chambres sont des chambres à dérive conventionelles opérant sous un mélange de gaz constitué à majorité d'argon (88.2%) et de méthane (9.8%) et conservé sous 4 bars dans une

enceinte préssurisée.

La chambre à vertex, d'une longueur de 1 m, comprend deux couches successives, chacune étant divisée en 36 secteurs suivant ϕ (figure 5.7 (a)). Au centre de chaque secteur de la première couche, une rangée de fils d'anodes parallèles à l'axe du faisceau et distants de 5.3 mm permet de mesurer jusqu'à 12 points d'une trajectoire, à une distance comprise entre 10.3 et 16.2 cm du point d'interaction, avec une résolution proche de 50 μm en r-ϕ (pour une distance de dérive maximale de 1.5 cm).



(a) (b)

Figure 5.7: *Vue en coupe transverse (a) et en perspective (b) de la chambre à vertex.*

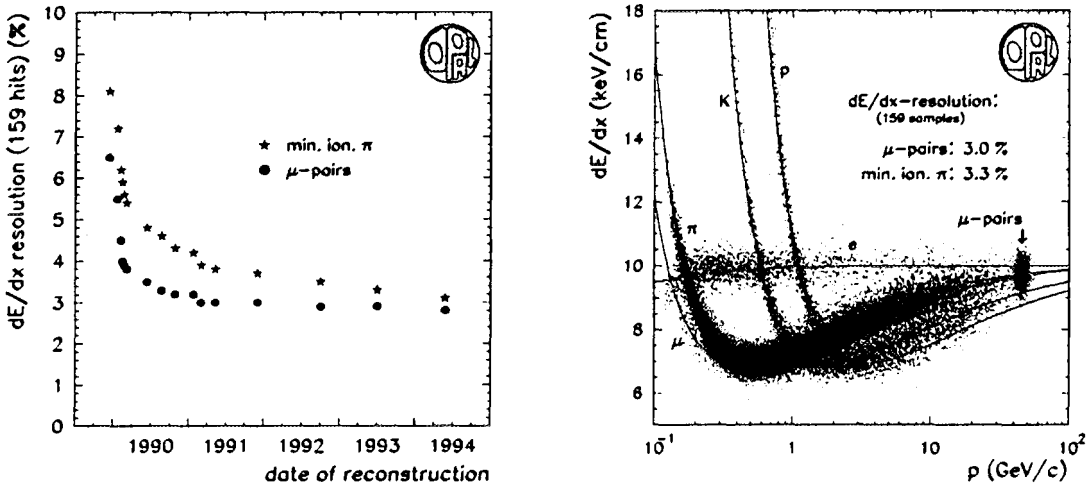
Pour chaque point, le laps de temps séparant l'arrivée du signal à chacune des extrémités des fils fournit également une mesure approximative de la coordonnée z ($\sigma_z \approx 4$ cm) utilisée pour une reconstruction rapide des traces au niveau du déclenchement. Dans la deuxième couche, chaque secteur contient 6 fils d'anode, inclinés d'un angle de 4^0 par rapport à ceux de la première couche (figure 5.7 (b)). Cette inclinaison permet, par comparaison des temps de dérive mesurés dans chaque couche, une mesure de z avec une précision moyenne de 800 μm.

La chambre à jets d'OPAL, dont la construction s'inspire de celle utilisée par l'expérience JADE à PETRA [6], est la plus grande de ce type en fonctionnement. D'une longueur de 4 m, pour un rayon extérieur de 1.85 m, elle est divisée suivant ϕ en 24 secteurs identiques, contenant chacun 159 fils espacés radialement de 10 mm. Elle permet d'obtenir un minimum de 8 points de mesure pour chaque trace dans 98% de l'angle solide. La distance de dérive maximale varie de 3 à 25 cm au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'axe des faisceaux.

La position dans le plan r-ϕ obtenue à partir du temp de dérive est mesurée avec une résolution moyenne de 135 μm (ce qui correspond à une distance de dérive moyenne de 7 cm).

Le rapport et la somme des charges collectées aux deux extrémités de chaque fil fournissent respectivement une mesure de la coordonnées z ($\sigma_z = 6$ cm) et de la perte d'énergie par ionisation par unité de longueur, $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. La pression (4 bars), le champ de dérive (890 V/cm) et le gain d'environ 10^4, ont été choisis de façon à optimiser la résolution sur la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ (favorisée par un gain faible), sans dégrader excessivement la mesure de la coordonnée z par la méthode de division de charge (qui requiert un gain élevé).

Grâce au progrès de l'étalonnage et à la prise en compte d'un nombre croissant de termes correctifs, la résolution sur la mesure du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ n'a cessé de s'améliorer au cours des années (figure 5.8), se stabilisant autour de 3.2% en 1994 (pour 159 points de mesure). La mesure du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ joue un rôle majeur à OPAL dans l'identification des particules, et notamment pour la discrimination hadrons/electrons dans un domaine d'impulsion allant de 2 à 10 GeV/c. Son utilisation dans la procédure de sélection des électrons sera décrite en détails dans le chapitre 7.



(a) (b)

Figure 5.8: *(a) Evolution de la résolution de la mesure de* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ *au fil des années, (b) Diagramme illustrant la dépendance du* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ *avec l'impulsion pour différents types de particules. La séparation hadrons/électrons est particulièrement nette dans le domaine d'impulsion compris entre 2 et 10 GeV/c.*

Les chambres à mesure de z : CZ

A la périphérie de la chambre à jet, une dernière couche de chambres à dérive permet une détermination précise de la coordonnées z du dernier point de toute trajectoire contenue dans la partie centrale du détecteur, $|\cos\theta| < 0.72$ (le z du premier point de chaque trajectoire étant par ailleurs mesuré avec une précision de l'ordre de 100 μm, soit directement par SI, soit par l'intermédiaire de la position du vertex primaire de l'événement).

24 secteurs, de 4 m de long et 50 cm de large, sont divisés dans leur longueur en 8 cellules munies de 6 fils d'anode orientés perpendiculairement à l'axe du faisceau et espacés radialement de 0.4 cm (figure 5.9). La distance de dérive maximale suivant z est d'environ 25 cm. Le gaz

utilisé est le même que celui alimentant CV et CJ, et la pression est identique. Du fait de l'existence de zones mortes entre les secteurs, la couverture angulaire en ϕ n'est que de 94%.

La résolution intrinsèque obtenue sur la mesure de z est de l'ordre de 200 μm, mais l'alignement avec les autres détecteurs n'est pas connu à mieux que 1 mm. L'information de CZ reste malgré tout extrêmement utile puisqu'elle permet de diminuer l'incertitude moyenne sur la mesure de l'angle polaire θ des traces chargées de ~30 à 3 mrad dans la partie centrale du détecteur.

Pour les traces émises vers l'avant ou vers l'arrière, c'est-à-dire hors de l'acceptance de CZ ($|\cos\theta| > 0.72$), la résolution angulaire σ_θ est nettement moins bonne puisque dominée par l'incertitude sur la mesure de z fournie par CJ ($\approx$ 6 cm). Dans ce domaine angulaire la mesure de z peut cependant être considérablement améliorée par la technique dite du "dernier point". En effet, connaissant la position de l'extrêmité du dernier fil touché (qui est une fonction linéaire du rayon compte tenu de la forme conique de la chambre, voir figure 5.9), l'incertitude sur z s'exprime approximativement sous la forme: $\sigma_z \approx \delta_{fil}/\tan\theta$, δ_{fil} étant la distance entre 2 fils consécutifs de CJ (10 mm). A $\theta = 25^0$ ($\cos\theta$=0.90), l'erreur sur z est donc typiquement de 2 cm, soit 3 fois moins qu'en exploitant le rapport des charges collectées à chaque extrémité.

En moyenne, hors de l'acceptance de CZ, la résolution angulaire en θ est comprise entre 10 et 15 mrad. La précision de la mesure de θ joue comme on le verra un rôle particulièrement important dans les procédures d'identification des leptons, qui reposent en grande partie sur l'association d'une trace chargée à un dépot d'énergie dans le calorimètre électromagnétique ou à un segment de trajectoire reconstruit dans les chambres à muons.

Le tableau 5.1 résume les caractéristiques principales des quatres détecteurs de traces présentés ainsi que leurs performances individuelles. En combinant l'ensemble des informations fournies, l'impulsion p et le paramètre d'impact d_0 sont mesurées avec une résolution[2] de:

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = 1.28 \times 10^{-3}\ \mathrm{GeV}^{-1} \quad \text{et} \quad \sigma_{d_0} \approx 20\ \mu\mathrm{m}$$

En résumé, le système de reconstruction des traces à OPAL se caractérise par une parfaite complémentarité des sous-détecteurs qui le composent et qui, bien que faisant appel à des technologies qui ont fait leur preuve, possèdent d'excellentes résolutions intrinsèques. Les difficultés liées à l'incertitude sur l'alignement relatif des différents sous-détecteurs dégradent malgré tout ces perfomances, et ne sont pas à négliger.

5.1.2 Les mesures d'énergie

Placés après l'aimant, deux calorimètres à absorption totale permettent de mesurer l'énergie et la position des particules chargées ou neutres quittant les détecteurs de trace: le calorimètre électromagnétique ECAL où les photons, les π^0 et les électrons sont absorbés en développant une gerbe caractéristique, et le calorimètre hadronique HCAL, qui piège par interactions nucléaires les hadrons n'ayant pas encore intéragi.

[2] mesurée avec des muons de 45 GeV dans la partie centrale du détecteur ($|\cos\theta|$<0.7)

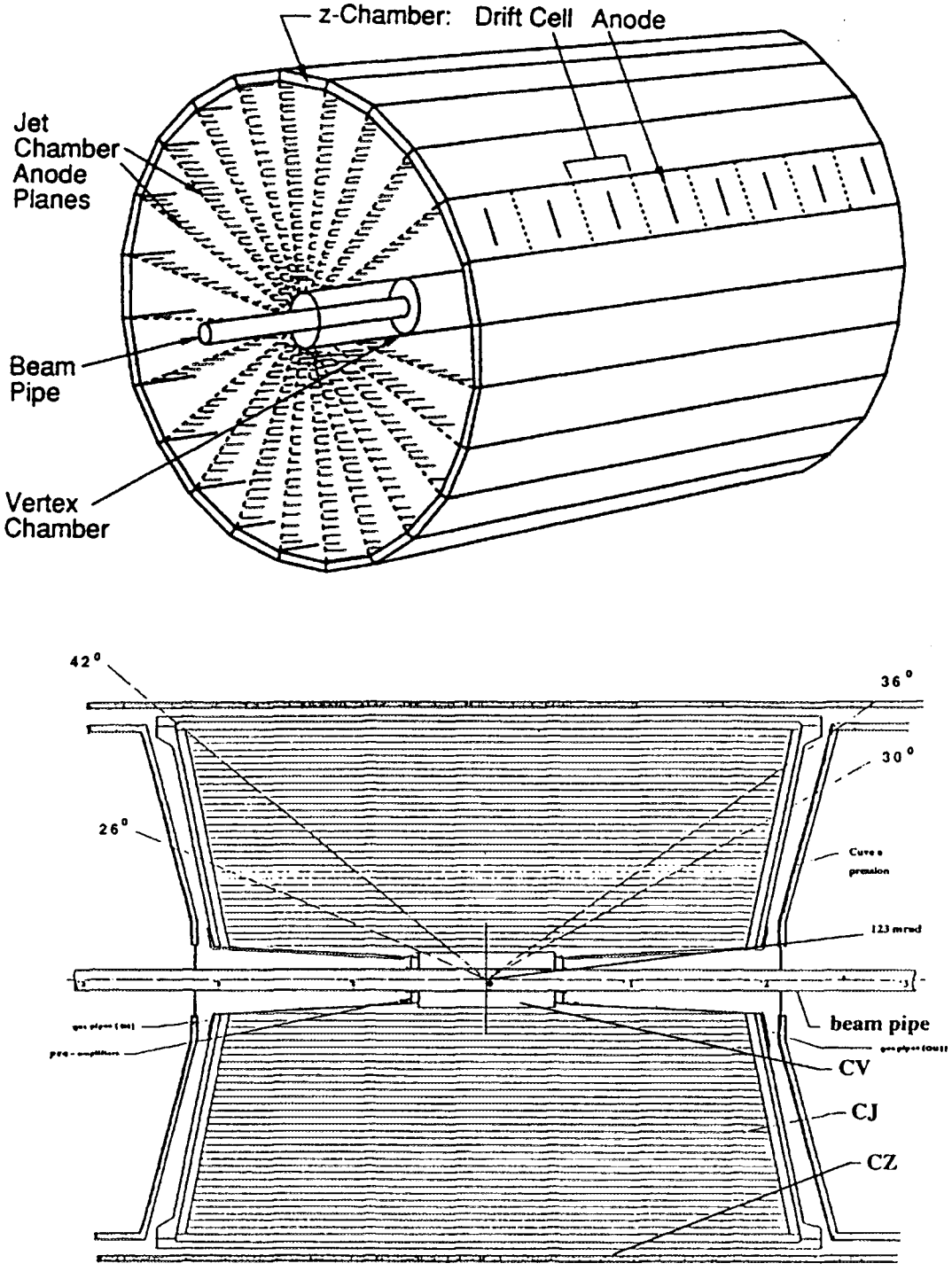


Figure 5.9: *Vue en perspective et en coupe longitudinale des trois chambres à dérive utilisées pour la reconstruction des traces dans la partie centrale du détecteur: la chambre à vertex (CV), la chambre à jets (CJ) et les chambres à mesure de z (CZ).*

Sous détecteur	Extension radiale	Couverture angulaire	Nombre max. de points	Résolution $\sigma_{r-\phi}$	Résolution σ_z
SI	r= 6.1 et 7.5 cm	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.77$	2	$5\mu m^{(*)}$	$13\mu m^{(*)}$
CV	r= 8.8 à 23.5 cm	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.92$	18	$55\mu m$	$800\mu m$
CJ	r= 25.5 à 185.0 cm	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.73$	159	$135\mu m$	6cm
CZ	r= 1.85 m	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.72$	6	1.5cm	$200\mu m^{(*)}$

Tableau 5.1: *Principales caractéristiques et performances des 4 sous détecteurs utilisés pour la reconstruction des traces à OPAL. La couverture angulaire correspond au cas où tous les points sont mesurés. Les résolutions repérées par une astérisque sont les résolutions intrinsèques, mesurées en faisceaux tests.*

Le calorimètre électromagnétique :ECAL

Le calorimètre électromagnétique est constitué d'une partie centrale appelée "baril" (EB) située à un rayon interne de 2.46 m et couvrant le domaine angulaire $|\cos\theta| < 0.81$, fermée à chaque extrémité par deux "bouchons" (en englais "endcaps") (EE) s'étendant jusqu'à $|\cos\theta| = 0.98$. Cette configuration confère au détecteur une excellente herméticité et rend possible la détection des photons et des électrons sur 98% de tout l'angle solide.

La volume actif du calorimètre est constitué de blocs de verre au plomb (du verre contenant 55 à 75 % de PbO en masse) de section carrée de coté $\sim$ 10 cm et de longueur comprise entre 37 cm dans la partie centrale et 52 cm dans les bouchons, ce qui représente une épaisseur de plus de 20 longueurs de radiation X_0. Les 9440 blocs du baril (59 en z $\times$ 160 en ϕ) pointent approximativement vers la zone d'interaction de sorte qu'une particule ne traverse en général qu'un seul bloc, alors que les 1132 blocs de chaque bouchon sont orientés parallèlement à l'axe du faisceau. Cette disposition est clairement mise en évidence sur la coupe transverse xy de la figure 5.3.

La lumière Cerenkov émise au passage d'une particule chargée dans le verre au plomb est collectée par des photo-tubes placés à l'extrêmité de chaque bloc. Bien que la résolution intrinsèque du verre au plomb soit excellente :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{6\%}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV})$$

la présence de plus de 2 X_0 devant le calorimètre (provenant surtout de l'aimant dans la partie centrale et de l'enceinte sous pression entourant CV et CJ dans les bouchons) fait que la plupart des électrons ou photons perdent une fraction importante de leur énergie avant de pénétrer dans le volume actif du détecteur, de sorte que la mesure de leur énergie s'en trouve considérablement dégradée.

Dans des conditions normales d'opérations, la résolution en énergie du calorimètre est donnée

par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1.1\% + \frac{18.8\%}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV})$$

la résolution spatiale sur la position des gerbes électromagnétiques étant quant à elle de l'ordre de 5 mm.

La dégradation de la mesure d'énergie peut malgré tout être atténuée en estimant la quantité d'énergie perdue avant le calorimètre grâce à l'information provenant d'un détecteur "pied-de-gerbe" (appelé "presampler" pour simplifier dans la suite). Situé juste avant le calorimètre et couvrant approximativement le même angle solide, ce détecteur est constitué de chambres à dérive fonctionant en mode saturé, d'une épaisseur totale inférieure à 3 cm. Il fournit une mesure de la multiplicité des gerbes électromagnétiques initiées dans l'aimant ou dans la paroie de l'enceinte préssurisée entourant les détecteurs de traces, multiplicité qui est directement proportionelle à l'énergie perdue *avant* le calorimètre. Grâce à sa fine granularité, le presampler donne également une mesure précise de la position de la gerbe dans le plan perpendiculaire à la direction de la particule, avec une résolution variant de 6 mm dans la partie centrale à 15 mm dans les bouchons.

Le calorimètre hadronique: HCAL

Du point de collision à la sortie du calorimètre électromagnétique, les hadrons doivent traverser au minimum l'équivalent de 2.2 longueurs d'interaction λ_I ; bon nombre d'entre eux seront donc absorbés ou auront du moins perdu une partie de leur énergie. Les rares survivants seront quant à eux définitivement piégés par le calorimètre hadronique.

Ce dernier est constitué de couches d'absorbeur en Fer de 10 cm d'épaisseur, servant également de retour de champ pour l'aimant, entre lesquelles sont disposées des chambres à dérive fonctionnant en mode saturé sous un mélange isobutane (75%) et argon (25%). Dans la partie centrale du détecteur ($|\cos\theta| < 0.81$) 9 couches de chambres (alternant avec 8 couches de fer) fournissent 9 mesures successives de la multiplicité de la gerbe hadronique. Chaque chambre contient 7 à 8 fils parallèles à l'axe du faisceau, isolés les uns des autres par des paroies en PVC et espacés en ϕ de 1 cm. Deux chambres bout à bout permettent de couvrir toute la longueur du détecteur (environ 10 m). Dans les bouchons ($0.81 < |\cos\theta| < 0.91$) les 8 couches successives de chambres (séparées par 7 couches de fer) sont disposées perpendiculairement au faisceau (figure 5.3).

Une troisième partie du détecteur permet d'étendre l'acceptance angulaire jusqu'à $|\cos\theta|$=0.99. Pour améliorer la résolution en énergie et compenser ainsi la dégradation de la résolution en impulsion dans ce domaine angulaire, le nombre de couches de chambres est légèrement supérieur (10) et les couches de fer moins épaisses (8 cm).

Les trois modules du calorimètre hadronique couvrent 94% de l'angle solide et représentent plus de 4 longueurs d'interaction λ_I. La mesure de l'énergie d'une gerbe hadronique est obtenue en combinant l'information des deux calorimètres :

$$E_{had} = E_{HCAL} + r\, E_{ECAL}$$

le coefficient r (~ 3) désignant le rapport de la réponse du calorimètre électromagnétique à un électron et à un pion de même énergie. La résolution moyenne en énergie ainsi obtenue reste

malgré tout assez médiocre:

$$\sigma_E/E \approx 120\%/\sqrt{E} \quad (E \text{ en GeV})$$

Le tableau 5.2 présente une synthèse des principales caractéristiques des deux calorimètres. D'une facon générale, malgré des performances intrinsèques parfois excellentes (spécialement pour le ECAL), les résolutions sur les mesures d'énergie sont considérablement dégradées par la quantité de matière présente devant les calorimètres, provenant essentiellement de la bobine. Ainsi le rôle du calorimètre hadronique consiste essentiellement à empêcher les hadrons d'atteindre les chambres à muons et la mesure d'énergie qu'il fournit est trop imprécise pour être de grande utilité en pratique. En revanche, ces calorimètres présentent une très bonne herméticité et assurent une couverture de l'angle solide proche de 100%.

Caractéristiques	Calorimètre électromagnétique	Calorimètre hadronique
Matière devant le calo.	2.1 X_0	2.2 λ_I
Epaisseur	$> 22\ X_0$	$> 4\ \lambda_I$
Couverture angulaire	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.98$ (98% de 4π)	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.99$ (94% de 4π)
Résolution σ_E/E	$\sim 20\ \%/\sqrt{E}$	$\sim 120\ \%/\sqrt{E}$
Granularité ($\perp$ trace)	$2.3^0 \times 2.3^0$	$7^0 \times 7^0$

Tableau 5.2: *Principales caractéristiques des calorimètres électromagnétiques et hadroniques.*

5.1.3 Les détecteurs spécifiques

En plus des détecteurs de traces et des calorimètres, OPAL est équipé de 3 détecteurs dédiés à des tâches bien particulières: la mesure de la luminosité, l'identification des particules de faible impulsion par la mesure de leur temps de vol, ou encore la détection et l'identification des muons.

La mesure de la luminosité: SW

La mesure la plus précise de la luminosité instantanée est fournie par la détection et le comptage des électrons issus de la diffusion Bhabha $e^+e^- \to e^+e^-$ (voie t) dont la section efficace est bien connue en fonction de l'énergie des faisceaux (460 nb au pic du Z^0 intégrée sur tout l'angle solide, à comparer aux 30 nb de la section efficace hadronique). Comme les électrons diffusés sont peu déviés (la section efficace varie en $1/\theta^3$), le détecteur doit être placé le plus près possible de l'axe du faisceau. Il doit également posséder une bonne résolution spatiale (de façon à pouvoir

définir précisément son acceptance) ainsi qu'une résolution en énergie permettant de distinguer les électrons provenant de la diffusion de ceux qui s'échappent naturellement du faisceau.

Ces contraintes sont satisfaites depuis 1993[3] par deux calorimètres à échantillonage en Silicium tungstène (SW) [7] situés à $z = \pm 238.9$ cm de part et d'autre du point d'interaction et couvrant le domaine angulaire compris entre 25 mrad et 59 mrad, ce qui correspond à une section efficace de 80 nbar. Chaque calorimètre est formé de 19 couches de détecteurs en silicium alternant avec des couches d'absorbeur en tungstène de 4 à 8 mm d'épaisseur (soit 1 à 2 X_0), disposées perpendiculairement aux faisceaux.

Le détecteur temps de vol: TB

Ce détecteur consiste en 160 barres de scintillateurs orientées suivant z et entourant l'aimant à un rayon moyen de 2.36 m. Chaque barre, d'une longueur de 6.8 m, est munie à chacune de ses extrémités de photomultiplicateurs qui collectent la lumière générée par le passage d'une particule dans le scintillateur. La mesure précise du laps de temps séparant le croisement des faisceaux de la détection d'un signal dans l'une des barres fournit une mesure du temps de vol (donc de la vitesse β) des particules, qui, connaissant par ailleurs leur impulsion p, permet d'estimer leur masse:

$$m = p/c\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$$

La précision sur la masse varie comme $\sim pE/m$, et n'est donc suffisante en pratique que pour des particules relativement lourdes (protons, kaons, pions) dans un domaine d'impulsion restreint ($p < 2 - 3$ GeV/c). Une résolution de 320 ps sur la mesure du temps de vol correspond ainsi à une précision de $\pm$ 60 MeV/c^2 sur la masse d'un proton d'impulsion p=1 GeV/c, mais de seulement $\pm$ 260 MeV/c^2 à $p = 2$ GeV/c.

La détection des muons

Entourant l'ensemble du détecteur à une distance d'environ 5 m du point d'interaction, une série de chambres à dérives planes diposées en couches (1 à 4) permet de détecter le passage des particules chargées n'ayant pas été absorbées par le calorimètre hadronique. Dans la partie centrale ($|\cos\theta| < 0.7$) chaque chambre d'une longueur comprise entre 6 et 10 m et de section 120 cm x 9 cm founit un point de mesure avec une résolution de 1.5 mm suivant ϕ et 2 mm suivant z. Aux extrémités ($0.67 < |\cos\theta| < 0.98$), les chambres sont disposées en paneaux rectangulaires (13 x 12m) perpendiculairement au faisceau, et mesurent le point de passage d'une particule avec une précision de 1 mm.

93% de tout l'angle solide est couvert par au moins une couche de chambres, les trous dans l'acceptance étant dûs aux ouvertures pratiquées pour laisser le passage aux supports mécaniques à chaque extrémité (2 x 2.2%), aux cables (2 x 0.6%) et au tube à vide (2 x 0.8%).

Avant d'atteindre les chambres à muons, les particules doivent traverser l'équivalent de 1.3 m de Fer ($>7\ \lambda_I$). Moins d'un pion sur 1000 est susceptible de ne pas intéragir pendant cette

[3] Avant 1993 un détecteur moins performant (FD) était utilisé, constitué d'un calorimètre en plomb et scintillateur et d'une chambre à dérive, d'acceptance comprise entre 47 et 120 mrad.

traversée, alors que presque tous les muons suffisamment énergiques ($p > 2$ GeV/c) atteindront les chambres à muons sans avoir été affectés. L'association du segment de trajectoire reconstruit dans ces chambres (formé d'un maximum de 4 points) à une trajectoire entièrement reconstruite dans le détecteur central constitue de ce fait un moyen efficace et sûr d'identifier les muons énergiques. La procédure standard d'identification des muons basée sur ce principe sera décrite en détail au chapitre 7.

5.1.4 OPAL et les autres expériences LEP

Le tableau 5.3 permet de comparer quelques unes des principales caractéristiques d'OPAL et des trois autres expériences LEP. Certaines ont des spécificités très marquées, telle L3 pour la détection des muons et la mesure de l'énergie des gerbes électromagnétiques. Mais dans l'ensemble les détecteurs utilisés ainsi que leur disposition présentent des caractéristiques assez similaires.

L'une des différences les plus importantes, car ayant un impact considérable, vient de la position de la bobine par rapport aux différents sous-détecteurs et de l'intensité du champ magnétique délivré. Ainsi OPAL est la seule des 4 expériences où la bobine est placée devant le calorimètre électromagnétique, ce qui dégrade considérablement l'excellente résolution intrinsèque en énergie du détecteur. Le cas inverse est celui de L3 où l'aimant entoure la totalité des sous-détecteurs, y compris le calorimètre hadronique et les chambres à muons !

Le champ magnétique (B$\approx$ 0.4T) relativement faible à OPAL limite la résolution en impulsion (variant en 1/B), qui se trouve être environ 2 fois moins bonne que celle obtenue à ALEPH et DELPHI. En revanche la chambre à fils centrale (CJ) opérant sous une pression de 4 atmosphères fournit une mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ nettement plus précise que celle accessible avec les TPC de DELPHI et ALEPH, et constitue assurément l'un des points forts du détecteur qui s'avère particulièrement utile dans l'identification des électrons.

5.2 L'acquisition et le traitement des données

5.2.1 Le système de déclenchement

L'acquisition "en-ligne" des données qui permettront une reconstruction "hors-ligne" des événements, est un processus relativement lent : chaque détecteur doit lire et digitaliser quelques centaines à quelques dizaines de milliers de canaux, opérer un pré-traitement minimal (suppression des zéros, soustraction des piedestaux, compression, mise en forme...) puis transmettre ses données à un processeur qui se chargera de reconstituer l'événement dans son ensemble à partir de l'information fournie par chaque détecteur, et de le stocker sur disque avec toutes les constantes d'étalonnage nécessaires. Cette opération prend typiquement 3 à 4 ms, ce qui est nettement trop long par rapport au temps séparant deux croisements de faisceau qui est d'environ 0.02 ms[4].

Il est donc crucial de ne déclencher l'acquisition que lorsque la rencontre des faisceaux

[4]dans le mode 4 × 4, c'est-à-dire lorsque 4 paquets d'électrons et de positrons circulent simultanément dans l'anneau

	OPAL	ALEPH	DELPHI	L3
Champ magnétique B	0.435 T (classique)	1.5 T (supra)	1.2 T (supra)	0.5 T (classique)
Rayon de la bobine r	2.2 m	2.5 m	2.6 m	5.9 m
Détecteur SI	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.77$ (2 couches)	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.65$ (2 couches)	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.73$ (3 couches)	$\lvert\cos\theta\rvert < 0.88$ (2 couches)
Résolutions	18 μm (r-ϕ) 85 μm (z)	15 μm (r-ϕ) 29 μm (z)	20 μm (r-ϕ)	
Résolution σ_p/p^2 (p en GeV/c)	$1.3\ 10^{-3}$	$0.6\ 10^{-3}$	$0.7\ 10^{-3}$	
Résolution dE/dx	3.2 % (159 points)	4.6 % (338 points)	5.5 % (192 points)	
Résolution σ_E/E ECAL	$\frac{19\%}{\sqrt{E}} + 1\%$	$\frac{17\%}{\sqrt{E}} + 1\%$	$\frac{26\%}{\sqrt{E}} + 4\%$	$\frac{2\%}{\sqrt{E}} + 1\%$
Granularité ECAL (r, ϕ, z)	$1 \times 2.3^0 \times 2.3^0$	$3 \times 1.0^0 \times 1.0^0$	$9 \times 1.0^0 \times 0.1^0$	$1 \times 2.3^0 \times 2.3^0$
Résolution σ_E/E HCAL	$\frac{120\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{85\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{110\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{55\%}{\sqrt{E}}$

Tableau 5.3: *Comparaison des principales caractéristiques des 4 détecteurs LEP. Les chiffres cités concernant les résolutions sont approximatifs, et ne concernent que la partie centrale du détecteur.*

électrons-positrons a engendré un événement intéressant. Pour ce faire, il faut disposer de critères de déclenchement suffisamment simples pour pouvoir être obtenus rapidement (moins de 10 μs) et suffisamment précis pour que la probabilité de déclencher sur un événement sans intérêt, résultant par exemple de l'interaction de l'un des faisceaux avec le tube à vide ou avec des particules de gaz résiduel, soit la plus petite possible (sachant qu'a priori on ne veut perdre aucune collision conduisant à la production d'un Z^0).

Le premier type de critères utilisés repose sur la présence ou non de coups dans une partie d'un sous-détecteur et sur l'établissement de correspondances spatiales entre les différentes parties touchées. Ainsi, chaque sous-détecteur est divisé en 144 domaines angulaires (24 en ϕ par 6 en θ) auxquels sont associés des signaux analogiques proportionnels au nombre de coups ou à l'énergie déposée dans chacun de ces domaines.

Ces signaux sont envoyés à une carte spéciale, appelée matrice $\theta - \phi$, qui détecte et comptabilise le nombre de signaux dépassant un seuil minimal, et recherche des corrélations spatiales entre les secteurs touchés de deux sous-détecteurs distincts, ou appartenant au même sous-détecteur. Cette matrice fournit alors une soixantaine de signaux logiques, identifiés par des noms tels que TPTOMU (qui vaut 1 lorsqu'un secteur du TOF et un secteur des chambres à muons appartenant au même domaine angulaire $\theta - \phi$ ont été touchés simultanément) ou TPTOCL (qui correspond à deux secteurs coplanaires opposés du TOF touchés).

Un deuxième type de signaux logiques est fourni par les sous-détecteur eux-mêmes. Ces signaux individuels, an nombre d'une soixantaine, apportent une information concernant l'énergie déposée ou la multiplicité vue dans l'ensemble du sous-détecteur. Ainsi, EBTOTHI sera mis à 1 si l'énergie totale mesurée dans le calorimètre électromagnétique est supérieure à 7 GeV, alors que VXH vérifie la présence d'au moins 8 coups dans la chambre à vertex, etc...

Pour décider de déclencher ou non l'acquisition, on dispose donc d'environ 120 signaux logiques, en provenance de la presque quasi-totalité des sous-détecteurs (en effet, seuls le presampler, les chambres Z et le détecteur à micro-vertex en silicium ne participent pas au déclenchement). Ces signaux, hautement redondants et complémentaires, présentent des taux individuels de déclenchement extrêment variables: 0.4 Hz par exemple pour EBTOTHI, contre 1600 Hz pour VXH. Cette diversité permet une très grande souplesse d'utilisation, puisqu'elle offre jusqu'à 2^{120} critères de décision correspondants à toutes les combinaisons logiques possibles (AND ou OR) des 120 signaux disponibles!

En pratique, une vingtaine de signaux individuels ainsi que presque autant de signaux $\theta-\phi$ de coïncidence, combinés en un OR logique, suffisent pour être sûr de ne manquer aucune réaction physique intéressante, tout en limitant le taux de déclenchements intempestifs (dû au bruit des sous-détecteurs, aux instabilités du faisceau ou encore aux rayons cosmiques); les performances du trigger d'OPAL parlent d'elles mêmes: une efficacité pour les événements multi-hadroniques supérieure à 99.9% dans 98% de l'angle solide, pour des taux de déclenchement typiquement inférieurs à 5 Hz [8].

5.2.2 Reconstruction et analyse des événements

L'événement précieusement enregistré, une fois stocké sur disque, ne ressemble pas à grand chose: une interminable série de 0 et de 1 où seuls de rares initiés seraient en mesure de

reconnaitre ici la charge collectée par l'extrémité droite du 126^{e} fil du 14^{e} secteur de CJ, ou le nombre de photon-électrons reçus sur la cathode du photo-multiplicateur du 3256^{e} blocs en partant de la droite du calorimètre électromagnétique.

Quand bien même cette information serait accessible à tous, elle reste bien trop détaillée pour être directement utilisable par de simples physiciens qui, pour leur analyse, ne se préocupent que de connaitre l'impulsion de telle trace ou l'énergie de tel amas.

La tâche difficile qui consiste à reconstituer des traces ou des amas dans chacun des sous-détecteurs puis à associer ces traces et ces amas les uns avec les autres, est assurée par un énorme programme de reconstruction. ROPE [9], car tel est son nom (Reconstruction of OPal Events), est constitué de sous-programmes indépendants associés à chaque sous-détecteur ainsi que de programmes plus généraux combinant à un niveau plus élevé l'information provenant de différentes parties du détecteur. Près de 200000 lignes de fortran 77 (environ autant que de canaux à analyser) s'avèrent nécessaires pour transformer un inintelligible ensemble de bits en un événement digne de ce nom.

Bien que cette opération demande une puissance de calcul considérable, les événements enregistrés peuvent être reconstruits dans la seconde qui suit. En pratique, ils ne sont cependant traités et analysés par ROPE qu'une heure environ après la prise de données, lorsque toutes les constantes d'étalonnage sont disponibles. Ceci permet un contrôle quasi-immédiat de la qualité de l'étalonnage ainsi que la mise en évidence d'éventuels défauts de fonctionnement dans la chaine d'acquisition.

Une fois reconstruits, les événements sont stockés dans des fichiers DST (Data Summary Tape) dans un format épuré et très simplifié, une copie de l'événement original (brut) étant conservée sur bande magnétique pour permettre une reconstruction ultérieure, souvent utile compte tenu que les constantes d'étalonnage définitives ne peuvent en général être connues au moment même de la prise de données. Un deuxième programme, OD (Opal Dst) [10], permet à travers ces fichiers un accès rapide à toute l'information utile : les caractéristiques de chacune des traces laissées par les particules chargées (impulsion, dE/dx,...), l'énergie et la position des amas engendrés par les gerbes électromagnétiques ou hadroniques, etc...

C'est alors seulement que l'analyse peut commencer...

Analyse elle même grandement facilitée par le fait qu'au cours du temps les membres de la collaboration ont développé des algorithmes d'intérêt général (pour la reconstruction des jets, le calcul du thrust, etc...) qui sont aujourd'hui regroupés sous forme de routines dans des librairies. Ces librairies, parfaitement maintenues et régulièrement mises à jour, recoivent des contributions d'un très grand nombre de personnes, et constituent un outil de travail des plus précieux sur lequel repose de nombreuses analyses. Nous utiliserons tout particulièrement deux de ces librairies [11] :

- ID qui fournit tous les algorithmes nécessaires à l'IDentification des particules, entre autre les procédures de sélection des électrons et des muons (qui seront détaillées aux chapitres 7 et 8);
- BT (B Tagging) qui contient toutes les routines standards utiles pour la physique des

saveurs lourdes (dont l'algorithme de reconstruction des vertex primaires et secondaire, présenté au chapitre 9).

5.2.3 La simulation

Compte tenu de la complexité des phénomènes étudiés, il est souvent essentiel pour la plupart des analyses de disposer d'échantillons de données simulées reproduisant au mieux les caractéristiques des événements réels. Ces échantillons simulés ou Monte Carlos, s'avèrent en effet nécessaires pour :

- mettre au point, tester et optimiser les algorithmes de sélection ou de reconstruction. Il arrive fréquemment que seule la simulation permette d'estimer l'efficacité et la contamination des procédures de sélection utilisées, et donc de choisir les coupures optimales. Ceci est particulièrement vrai dans le cas des réseaux de neurones dont l'apprentissage repose essentiellement sur l'utilisation d'échantillons Monte Carlo.

- extraire une information spécifique sur un processus physique à partir de distributions de quantités mesurées. Ces dernières sont en effet le résultats d'un grand nombre de processus complexes, dont certains ne peuvent être décrits que par des méthodes numériques : ainsi le spectre en énergie des leptons produits dans les désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds dépend de l'énergie emportée par le hadron primaire au cours du processus de fragmentation, de l'énergie libérée au cours de la désintégration proprement dite du hadron, puis du processus de mesure de l'impulsion de la trace chargée avec une résolution finie. Il serait extrêmement difficile de prédire la forme de cette distribution sur la base de calculs analytiques et en pratique seul le Monte Carlo permet de tenir compte de façon satisfaisante des différents effets mis en jeux.

La simulation de la désintégration d'un Z^0 dans le détecteur se fait en deux étapes : la génération de l'événement, c'est-à-dire des partons primaires jusqu'aux particules visibles au terme de la fragmentation, et l'interaction des particules créées avec les différentes composantes du détecteur.

Le programme JETSET 7.3 [12] est utilisé pour générer les événements multihadroniques qui serviront dans cette analyse. La génération comprend plusieurs étapes :

- le choix de la configuration initiale des partons primaires (le quark et l'anti-quark) crées dans l'annihilation e^+e^-, conformément aux prédictions de la théorie électrofaible (tenant compte en particulier des corrections de Bremsstrahlung QED).

- la prise en compte des effets QCD dans une approche perturbative : les quarks initiaux rayonnent des gluons qui peuvent à leur tour rayonner ou se matérialiser en paires $q\bar{q}$, donnant ainsi naissance à une cascade partonique. Les trois types de branchements possibles ($q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$) sont régis par les équations d'Altarelli-Parisi [13]. Le développement de la cascade partonique est gouverné par plusieurs paramètres phénoménologiques dont le paramètres d'échelle, $\Lambda_{QCD} \approx 0.25$ GeV qui détermine la valeur de α_s et influence donc le nombre de branchements susceptibles d'intervenir et le seuil d'énergie $Q_0 \approx 1.9$ GeV en deçà duquel un parton est considéré comme stable.

- la fragmentation, c'est-à-dire le regroupement des quarks produits en hadrons. Ce processus, trop complexe pour être calculable par QCD, est décrit par un modèle de cordes [14] purement phénoménologique (cf chapitre 4). L'impulsion transverse des hadrons par rapport à l'axe de la corde de couleur obéit à une loi de probabilité gaussienne centrée en 0 et d'écart type $\sigma_q \approx 0.40$ GeV. La composante longitudinale de l'impulsion est quant à elle généré suivant une fonction de fragmentation différente pour les quarks légers et pour les quarks lourds : la fonction de Lund de paramètres a et b est utilisée pour les quarks u, d et s, et la fonction de Peterson de paramètre ϵ_c pour le quark c et de paramètre ϵ_b pour le quark b.

- la désintégration des particules instables de coute durée de vie : mésons B ou D, mais aussi π^0, kaons, etc... Cette étape utilise des tables de données expérimentales contenant les mesures des durées de vie et des rapports d'embranchement des différents modes de désintégration d'un grand nombre de particules.

L'étape de génération (cascade partonique et fragmentation) repose sur un grand nombre de paramètres phénoménologiques dont la plupart ont été ajusté pour reproduire au mieux les propriétés toplogiques des événements multihadroniques ainsi que les multiplicités des différents types de particules mesurées par OPAL [15]. Le choix des paramètres influençant le plus les caractéristiques des leptons "directs", ainsi que le choix des modèles de désintégration, a été discuté au chapitre 4 et sera de nouveau considéré au moment de la mesure (chapitre 10).

Une fois générées, les particules peuvent interagir avec le détecteur grâce à un programme de simulation, GOPAL [16] basé sur la librairie GEANT [17] développée au CERN. Cette librairie fournit un ensemble de routines permettant de définir la géométrie des différents sous-détecteurs et la nature des matériaux qui les composent, et de simuler les différentes interactions qui peuvent avoir lieu : perte d'énergie par ionisation dans le gaz, désintégration en vol, interaction nucléaire, création de gerbes électromagnétiques dans la bobine ou le calorimètre, etc... GOPAL produit des données brutes dont le format est parfaitement identique aux données réelles (les fameux bits!). Les événements simulés et les événements enregistrés peuvent donc être reconstruits et analysés par les mêmes programmes.

5.3 Conclusion

Un véritable esprit de collaboration a permis de faire d'OPAL un instrument complet et précieux de détection, d'acquisition et d'analyse de données tout en créant une chaleureuse ambiance de travail. S'il est vrai que le détecteur, faisant usage de technologies plus traditionnelles, et muni en particulier d'un aimant relativement petit et de faible puissance par rapport à ceux équipant les autres expériences LEP, apparaît au premier abord plus limité dans ses possibilités, il ne s'avère pas moins un outil performant et très compétitif à condition de savoir tirer profit de la grande complémentarité des sous-détecteurs qui le compose.

Par ailleurs, et ce n'est pas la moindre de ses qualités, il s'est montré très tôt opérationnel et d'une grande fiabilité tout au long de ses 6 longues années de fonctionnement. N'oublions pas que c'est à OPAL que fut observé le premier Z^0 produit à LEP (figure 5.10) par une fameuse nuit d'août 1989...

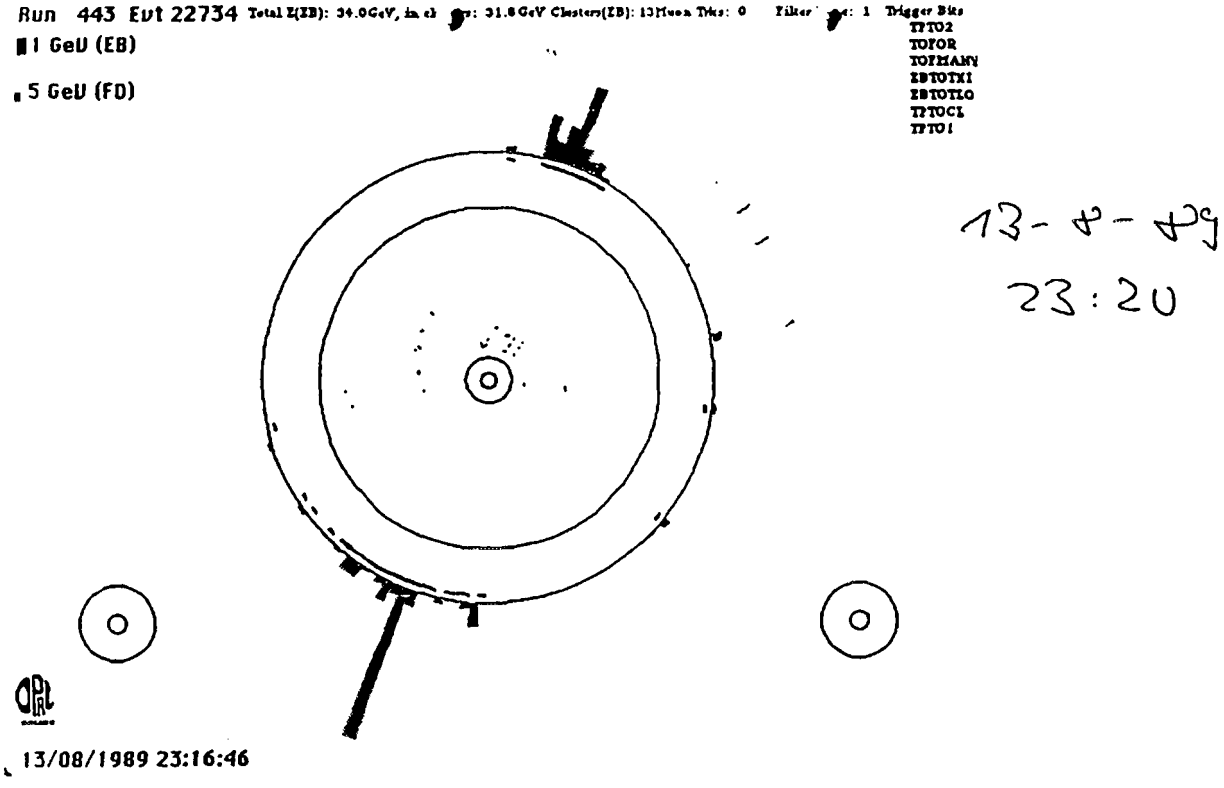


Figure 5.10: *Est-ce un hasard si le premier Z^0 produit au LEP a été vu par le détecteur OPAL ?...*

Bibliographie

[1] LEP design report, CERN-LEP/84-01 (1984)

[2] The OPAL collaboration, *The OPAL Detector at LEP*, Nucl. Inst. Meth. **A305** (1991) 275.

[3] Une description de chaque détecteur LEP peut être trouvée dans :
Aleph : D. Decamp *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A294** (1990) 121;
Delphi : P. Aarnio *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A303** (1991) 233;
L3 : B. Adeva *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A289** (1990) 35.

[4] P.P. Allport *et al.*, *The OPAL silicon microvertex detector*, Nucl. Inst. Meth. **A324** (1993) 34.

[5] P.P. Allport *et al.*, *The OPAL silicon strip microvertex detector with two coordinate readout*, Nucl. Inst. Meth. **A346** (1994) 476.

[6] H. Drumm *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. 176 (1980) 333.

[7] B.E. Andreson *et al.*, *The OPAL Silicon-Tungsten Calorimeter Front-End Electronics*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 41 (1994) 845.

[8] M. Arignon *et al.*, *The Trigger System of the OPAL Experiment at LEP*, Nucl. Inst. Meth. **A313** (1992) 103.

[9] S. Weisz *et al.*, *ROPE Users' Guide*, note interne OPAL 16/OFFL-0487.

[10] A. Buijs, *The OPAL DST (OD) processor in ROPE*, note interne OPAL 16/OFFL-0318.

[11] *ID Users' Guide*, note interne OPAL.
BTagging software, note interne OPAL.

[12] T. Sjöstrand, *JETSET 7.3: physics and manual*, CERN-TH/92-6488;
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- *Physics*, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347.

[13] G. Altarelli et G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[14] T. Sjöstrand, *Status of Fragmentation Models*, Int. Jour. Mod. Phys. **A3** (1988) 751.

[15] OPAL Collaboration, *A measurement of global event shape distributions in the hadronic decays of the* Z^0, Z. Phys. **C47** (1990) 505;
R.J. Hemingway, *An OPAL Tune of JETSET7.4 using* Z^0 *data*, note technique OPAL TN279.

[16] J. Allison *et al.*, *The detector simulation program for the OPAL experiment at LEP*, Nucl. Inst. Meth. **A317** (1992) 47.

[17] R. Brun *et al.*, *GEANT3 user's guide*, CERN DD/EE/84-1, 1984.

Chapitre 6

Introduction aux réseaux de neurones artificiels

Introduction

Les réseaux de neurones dits "artificiels" (ANN[1]), dont les premiers modèles ont été développés dès les années 40 [1], suscitent depuis quelques années un intérêt croissant de la part des milieux scientifiques de tous horizons, et particulièrement en physique des hautes énergies [2]. La raison en est que ces modèles très simplifiés du cerveau humain, élaborés à l'origine au fin fond des laboratoires des biologistes pour tenter d'en comprendre les mécanismes intimes, se sont avérés posséder un grand nombre de propriétés surprenantes, et notamment de singulières capacités de traitement et d'analyse de données.

Aujourd'hui les exemples d'applications en sont extrêment variés, et sortent du cadre strictement scientifique: traitement du signal, reconnaissance des formes, mais aussi compréhension et synthèse de la parole, prévision et modélisation des marchés financiers, etc [3]... Sur le plan théorique de très nombreux travaux ont également été menés conduisant à des résultats essentiels qui confirment les propriétés mathématiques étonnamment complexes de ces algorithmes pourtant si simples en apparence.

Ce chapitre ne vise pas à donner une description exhaustive des réseaux de neurones, de leurs fondements théoriques pas plus que de leurs champs d'applications, le sujet étant déjà bien trop vaste. Son principal objectif est de montrer comment d'un modèle biologique particulièrement simple est né ce qui constitue aujourd'hui en physique des particules un puissant outil d'analyse statistique.

6.1 Les fondements biologiques : un modèle simplifié du cerveau

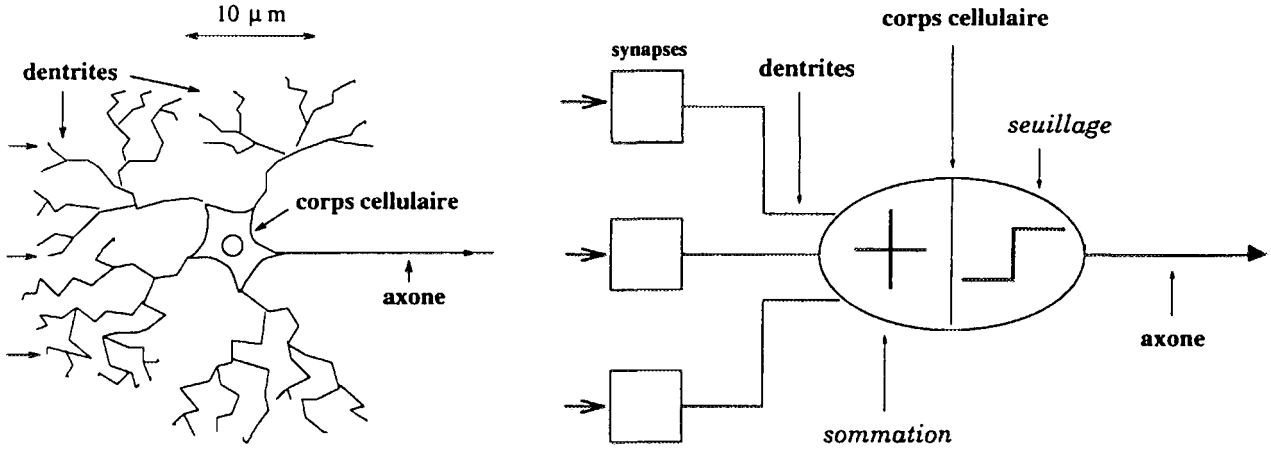
6.1.1 L'entité de base : le neurone

Le cerveau humain est constitué d'un assemblage complexe d'environ 100 milliards de cellules nerveuses, appelées neurones. Si ces neurones diffèrent sensiblement par leur forme, leur taille

[1] ANN est l'abréviation de l'expression anglaise "Artificial Neural Network"

et leurs ramifications, ils sont tous également constitués de 3 parties jouant des rôles bien spécifiques: les dentrites, le corps cellulaire et l'axone (figure 6.1 (a)).

Les dentrites sont de fines extensions tubulaires formant une arborescence complexe autour de la cellule. Elles ont pour rôle de capter les signaux (influx nerveux) émis par les autres neurones et de les transmettre au corps cellulaire. Si à un moment donné la somme des influx nerveux reçus par ce dernier dépasse un certain seuil, le neurone rentre dans un état "actif" et il transmet à son tour un signal électrique aux autres neurones par l'intermédiaire de son axone. Dans le cas contraire, le neurone reste inactif ou neutre.



(a) Cellule nerveuse

(b) Neurone formel

Figure 6.1: *Schéma d'une cellule nerveuse (a) et de son modèle simplifié, le neurone formel ou "automate à seuil" (b).*

La figure 6.1 (b) représente le neurone formel (baptisé à l'origine "automate à seuil") tel qu'il fut décrit dès 1943 par McCulloch et Pitts ([1]) et qui constitue l'unité de base des réseaux de neurones artificiels que nous utilisons aujourd'hui. Il ne faut pas s'y méprendre, ce modèle résulte d'une simplification à l'extrême du neurone réel, n'en retenant que les traits les plus caractéristiques. Outre le fait qu'il dissimule un ensemble de processus physico-chimiques d'une grande complexité nécessaire à la propagation et au traitement de l'influx nerveux (et dont certains restent partiellement incompris), il ne rend pas compte, entre autres choses, de l'influence aujourd'hui établie de la forme du neurone, du corps cellulaire comme de sa chevelure de dentrites, sur la fonction qu'il exécute, etc... Bien des mystères demeurent concernant le fonctionnement du neurone et l'automate à seuil de McCulloch et Pitts n'en constitue vraisemblablement qu'une grossière approximation.

6.1.2 Des neurones en réseau

A première vue, l'apparente simplicité du fonctionnement du neurone (du moins de son modèle, le neurone formel) s'accorde mal avec la diversité et la complexité des tâches dont on sait le cerveau capable: mémorisation, capacité d'adaptation, raisonnement, pensée... C'est qu'ici, comme c'est

souvent le cas, la complexité nait de l'interconnexion d'un très grand nombre d'unités simples.

Dans le cas du cerveau, le nombre de connexions est proprement faramineux. En effet, bien que les dentrites soient relativement courtes (quelques dizaines de microns) la longueur de l'axone dépasse généralement un milimètre, et peut atteindre plus d'un mètre. De sorte qu'un neurone peut avoir jusqu'à 100000 connexions avec d'autres neurones, plus ou moins éloignés dans l'espace.

Il est par conséquent à l'heure actuelle clairement impossible de concevoir un réseau de neurones, même artificiel (c'est-à-dire simulé par ordinateur), capable de rivaliser en taille et en complexité avec le cerveau humain. Ceci dit, pour accomplir des tâches bien spécifiques et limitées telles que celles qui nous intéressent, une telle complexité n'est pas forcément nécessaire. Ainsi, le modèle d'organisation des neurones le plus simple qu'on puisse concevoir, appelé réseau à couches ou perceptron [4], s'avère être celui dont l'utilisation est la plus fructueuse dans le domaine de l'analyse des données en physique des particules.

La structure d'un réseau à couches est illustrée sur la figure 6.2. On y distingue trois types de couches:

- la couche d'entrée, formée de neurones qui recoivent l'information du milieu extérieur (équivalents sur le plan biologique aux senseurs ou capteurs tels que l'oeil, etc...);
- un ensemble de couches dites cachées, qui assurent le traitement de l'information, par étapes successives, et constituent de ce fait la partie effectivement "pensante" du réseau;
- une couche de sortie, qui fournit l'information désirée, c'est-à-dire la réponse au stimulus initial (les signaux d'entrée).

La grande simplicité de ce modèle tient au fait[2] que l'information, assimilée à l'influx nerveux, y circule dans un seul sens, de gauche à droite: les neurones de la couche i ne recoivent des signaux que des neurones de la couche $(i-1)$ et n'influencent que les neurones de la couche $(i+1)$. Cette architecture est inspirée de certaines zones du cortex humain également organisées en couches successives. Mais là encore il faut bien admettre que le modèle constitue une approximation très simplifiée de l'original...

De toute évidence, cette disposition et ce flux à sens unique de l'information propres aux perceptrons limitent considérablement les capacités de tels réseaux par rapport à leurs équivalents biologiques. Cependant cette structure est celle dont l'utilisation s'avère de loin la plus facile en pratique et dont les performances et les propriétés théoriques sont les mieux connues. Par ailleurs, comme on le verra, les limitations liées au choix de la structure peuvent être compensées par le nombre de neurones cachés (occupant la ou les couches intermédiaires) qui lui n'est a priori pas limité dans ce type de modèles.

6.1.3 Le mécanisme d'apprentissage

Avant de nous séparer définitivement des biologistes pour nous consacrer à l'étude des propriétés mathématiques du perceptron, il reste à élucider le mécanisme clé de tout système neuronal,

[2]outre que tous les neurones sont supposés identiques entre eux et fonctionnant à la manière du neurone formel décrit plus haut

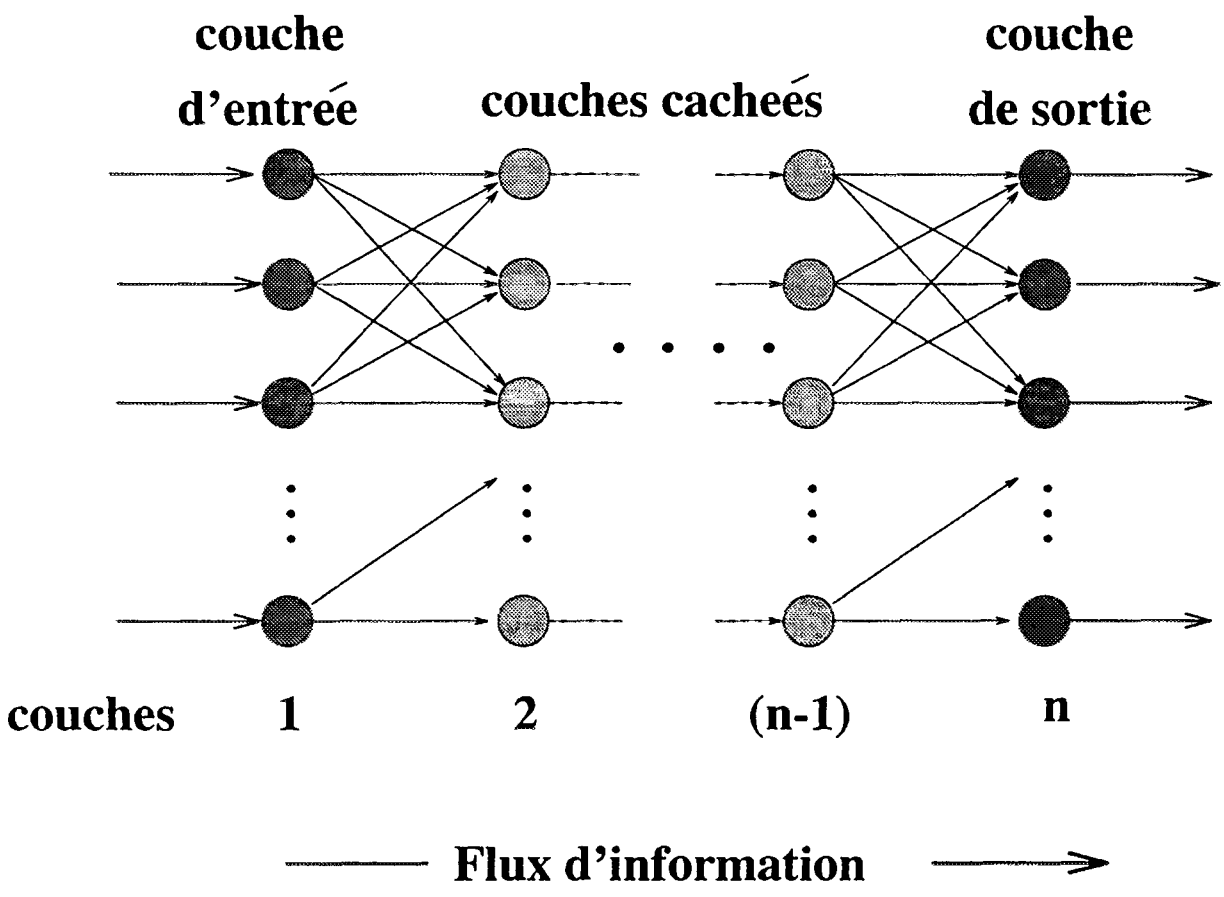


Figure 6.2: *Structure du perceptron ou réseau multi-couches. L'information (le signal) n'y circule que dans un sens.*

l'apprentissage. En d'autres termes, de quelle façon ce qui n'est au départ qu'un assemblagle désordonné de neurones a priori incapable d'accomplir la moindre tâche utile, parvient-t-il a mémoriser une information ou à s'adapter à son environement, en apprenant à déclencher un ensemble de réactions (réponses) appropriées à un ensemble de stimuli (signaux) donnés?

A cette question, la neuro-biologie n'a malheureusement pas encore apporté de réponse complète et définitive. L'hypothèse qui reste aujourd'hui la plus vraisemblable fut émise par Hebb en 1949 [5]: la capacité d'apprentissage d'un réseau de neurones serait liée à l'évolution de la "qualité" des connexions entre les neurones. Ces connexions, appelés synapses, sont les zones où le signal électrique est transmis de l'axone d'un neurone à une dentrite d'un autre neurone. Cette transmission du signal n'est pas directe, mais intervient par l'échange de substances chimiques appelées neuro-transmetteurs, molécules complexes émises par l'extrémité de l'axone à l'arrivée de l'influx nerveux et détectées par des neuro-récepteurs présents sur les dentrites (figure 6.3).

Or il apparaît qu'une synapse peu sollicitée, c'est-à-dire à travers laquelle peu de signaux passent, a tendance à devenir moins efficace avec le temps: la capacité d'émission de neuro-transmetteurs diminue, jusqu'à finalement ne plus permettre le passage d'aucun signal. Au

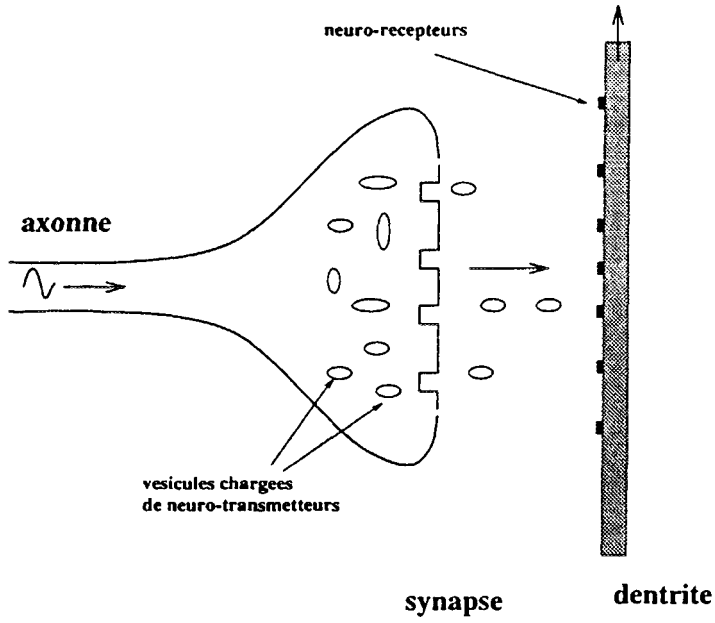


Figure 6.3: *Schéma d'une connexion dentrite-axone (synapse). L'arrivée du potentiel d'action à l'extrémité de l'axone déclenche la libération de neuro-transmetteurs qui diffusent dans l'espace synaptique et viennent se fixer sur les neuro-récepteurs des dentrites, donnant ainsi naissance à un nouveau signal électrique.*

contraire, une synapse très sollicitée devient de plus en plus efficace et la connexion axone-dentrite est renforcée; cette interprétation du mécanisme d'apprentissage par la disparition ou le renforcement des connexions entre neurones est connue sous le nom de "règle de Hebb".

Les connexions entre neurones ne sont donc pas neutres, mais possèdent une efficacité (de transmission du signal) dont l'évolution semble être responsable de ce que nous appelons "apprendre" ou au contraire "oublier". Comme on le verra, c'est également sur ce principe très simple qu'est basé l'apprentissage des réseaux de neurones artificiels.

6.2 Description et propriétés du perceptron

6.2.1 Formalisme et équations de base

Le tout premier modèle de perceptron fut introduit par Rosenblatt en 1962 [4] et ses propriétés furent étudiées en détails quelques années plus tard dans un ouvrage de Minsky et Papert qui fait encore autorité [6]. Cependant, ce n'est qu'en 1986 [7] que le réseau multicouche fut décrit sous l'aspect que nous lui connaissons aujourd'hui, et que furent posés les grands principes de son fonctionnement qui devaient rapidement, en lui conférant une grande facilité d'utilisation, lui assurer une notoriété croissante dans les milieux scientifiques.

L'architecture d'un réseau multicouche est représentée sur la figure 6.4; par souci de simplicité on a choisi un modèle à une seule couche cachée, ayant une structure (5,3,1). Cette notation (n_e,n_c,n_s) indique le nombre de neurones présents dans chaque couche, respectivement la couche d'entrée, la couche cachée, et la couche de sortie. La généralisation à un nombre quelconque de

couches cachées et à un nombre arbitraire de neurones par couche compliquerait les notations sans rien modifier quant au principe de ce qui va être énoncé.

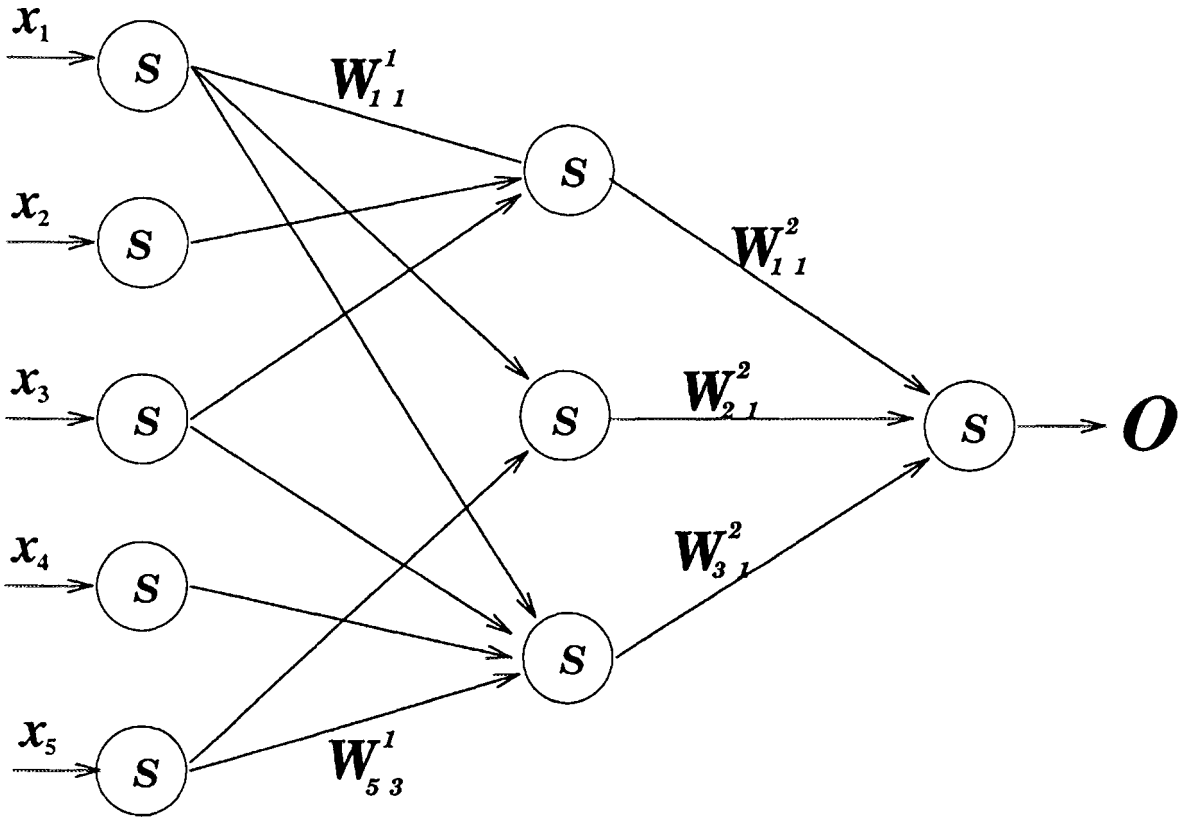


Figure 6.4: *Un exemple de réseau multicouche d'architecture (5,3,1). Pour ne pas surcharger le dessin, certaines connexions ont été omises. Le symbole S désigne la fonction d'activation.*

On note x_i les signaux d'entrée alimentant les neurones de la première couche et O la valeur de la sortie du dernier neurone. L'entrée du neurone j de la couche cachée est dénotée e_j et sa sortie s_j. Ces deux quantités sont reliées par l'intermédiaire de la fonction d'activation du neurone $\mathcal{S}$:

$$s_j = \mathcal{S}(e_j) \tag{6.1}$$

La fonction $\mathcal{S}$ qui determine si le neurone est activé peut être choisie, comme ce fut le cas à l'origine, comme étant la fonction seuil ou fonction de Heavyside:

$$\mathcal{S}(e_j) = \begin{cases} 1 & \text{si } e_j > C_j \\ 0 & \text{si } e_j < C_j \end{cases}$$

où la valeur du seuil d'activation C_j est a priori propre à chaque neurone[3]. En pratique, une fonction continue approximant la fonction seuil est souvent préférée dans les simulations sur ordinateur (sa continuité et sa dérivabilite s'avèrent du reste indispensables dans la mise en

[3]en général on préfère introduire ce seuil variable en ajoutant un terme constant à l'entrée du neurone $e_j \rightarrow e_j - C_j$ de façon à ce que la fonction d'activation $\mathcal{S}$ soit identique pour tous les neurones

oeuvre du mécanisme d'apprentissage). La plus populaire est la fonction dite sigmoïde, à valeur entre 0 et 1, représentée sur la figure 6.5 et qui a pour expression :

$$\mathcal{S}(e_j) = \frac{1}{1 + e^{-e_j}} \tag{6.2}$$

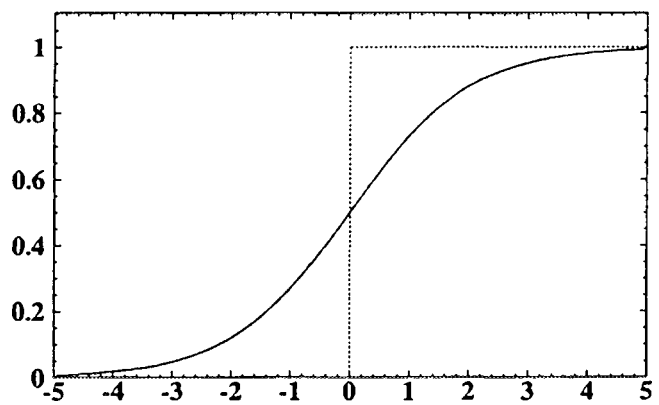


Figure 6.5: *Fonction d'activation du neurone, reliant la sortie à l'entrée : la fonction sigmoïde (ligne continue), approximation dérivable de la fonction seuil (en pointillés) est l'une des plus utilisées dans les simulations sur ordinateur.*

La relation (6.1) entre l'entrée et la sortie d'un neurone est également valable pour tous les neurones, y compris ceux des couches externes "visibles". La sortie de chacun des neurones de la couche n est distribuée à tous les neurones de la couche $(n + 1)$ par l'intermédaire de connexions. Chacune de ces connexions est caracterisée par une efficacité de transmission du signal, plus souvent appelée poids; le poids de la connexion entre le neurone i de la couche n et le neurone j de la couche $(n + 1)$ est noté $W^n_{i,j}$ (figure 6.4). L'entrée e_j du neurone j de la couche n n'est autre que la somme pondérée des sorties des neurones de la couche $(n - 1)$ (plus un terme de seuil) :

$$e_j = \sum_{i=1}^{n_e} \mathcal{S}(x_i) \times W^1_{i,j} + C_j$$

La sortie du réseau est par conséquent une fonction analytique $O(\vec{x})$ des variables d'entrée $\vec{x} = (x_1, x_2..., x_{n_e})$, dont l'expression peut être complètement explicitée dans l'exemple simple de la figure 6.4 :

$$O(\vec{x}) = \mathcal{S}\left(\sum_{j=1}^{n_c} W^2_{j,1} \times \mathcal{S}\left(\sum_{i=1}^{n_e} \mathcal{S}(x_i) \times W^1_{i,j} + C_j\right) + C\right) \tag{6.3}$$

6.2.2 Un résultat théorique fondamental

Du point de vue strictement mathématique, un réseau de neurones multi-couche apparaît donc simplement comme une fonction de $\mathbb{R}^n$ dans $\mathbb{R}^m$ où n et m correspondent respectivement aux nombres de neurones dans la couche d'entrée et dans la couche de sortie. La forme exacte de

cette fonction dépend de la structure du réseau (nombre de couches et de neurones par couche) et sa valeur de l'ensemble des paramètres (poids W et seuils C) qui caractérisent connexions et neurones. Comme le laisse deviner l'exemple précédent (équation 6.3), il est clair que pour un nombre de couches cachées et un nombre de neurones par couche importants, l'expression de cette fonction peut rapidement devenir très complexe, et le nombre de paramètres dont elle dépend extrêmement grand (pour un réseau à une couche cachée, le nombre de paramètres varie comme $n_c(n_e + 1) + n_s(n_c + 1)$).

De récents travaux théoriques sur les réseaux multicouches ou perceptrons [8, 9] ont conduit à un résultat de grande importance :

N'importe quelle fonction de $\mathbb{R}^n$ dans $\mathbb{R}^m$ peut être approximée avec une précision arbitrairement grande par un réseau de neurones de type perceptron muni de deux couches cachées.

Si par ailleurs cette fonction est suffisamment régulière (c'est-à-dire presque partout continue, etc...) une seule couche cachée, c'est-à-dire une forme du type de 6.3, suffit. Le nombre de neurones dans la couche cachée n'est en revanche pas determiné a priori, étant entendu que l'approximation d'une fonction compliquée avec une bonne précision peut fort bien nécessiter un grand nombre de neurones.

La possibilité d'approximer n'importe quelle fonction par une superposition de sigmoïdes est à rapprocher de la décomposition en série de Fourier. Ici les poids W associés a chacune des connexions jouent le rôle des coefficients de la série, et la fonction d'activation ($\mathcal{S}$) celui des fonctions sinus et cosinus.

On peut donner un idée simple de la façon dont un réseau de neurones à une couche cachée peut approximer n'importe qu'elle fonction régulière de $\mathbb{R}^n$ dans $\mathbb{R}^m$. Dans le cas où $m = 1$, le problème est équivalent à approximer une hypersurface dans l'espace $\mathbb{R}^{n+1}$. Chaque neurone de la couche cachée peut être assimilé à un hyperplan de $\mathbb{R}^{n+1}$, sa sortie étant une mesure de la distance d'un point par rapport à cet hyperplan. Or toute hypersurface peut être approximée par un ensemble d'hyperplans, avec une précision arbitrairement grande pour un nombre d'hyperplans (donc de neurones cachés) croissant, comme l'illustre l'exemple simpliste de la figure 6.6 dans le cas d'un cercle dans $\mathbb{R}^2$.

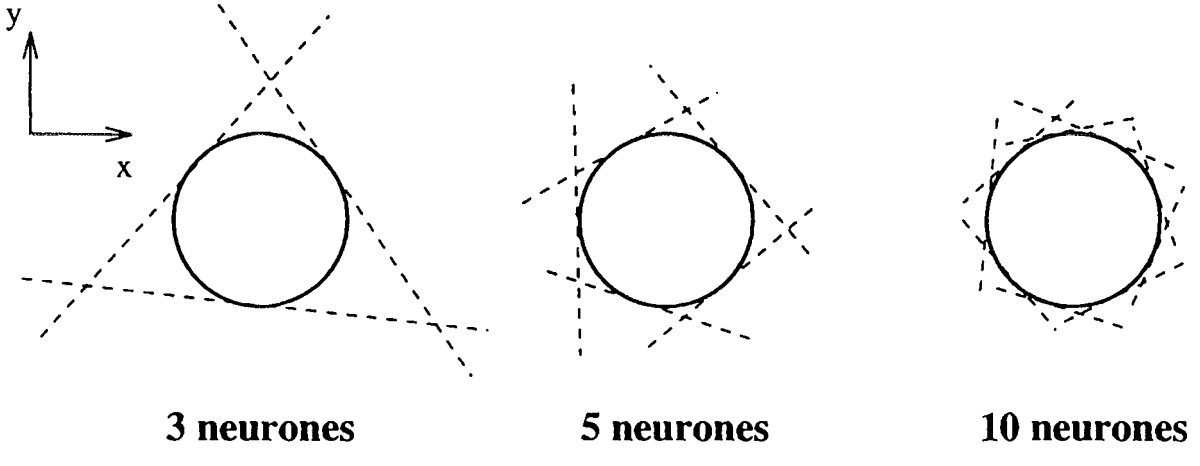


Figure 6.6: *Approximation d'une hypersurface de $\mathbb{R}^2$ (un cercle) par un nombre croissant d'hyperplans, assimilables à des neurones cachés.*

Comme on le verra par la suite, c'est cette capacité à approximer n'importer quelle hypersurface ou plus précisément à envelopper n'importe quel volume de $\mathbb{R}^n$, qui rend les réseaux de neurones multicouches si attrayants, et c'est grâce à elle qu'il est possible d'affirmer qu'un tel réseau est toujours capable (pourvu qu'il possède suffisamment de neurones et qu'il ait été correctement entraîné) de fournir la réponse statistiquement optimale à tout problème de classification.

6.2.3 Les réseaux de neurones comme algorithmes de classification

En effet, les ANN sont le plus souvent utilisés en physique des particules pour extraire un signal donné (événements, jets ou traces) d'un lot contenant du bruit de fond, ou plus généralement pour répartir un échantillon d'individus en différentes classes [10].

Ils peuvent par exemple être utilisés pour déclencher l'acquisition de certains types d'événements, sur la base d'informations complexes provenant des détecteurs de traces ou des calorimètres (H1, CDF [11]...). Dans ce genre d'applications "en ligne", où l'on désire une décision en temps réel, ces réseaux, implémentés directement sur des puces électroniques, s'avèrent en effet, de par leur haut degré de parallélisme, plus rapides et plus sûrs que les algorithmes standards pour identifier l'événement intéressant en traitant un grand nombre d'informations brutes.

Les réseaux de neurones sont également de plus en plus fréquemment utilisés dans des analyses physiques comme algorithmes de discrimination entre deux types d'individus : discrimination entre jets de quark ou de gluon, entre jets de saveurs différentes, etc... Les réseaux de neurones sont alors simulés sur ordinateur, et si leur vitesse de réaction ne présente plus d'intérêt, leur atout majeur reste leur capacité à pouvoir tenir compte simultanément d'un très grand nombre de variables, souvent fortement corrélées et individuellement peu discriminantes.

Comment en pratique ceci est-il possible? C'est-à-dire de quelle façon un réseau de neurones, qui comme on l'a vu n'est autre qu'une fonction de $\mathbb{R}^n$ dans $\mathbb{R}^m$, fournit-il un moyen de discriminer entre deux ou plusieurs classes d'individus?

n est le nombre de paramètres sur lesquels se base la sélection. Ces paramètres, grandeurs physiques fournies par tel ou tel sous-détecteur, constituent les variables d'entrée x_i alimentant les neurones de la première couche du réseau (figure 6.4). La couche de sortie contient en général autant de neurones que de classes d'individus présents dans l'échantillon initial (m). Chaque neurone de sortie est associé à une classe particulière, et devient "actif" (c'est-à-dire a comme valeur de sortie 1) lorsque l'individu présenté appartient à cette classe. Dans tous les autres cas, il reste "inactif" et indique 0.

Lorsque, comme c'est souvent le cas, on désire uniquement discriminer entre deux types d'invividus (qu'on appelera de façon générique les individus de type signal et les individus de type fond), il n'y a en réalité qu'une alternative, de sorte qu'il suffit d'un seul neurone de sortie, valant 1 pour le signal et 0 pour le fond.

En pratique cependant, signal et fond se recouvrent dans l'espace des paramètres d'entrée, de sorte qu'il est presque toujours impossible de répondre avec certitude. C'est pourquoi la réponse du réseau n'est pas binaire, mais comprise entre 0 et 1, les valeurs intermédiaires témoignant du degré d'incertitude entachant la décision.

6.2.4 Entraînement du réseau de neurones multicouche

Avant d'être en mesure de fournir une réponse utile, le réseau doit être entraîné, c'est-à-dire apprendre à distinguer les individus signal des individus fond.

Cet apprentissage consiste à présenter au réseau un individu de l'un ou l'autre type, connu à l'avance, et à "corriger" sa réponse à chaque fois qu'il se trompe. On répète cette opération aussi longtemps que nécessaire, c'est-à-dire jusqu'au moment où les corrections apportées ne font plus diminuer son taux d'erreur.

"Corriger" la réponse du réseau signifie, en pratique, modifier la valeurs de ses paramètres internes (poids et seuils) de façon à rapprocher la sortie O de la valeur exacte attendue pour chaque individu présenté[4].

A chaque réponse, on peut quantifier l'erreur E commise par le réseau en posant par exemple :

$$E = (O(\mathcal{W}, \vec{x}) - O_{\text{vrai}})^2, \tag{6.4}$$

où $O(\mathcal{W}, \vec{x})$ est la réponse fournie par le réseau, qui dépend des entrées $\vec{x}$ ainsi que des poids et seuils globalement notés $\mathcal{W}$, et où O_{vrai} la réponse correcte attendue (0 pour le fond, 1 pour le signal). Pour réduire l'erreur, il suffit de corriger légèrement les paramètres $\mathcal{W}$ du réseau :

$$\mathcal{W} \rightarrow \mathcal{W} + \delta\mathcal{W} ,$$

où $\delta\mathcal{W}$ s'obtient par exemple par une méthode de gradient :

$$\delta\mathcal{W} = -\alpha \frac{\partial E}{\partial \mathcal{W}}.$$

α est appelé le coefficient d'apprentissage, puisqu'il détermine l'amplitude de la correction donc la "vitesse" avec laquelle le réseau apprend. Pour des raisons pratiques (de convergence), on relie en général chaque nouvelle correction $\delta\mathcal{W}$ à la correction précédente $\delta\mathcal{W}'$:

$$\delta\mathcal{W} = -\alpha \frac{\partial E}{\partial \mathcal{W}} + \beta\delta\ \mathcal{W}', \tag{6.5}$$

où β,qualifié de moment ou coefficient d'inertie, est utilisé pour stabiliser l'apprentissage. Les coefficients α et β peuvent être ajustés de façon à minimiser le temps d'apprentissage. Les valeurs les plus fréquemment retenues varient entre 0.1 et 1.

Lorsque, après avoir présenté au réseau un certain nombre d'individus de l'une et l'autre classe, toutes les corrections $\delta\mathcal{W}$ sont nulles, on dit que le réseau a convergé, ou appris, ce qui signifie que la fonction $O(\mathcal{W}, \vec{x})$ obtenue est celle qui rend l'erreur E minimale sur l'ensemble de l'échantillon d'apprentissage.

Nous n'insisterons pas davantage sur la formulation mathématique de l'apprentissage, car il en existe de très nombreuses variantes[5]. Toutes sont cependant basées sur le fait que la

[4] On notera au passage que cet apprentissage par modification des poids associés aux connexions est bien équivalent au mécanisme d'apprentissage synaptique proposé par Hebb.

[5] implémentées pour la plupart dans les logiciels standards de simulation de réseau de neurones en vente dans tous les bons instituts de recherche, voir par exemple [12].

correction apportée aux poids $\mathcal{W}$ est proportionnelle à la différence entre la réponse fournie et la réponse désirée (i.e. à l'erreur). Ceci se voit aisément d'après (6.5), puisque l'on a :

$$\frac{\partial E}{\partial \mathcal{W}} = 2\,(O(\mathcal{W},\vec{x}) - O_{\text{vrai}}) \times \frac{\partial O(\mathcal{W},\vec{x})}{\partial \mathcal{W}}.$$

C'est pourquoi ce type de méthode d'apprentissage porte le nom d'apprentissage par *rétro-propagation de l'erreur* [13]. La descente du gradient qu'on vient de présenter, avec un terme d'inertie visant à atténuer les oscillations au voisinage du minimum, est la plus simple (et aussi de fait la plus utilisée) des méthodes de minimisation de l'erreur E, mais est loin d'être unique. Ceci dit, la plupart des méthodes développées conduisent en général au même résultat, les plus sophistiquées y arrivant, parfois, un peu plus vite que les autres...

6.2.5 La réponse d'un réseau de neurones est la variable discriminante statistiquement optimale

Comme on vient de le voir, la réponse $O(\vec{x})$ du réseau de neurone est, une fois qu'il est correctement entraîné, la fonction des variables $\vec{x}$ qui minimise l'erreur E, moyennée sur tous les individus de l'échantillon d'apprentissage :

$$\langle E\rangle = \frac{1}{N}\left(\sum_{\vec{x}\ \in\ \text{signal}} [O(\vec{x}) - O(\text{signal})]^2 + \sum_{\vec{x}\ \in\ \text{fond}} [O(\vec{x}) - O(\text{fond})]^2\right), \tag{6.6}$$

où N désigne le nombre d'individus fond et signal dans l'échantillon.

Si l'on note $\rho_{\text{signal}}(\vec{x})$ et $\rho_{\text{fond}}(\vec{x})$ les densités de probabilité des distributions signal et fond dans l'espace des paramètres d'entrées $\vec{x}$, l'équation (6.6) peut s'écrire sous la forme d'une intégrale :

$$\langle E\rangle = \int \left(\rho_{\text{signal}}(\vec{x})\,[O(\vec{x}) - 1]^2 + \rho_{\text{fond}}(\vec{x})\,[O(\vec{x}) - 0]^2\right) \mathrm{d}\vec{x}.$$

La condition du minimum :

$$\frac{\partial \langle E\rangle}{\partial O} = 0\ ,$$

où O est considérée comme une fonction des poids et seuils $\mathcal{W}$, est alors équivalente à :

$$\rho_{\text{signal}}(\vec{x})\,(O(\vec{x}) - 1) + \rho_{\text{fond}}(\vec{x})\,O(\vec{x}) = 0\ .$$

On aboutit ainsi à l'identité :

$$O(\vec{x}) = \frac{\rho_{\text{signal}}(\vec{x})}{\rho_{\text{signal}}(\vec{x}) + \rho_{\text{fond}}(\vec{x})}\ , \tag{6.7}$$

qui montre, qu'en vertue du théorème du révérend Thomas Bayes [14], la sortie $O(\vec{x})$ n'est autre que la probabilité *à posteriori* que l'individu présenté au réseau soit de type signal, étant donné la valeur de ses paramètres $\vec{x}$.

Pour bien comprendre l'équation (6.7), il faut garder à l'esprit que le plus souvent les distributions du signal et du fond se recouvrent dans l'espace des paramètres d'entrée, de sorte que quelle que soit la méthode utilisée, la donnée des grandeurs $\vec{x}$ caractéristiques d'un individu ne permet pas en général de décider avec certitude s'il appartient à l'une ou l'autre classe.

Dans ces conditions, la réponse la plus sage, c'est-à-dire statistiquement optimale, consiste à comparer les fractions d'individus de type signal et fond attendues pour cette valeur de $\vec{x}$, et à assigner l'individu à la classe pour laquelle cette fraction est la plus élevée. C'est précisément ce que fait le réseau de neurones (cf équation 6.7)[6].

En fait, il suffirait de pouvoir connaître $\rho_{\text{signal}}(\vec{x})$ et $\rho_{\text{fond}}(\vec{x})$ en chaque point, pour obtenir le même résultat. Mais ceci reste en pratique presque toujours impossible, spécialement lorsque le nombre de paramètres est élevé. En effet, à moins de disposer de l'expression analytique des densités de probabilité, ce qui est rarement le cas, on ne peut qu'avoir recours à un échantillon simulé. Après avoir découpé l'espace des paramètres d'entrée en domaines élémentaires, on parvient à estimer numériquement la valeur de $\rho_{\text{signal}}(\vec{x})$ et $\rho_{\text{fond}}(\vec{x})$ dans chacun de ces domaines en comptabilisant le nombre d'individus signal et fond qui l'occupent. Mais le nombre de domaines élémentaires variant exponentiellement avec la dimension de l'espace, on ne dispose pas en général d'échantillons suffisamment grands pour les peupler tous de façon statistiquement significative.

Les réseaux de neurones présentent l'avantage de fournir de façon simple et directe le critère de décision optimal, sans avoir besoin de connaître individuellement les distributions $\rho_{\text{signal}}(\vec{x})$ et $\rho_{\text{fond}}(\vec{x})$ (en réalité, seul le *rapport* des distributions importe).

6.3 Illustration et cas pratique

6.3.1 Du plus simple...

Illustrons sur un cas pratique simple ce qui vient d'être présenté. On se propose d'entraîner un réseau de neurones à discriminer entre des individus signal et des individus fond répartis dans un plan (x, y). Le fond est supposé peupler uniformément le plan (pour x et y entre 0 et 1), le signal étant contenu dans un disque de centre (0.5,0.5) et de rayon 0.2.

Les distributions signal et fond sont représentées sur la figure 6.7, chaque point correspondant à un individu. On a entraîné un réseau de neurones (2,3,1) (c'est-à-dire un réseau à une couche cachée dotée de 3 neurones) sur un échantillon contenant 1000 individus signal et fond. Après un certain nombre de "cycles" d'apprentissage (le nombre de présentations successives du même échantillon), la réponse fournie par le réseau, notée $O(x, y)$, est celle qui est représentée au bas de la figure 6.7. Comme on peut le constater, la partie du plan occupée par le signal est correctement délimitée par la courbe d'équation $O(x, y) = 0.5$.

La figure 6.8 illustre les performances du réseau au fur et à mesure de son apprentissage. Dans ce cas, la convergence est obtenue au bout d'une centaine de cycles.

Le problème proposé peut être résolu avec uniquement 3 neurones dans la couche cachée comme le montre la figure 6.9. Avec 2 neurones le réseau est incapable d'approximer le cercle, quelque soit la durée de l'apprentissage. Avec plus de trois neurones, les performances sont assez similaires, bien que le temps d'entraînement nécessaire ait tendance à augmenter.

[6] Si les deux classes étaient parfaitement séparées, alors la réponse (6.7) du réseau serait soit 0 soit 1, et dans tous les cas, toujours parfaitement exacte!

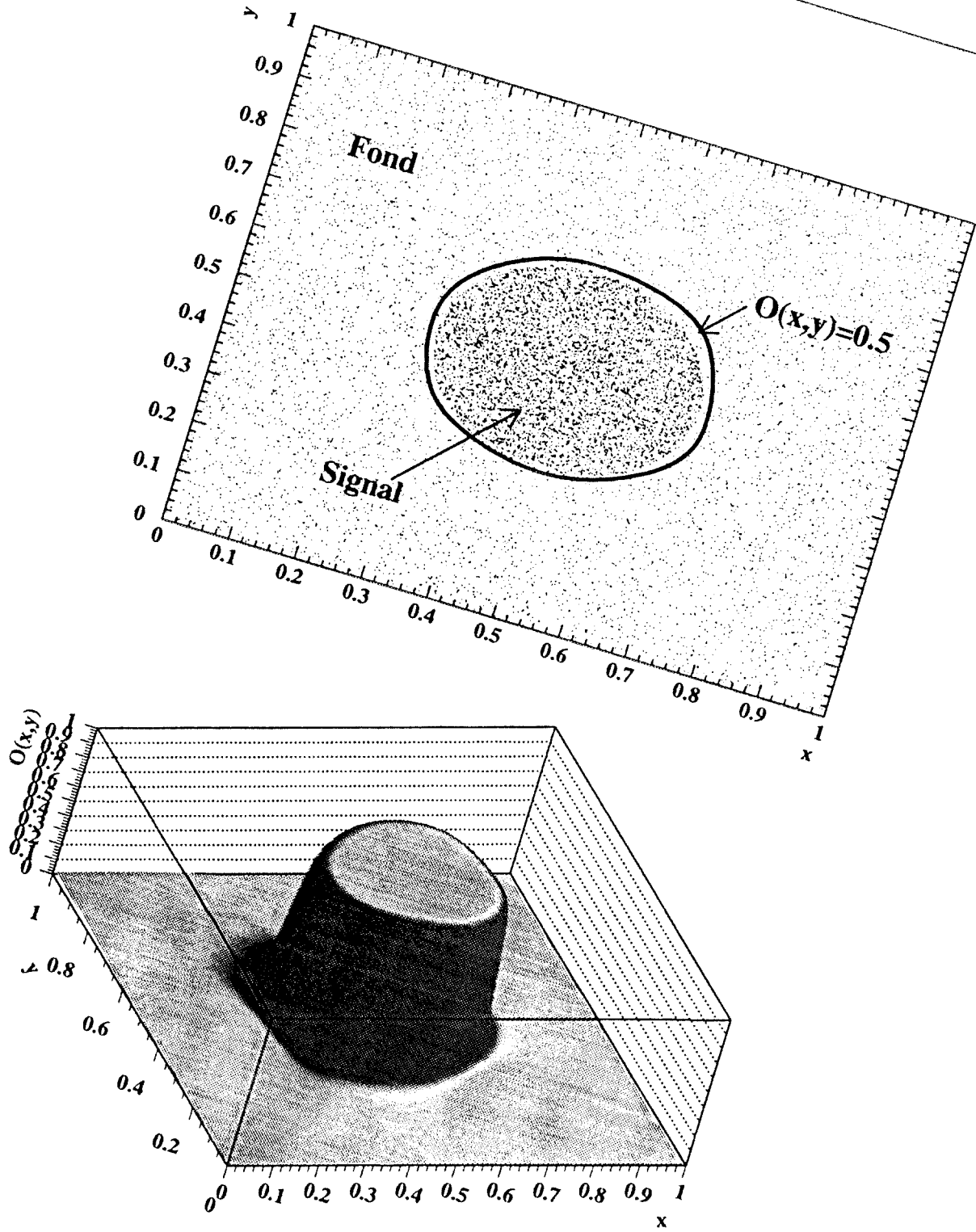


Figure 6.7: *Utilisation d'un réseau de neurones (2,3,1) pour séparer deux distributions dans le plan* (x, y). *La figure du bas représente la fonction* $O(x, y)$ *de la sortie du réseau, et celle du haut sa projection dans le plan* $O(x, y) = 0.5$.

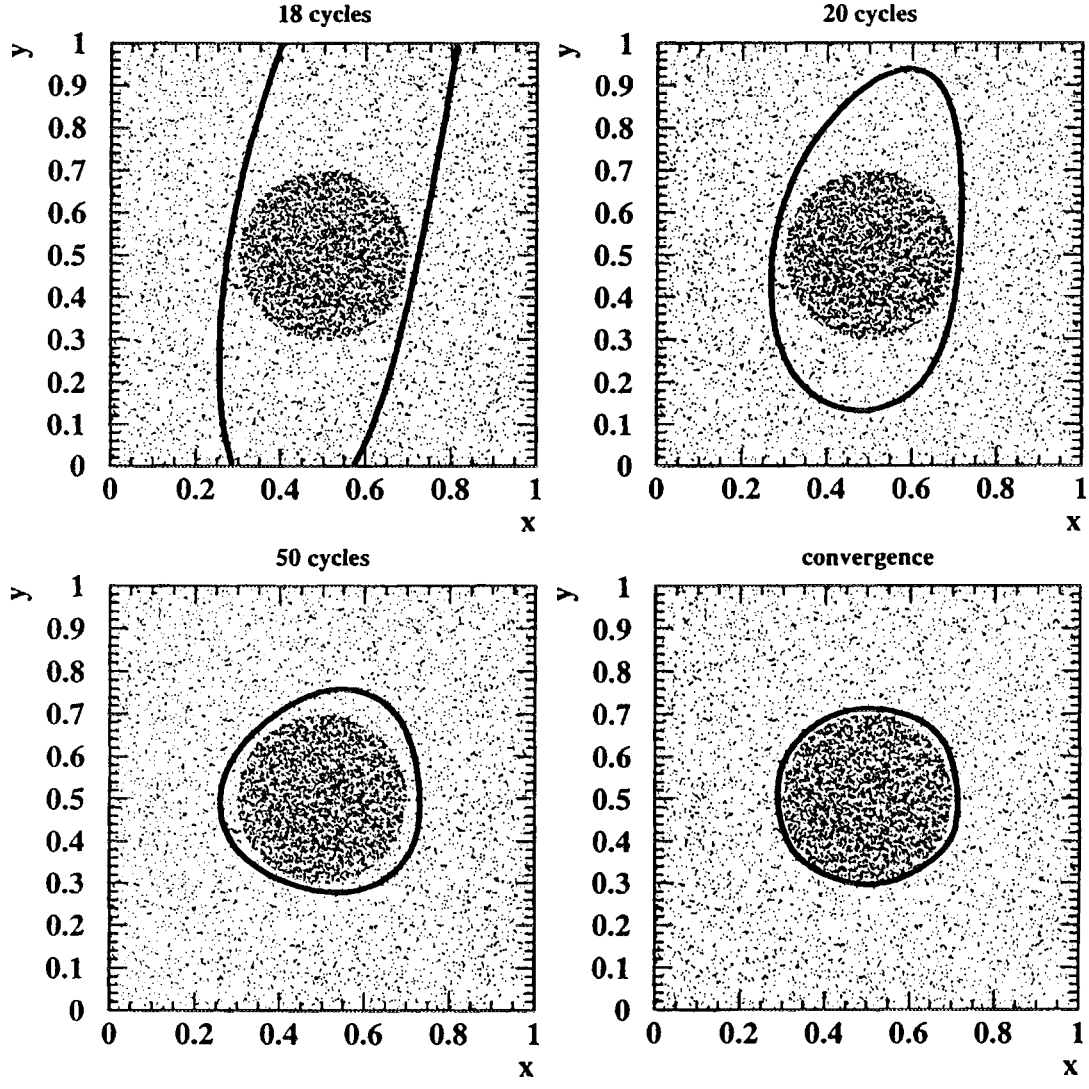


Figure 6.8: *Amélioration des performances du réseau au cours de son apprentissage. On voit très clairement que le réseau approxime de mieux en mieux la forme de la distribution du signal (ici un disque) au fur et à mesure des cycles d'apprentissage.*

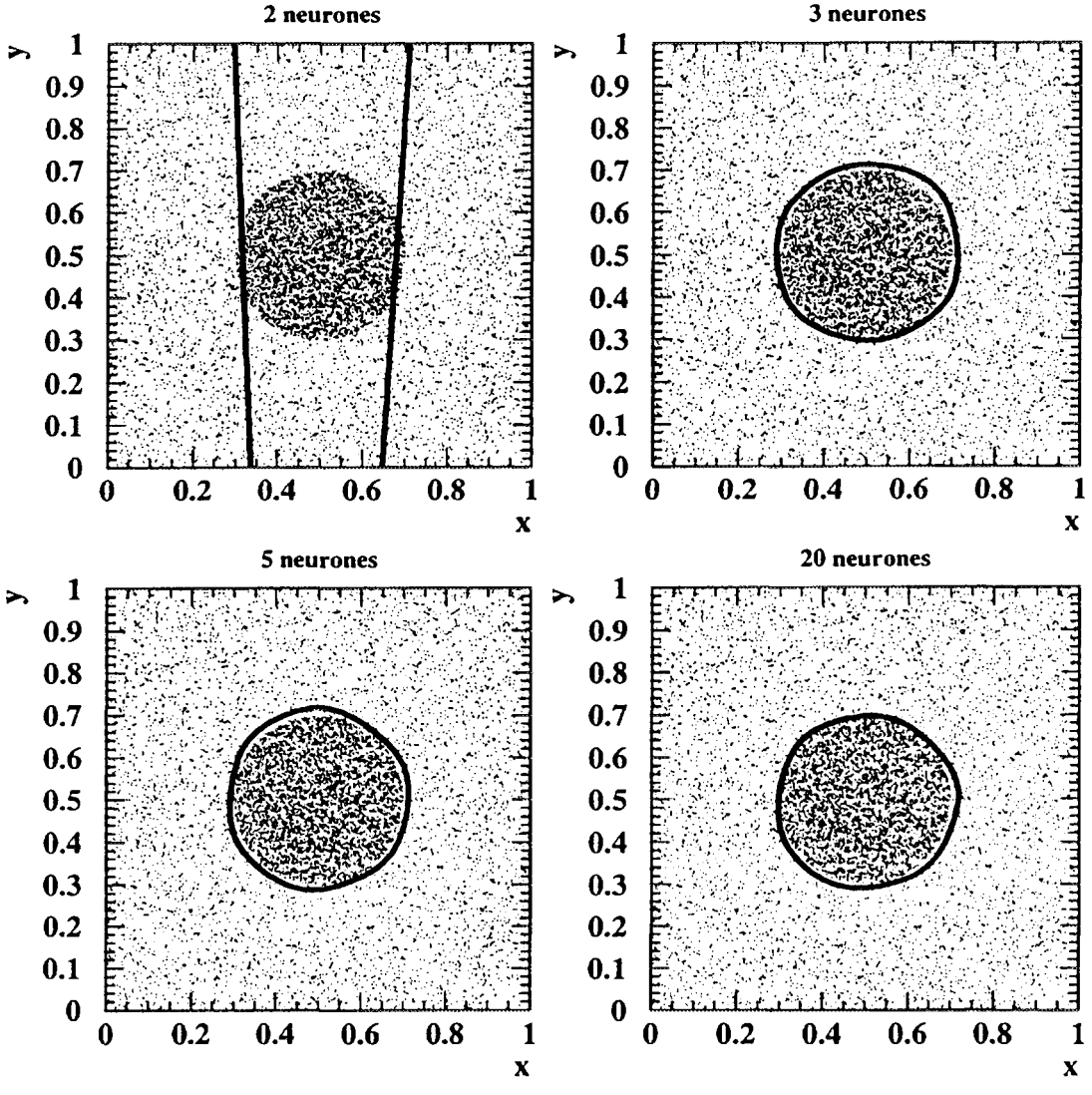


Figure 6.9: *Influence du nombre de neurones dans la couche cachée sur les perfomances du réseau. Il suffit de 3 neurones pour un réseau à une couche cachée pour approximer correctement un disque dans un plan. Un nombre trop élevé de neurones (20) n'améliore (ni ne dégrade) sensiblement les performances du réseau.*

6.3.2 ...au plus compliqué

L'exemple du disque peut paraître excessivement simpliste. C'est pourtant l'un des cas où d'autres approches plus traditionnelles telles que l'analyse discriminante linéaire [15], ou même l'utilisation de coupures indépendantes sur x et y conduiraient à une discrimination imparfaite, étant donné la forte corrélation entre les variables.

De plus cet exemple n'est pas si loin de la réalité car, dans bon nombre de cas physiques, le signal qu'on cherchera à isoler sera effectivement concentré dans une région de forme "ovoïde" dans l'espace des paramètres d'entrée.

Ceci dit, on peut lui repprocher de ne guère rendre justice aux réseaux de neurones, qui sont capables d'accomplir des tâches autrement plus complexes. La figure 6.10 témoigne de leur capacité à approximer des surfaces de forme plus exotique: de la marguerite au grand-huit, en passant par le serpent de mer, sans oublier Saturne et son anneau... La figure 6.11, qui représente la section de ces surfaces par le plan $O(x, y) = 0.5$, montre que dans chacun des exemples cités, un nombre raisonnable de neurones (10 à 20 en l'occurence) suffit à isoler correctement le domaine correspondant au signal, qu'il soit convexe ou non.

Bien sûr, le nombre de neurones nécessaires augmente avec la complexité du problème: 10 neurones pour la marguerite, 20 pour le grand-huit. Il en va de même pour la taille de l'échantillon d'apprentissage. Il faut en effet que chaque coin et recoin de la distribution soit peuplé par un nombre significatif d'individus. Les exemples de la figure 6.11 ont nécessité l'utilisation d'environ 50000 individus signal et fond.

Ces exemples pourraient laisser penser que pour être sûr de résoudre parfaitement n'importe quel problème il suffirait d'utiliser un réseau possédant un très grand nombre de neurones, entraîné sur un très large échantillon d'individus. C'est probablement vrai en théorie, mais on se heurte en pratique à deux difficultés: d'une part on dispose d'un temps de calcul fini, et d'autre part l'apprentissage de tels réseaux peut s'avérer extrêmement incertain.

6.3.3 Les difficultés de l'apprentissage

En effet si les ANN sont *théoriquement* capables de résoudre de façon optimale les tâches les plus complexes, à condition d'utiliser suffisamment de neurones, rien ne garantit en pratique le succès de leur apprentissage. Le problème de minimisation auquel on est confronté peut facilement faire intervenir quelques centaines à quelques milliers de paramètres libres (les poids et les seuils). Dans ce vaste espace, la fonction erreur E peut présenter de multiples minima locaux, susceptibles de reléguer au rang de douce illusion tout espoir de converger jamais vers le minimum absolu.

Parmi les très nombreux algorithmes d'apprentissage, ou, si l'on préfère un language plus mathématique, les méthodes de minimisation de la fonction erreur, la descente de gradient présentée en (6.5) est, en dépit de sa simplicité, la plus utilisée car donnant la plupart du temps de bons résultats. Pour faciliter la convergence on applique du reste fréquemment avec profit un certain nombre de "recettes" empiriques, l'une des plus efficaces consistant à faire décroître le coefficient d'apprentissage α au cours de l'entraînement. Le temps de convergence vers le minimum est en général satisfaisant, bien qu'on ne soit aucunement assuré qu'il s'agisse du

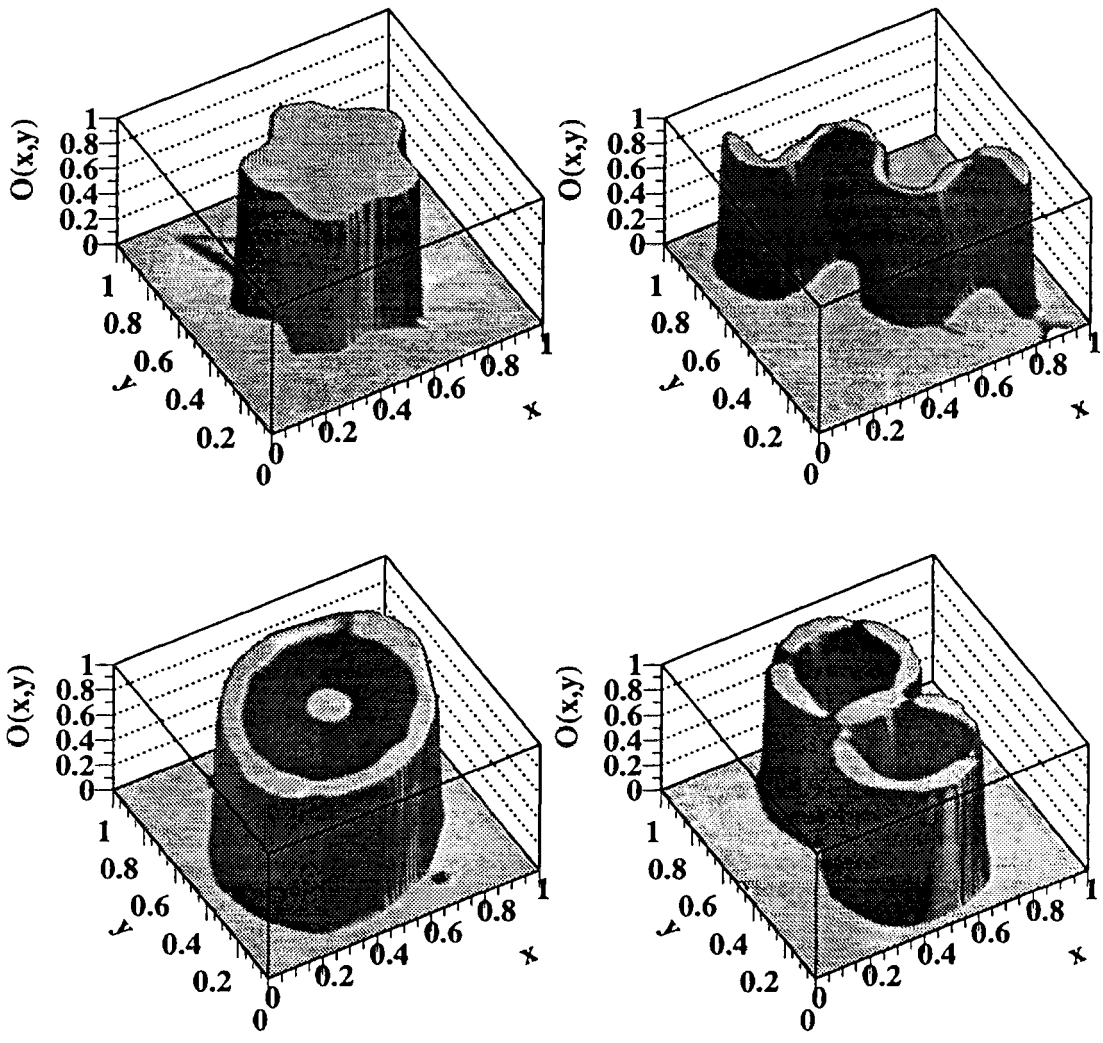


Figure 6.10: *Approximation de surfaces "exotiques" par un réseau de neurones à une couche cachée. Ces figures représentent la sortie $O(x,y)$ d'un réseau de neurones entraîné à discriminer dans le plan (x,y) les distributions signal et fond représentées sur la figure 6.11.*

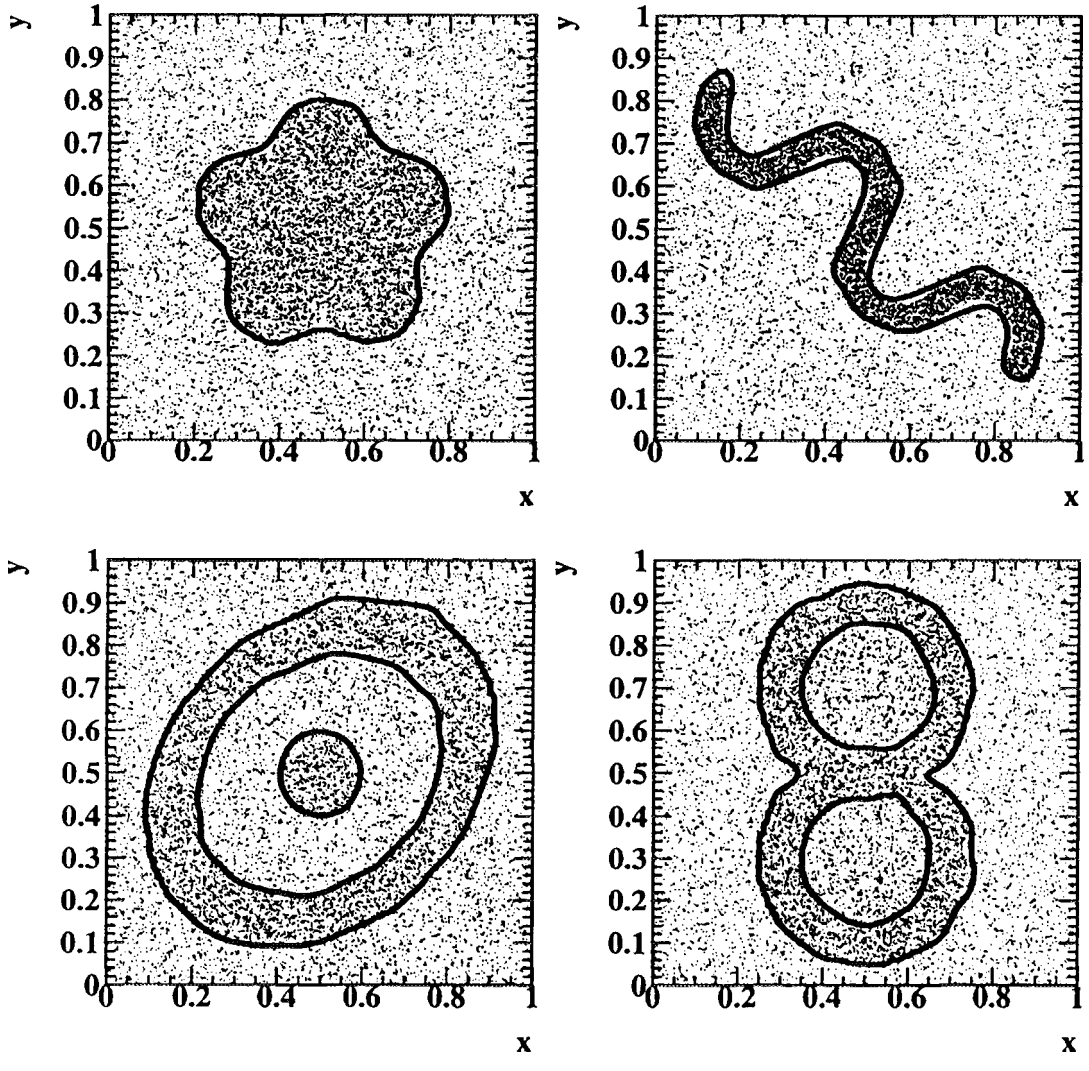


Figure 6.11: *Discrimination signal/fond par un réseau de neurones à une couche cachée pour différentes formes du domaine occupé par le signal (dans chaque cas le fond est supposé réparti uniformément dans le plan (x, y) entre 0 et 1). Ces figures représentent l'intersection par le plan $O(x, y)$=0.5 des surfaces représentées en 6.10.*

minimum absolu...

Des méthodes de minimisation dites "statistiques" permettent d'éviter d'être piégé dans un minimum local [16, 17]. Ceci est possible en choisissant à chaque étape la correction δW de façon aléatoire, cette correction n'étant appliquée que si elle fait diminuer l'erreur E. Ainsi le réseau "erre" au hasard sur la surface d'erreur jusqu'à "s'établir" au point le plus stable[7]. L'inconvénient de ce genre de méthodes est évidemment un temps moyen de convergence extrêment long, et le plus souvent prohibitif.

6.3.4 Comment s'assurer de la convergence?

Il n'existe donc pas de méthodes de minimisation suffisamment rapides qui permettent d'éviter de rester piégé dans un minimum local. Par ailleurs, il est péremptoire d'affirmer que le réseau fournit la réponse optimale si l'on ne peut prouver qu'il a bien convergé vers le minimum absolu.

Dans le cas de problèmes à deux dimensions, comme ceux des figures 6.8 à 6.11, on peut aisément vérifier "de visu" que la solution trouvée par le réseau est satisfaisante. Mais dès lors que le problème à traiter fait intervenir plus de deux variables, cette vérification semble impossible.

On dispose pourtant d'un moyen relativement simple de vérifier que la réponse est statistiquement optimale, au sens où la sortie O du réseau correspond à la probabilité de Bayes apparaissant dans la formule (6.7):

$$O(\vec{x}) = \frac{\rho_{\text{signal}}(\vec{x})}{\rho_{\text{signal}}(\vec{x}) + \rho_{\text{fond}}(\vec{x})}$$

En effet, si cette relation est valide, alors l'échantillon d'apprentissage (composé de signal et de fond) où chaque individu $\vec{x}$ est "pondéré" par la probabilité $O(\vec{x})$ doit être parfaitement indiscernable de l'échantillon signal seul dans l'espace de paramètres d'entrée, puisque :

$$(\rho_{\text{signal}}(\vec{x}) + \rho_{\text{fond}}(\vec{x})) \times O(\vec{x}) = \rho_{\text{signal}}(\vec{x})$$

Pour le vérifier (il s'agit de savoir si deux distributions multidimensionnelles sont identiques), le moyen le plus sûr consisterait à entraîner un deuxième réseau de neurones à discriminer entre l'échantillon repondéré et l'échantillon signal. Si ce réseau ne fait aucune différence entre les deux échantillons, alors c'est que le premier réseau a bien convergé vers le minimum absolu.

Un autre moyen, moins infaillible mais immédiat, consiste à comparer la distribution de la réponse O du réseau obtenue pour l'échantillon signal, et pour l'échantillon mixte (signal et fond) repondéré. La procédure est illustrée sur la figure 6.12. A gauche, le cas d'un réseau qui a correctement convergé, à droite celui d'un réseau qui est resté piégé dans un minimum local, comme le montre la section dans le plan $O(x, y) = 0.5$. La distribution repondérée et la distribution signal coïncident parfaitement dans le premier cas. Le désacord observé dans le second cas permet de se rendre compte très facilement que le réseau n'a pas convergé au minimum absolu.

[7] Pour que le réseau finisse par se stabiliser il faut réduire l'amplitude des corrections au fur et à mesure de l'apprentissage.

On notera qu'en réalité cette méthode ne permet pas uniquement de vérifier que le réseau a correctement convergé, mais fournit également un moyen simple de savoir si l'architecture choisie (nombre de neurons cachés, nombre de couches) est suffisante et adaptée à la complexité du problème à résoudre.

6.4 Conclusion

L'étude des réseaux de neurones artificiels est un sujet bien plus riche et plus complexe que ne le laisse penser cette courte introduction, qui s'est contenté de décrire l'un des nombreux modèles imaginables, le plus simple d'entre eux : le perceptron ou réseau multicouche (plus fréquemment désigné dans la littérature anglo-saxone par le sigle MLP, qui signifie Multi-Layer Perceptron).

Nous avons montré que ce type de réseaux peut fort bien n'être considéré que comme un algorithme d'ajustement d'une fonction plus ou moins complexe sous forme d'une décomposition en fonctions élémentaires. De ce point vue, "apprendre" ne signifie somme toute que "minimiser".

C'est dans cette optique que nous aurons recours aux ANN dans les chapitres qui suivent, c'est-à-dire en tant qu'outils mathématiques apportant la réponse statistiquement optimale à chaque fois qu'on est confronté à un problème de discrimination entre deux classes d'invididus à partir d'un nombre élevé de variables : discrimination électrons-hadrons et identification des conversions de photons (chapitre 8), ou encore séparation des saveurs de quarks (chapitre 9).

Il s'agit pourtant d'un point de vue réducteur qui pourrait laisser une fausse impression sur l'importance et l'avenir potentiel de la recherche dans ce domaine. D'ores et déjà, et sans avoir la complexité des système biologiques dont ils ne sont probablement que de grossières approximations, les réseaux de neurones artificiels ne cessent de nous surprendre par leur capacité à reproduire certains des comportements spécifiques au vivant : apprendre et s'adapter, généraliser, se tromper aussi.

Qui peu dire si une meilleure compréhension des processus biologiques mis en oeuvre dans le cerveau, alliée aux progrès des modélisations, en partie suscités par des exemples d'application de plus en plus nombreux, ne permettront un jour de dévoiler aux hommes les mécanismes intimes, et parfois confus, de leurs propres raisonnements...

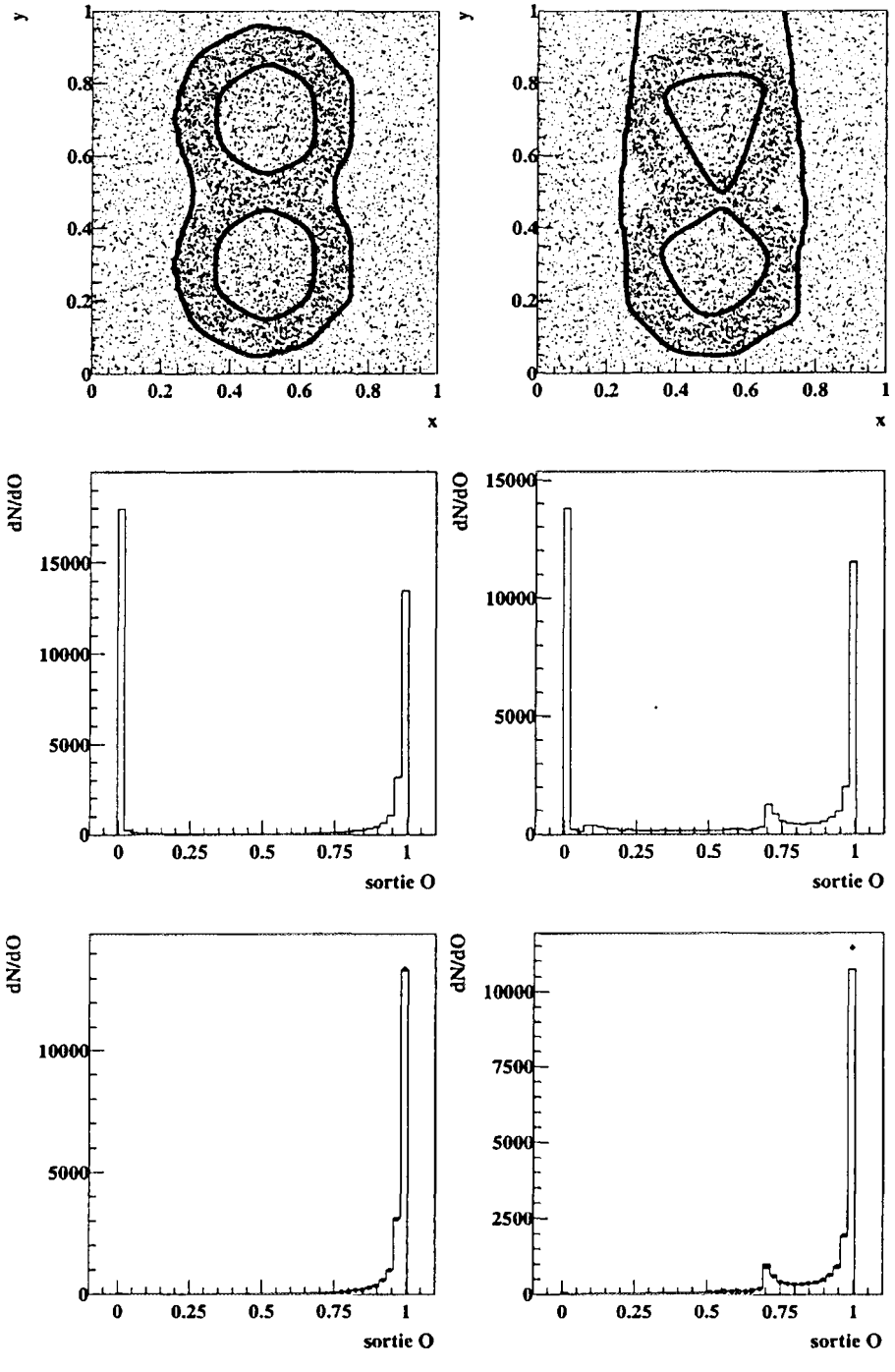


Figure 6.12: *Vérification de la convergence du réseau. De haut en bas sont représentées: la section dans le plan $O(x,y) = 0.5$, la distribution de la sortie du réseau pour l'échantillon signal et fond, et la distribution pour le signal seul comparée à celle de l'échantillon total repondéré par la sortie (points). Le cas de gauche est celui d'un réseau ayant convergé vers le minimum absolu, celui de droite correspond à un réseau qui est resté piégé dans un minimum local.*

Bibliographie

[1] W.S. McCulloch et W. Pitts, *A logical Calculus of the Ideas Immanent in Nervous Activity*, Bulletin of Mathematical Biophysics 5 (1943) 115.

[2] B, Denby, *Neural Networks and Cellular Automata in Experimental High Energy Physics*, Comp. Phys. Comm. **49** (1988) 429.
Cette référence est historiquement la première à décrire les possibilités d'application des réseaux de neurones à des problèmes types de physique des particules : reconstruction de traces chargées, déclenchement,...

[3] Plusieurs conférences sont aujourd'hui consacrées aux applications des réseaux de neurones, ainsi qu'a leur développements théoriques, sans parler des revues spécialisées. Pour ce qui est du domaine plus spécifique de la physique des hautes énergies, de nombreuses références sont disponibles sur WWW, à partir de la page "Neural Networks in High Energy Physics Home Page", qu'on peut trouver à l'URL: http://www1.cern.ch/NeuralNets/nnwInHep.html.

[4] F. Rosenblatt, *Principles of Neurodynamics*, Spartan, New York, 1962.

[5] D.O. Hebb, *The Organization of Behaviour*, Wiley, New York, 1949.

[6] M. Minsky et S. Papert, *Perceptrons: An Introduction to Computational Geometry*, The MIT Press, 1969.

[7] D.E. Rumelhart et J.L. McClelland *Parallel Distributed Processing.* The MIT Press, 1986.

[8] K. Hornik, M. Stinchcombe et H. White, *Multilayer feedforward networks are universal approximators*, Neural Networks 2 (1989) 359.

[9] G. Cybenko, *Approximation by superpositions of a sigmoidal function*, Mathematics of Control, Signals and Sytems 2 (1989) 303.

[10] V. G. Alcalde, *Neural Networks in High Energy Physics: From Pattern Recognition to Exploratory Data Analysis*, thèse de doctorat, Institut de Fisica d'Altes Energies, Espagne, novembre 94;
H. Kolanoski, *Application of Artificial Neural Networks in Particle Physics*, DESY 95-061, Nucl. Instr. Meth. **A367** (1995) 14.

[11] A.Gruber *et al.*, *A Neural Network Architecture for the Second Level Trigger in the H1-Experiment at the Electron Proton Collider HERA*, Proceedings IEEE conference, TAI 94, New Orleans;

B. Denby *et al.*, *Performance of the CDF Neural Network Electron Isolation Trigger*, Nucl. Inst. Meth. **A356** (1995) 485.

[12] C. Peterson, T. Rögnvaldsson et L. Lönnblad, *JETNET 3.0 - A Versatile Artificial Neural Network Package*, LU TP 93-29, ou CERN-TH.7135/94.
JETNET est l'un des logiciels de simulation de réseau de neurones les plus populaires parmi les physiciens des particules. Son nom vient de ce qu'il fut crée à l'origine pour distinguer les jets de quarks et de gluons, cf *Using Neural Networks to Identify Jets*, Nucl. Phys. **B349** (1991) 675. La documentation ainsi qu'une version fortran du progamme lui-même sont disponibles par ftp anonyme à 'thep.lu.se' dans le répertoire 'pub/Jetnet/'

[13] DE Rumelhart, GE Hinton et RJ Williams, 1986, *Learning Internal Representations by Error Propagation.* dans [7], pp 318-362.

[14] S. J. Press, *Bayesian Statistics: Principles, Models, and Applications*, Wiley, 1989.

[15] R. A. Fisher, Annals Eugenics 7 (1936) 179.
P. C. Mahalanobis, Proc. Nat. Inst. Sci. India, Part 2A (1936) 49.

[16] S. Geman et D. Geman, *Stochastic relaxation, Gibbs distributions and Baysian restoration of images*, IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence (1984) 6:721.

[17] H. Szu et R. Hartley, *Fast simulated annealing*, Physics Letters (1987) 1222(3,4):157.

[18] Deux ouvrages d'introduction aux ANN très faciles d'accès:
E. Davalo et P. Naim, *Des réseaux de neurones*, Ed. Eyrolles, 1990;
P.D. Wasserman, *Neural Computing, Theory and Practice* New York: Van Nostrand Reinhold, 1989.

Partie III

Identification, Séparation

et Mesure

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Chapitre 7

Les procédures standards d'identification des leptons à OPAL

Introduction

L'identification des leptons directs, électrons et muons produits dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux ou charmés, constitue la première étape de la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds. Etape importante car bien que ces leptons laissent un signal caractéristique au passage dans les différents sous-détecteurs, ils ne représentent dans les événements multihadroniques qu'une très faible fraction (quelques pour mille) des particules visibles.

Sachant que seuls 40% environ des événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ contiennent un lepton direct, et que la précision de la mesure des asymétries avant-arrière reste aujourd'hui encore limitée par la statistique, le premier critère que doit satisfaire la procédure d'identification est d'offrir une efficacité de sélection élevée, et ceci dans toute l'acceptance du détecteur. Les leptons détectés à bas angle (dans les bouchons), qui contribuent le plus à l'asymétrie, doivent notamment être dans notre cas l'objet d'une attention toute particulière.

Ce chapitre présente les différentes méthodes d'identification des muons et des électrons à OPAL. Seules les traces énergiques ($p > 2$ GeV/c) sont considérées, le bruit de fond étant beaucoup trop important à basse impulsion. Les algorithmes standards utilisés communément par l'ensemble de la collaboration sont étudiés afin de savoir s'ils répondent aux besoins de notre analyse, et, le cas échéant, de mettre en relief leurs insuffisances.

7.1 L'identification des muons

L'identification des muons à OPAL repose essentiellement sur l'information fournie par les chambres à muons. Ces chambres, qui entourent le détecteur à une distance d'environ 5 m du point d'interaction, réagissent au passage des particules chargées pénétrantes ayant réussi à traverser le détecteur central, l'aimant et les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Elles peuvent fournir, suivant l'angle polaire θ, 2 à 4 points de mesure permettant de reconstruire un

segment de trajectoire (appelé "segment-μ") avec une résolution d'environ 2 mm, dans le plan perpendiculaire à la direction d'incidence de la particule.

Bien que les chambres à muons s'étendent jusqu'à $|\cos\theta|$=0.98, elles ne sont pas uniformément réparties en ϕ du fait de la présence des supports et des cables, de sorte qu'elles ne couvrent que 93% de l'angle solide. Le nombre de longueurs d'interaction λ_I qu'une particule doit traverser avant d'atteindre les chambres à muons varie avec l'angle polaire, mais reste partout supérieur à 7. Si moins d'un hadron sur 1000 est susceptible d'atteindre les chambres sans intéragir dans le calorimètre, on estime que la quasi-totalité des muons suffisamment énergiques ($p > 2$ GeV/c) pourront être détectés.

7.1.1 Description de l'algorithme standard

La procédure de sélection des muons permettant d'exploiter au mieux l'information des chambres à muons fut développée très tôt à OPAL et est aujourd'hui utilisée sans avoir subi de modifications majeures [1]. Chaque trace reconstruite dans le détecteur central est extrapolée jusqu'à l'entrée des chambres à muons, de façon à déterminer la position du point d'impact attendu. On note $\Delta\phi$ (resp. $\Delta\theta$) l'écart angulaire en ϕ (resp. en θ) entre la position de ce point d'impact extrapolé et un éventuel segment de trajectoire suffisamment proche (moins de 30^0 en ϕ) reconstruit dans les chambres à muons. En tenant compte des incertitudes de mesure $\sigma_{\Delta\phi}$ et $\sigma_{\Delta\theta}$, on associe à chaque couple trace-segment, un pseudo-χ^2, noté $\chi_{\rm pos}$, défini par :

$$\chi_{\rm pos} = \sqrt{\frac{(\Delta\phi)^2}{(\sigma_{\Delta\phi})^2} + \frac{(\Delta\theta)^2}{(\sigma_{\Delta\theta})^2}}$$

Dans le cas où une trace se trouve associée à plusieurs segments-μ, on ne retient que le segment le plus probable, c'est-à-dire celui qui rend $\chi_{\rm pos}$ minimum. Si à l'inverse un même segment est associé à plusieurs traces, on ne garde que le couple trace-segment qui minimise la somme quadratique des écarts angulaires, non normalisés par leur erreurs respectives, ceci afin d'éviter de favoriser les traces mal reconstruites (qui peuvent avoir un $\chi_{\rm pos}$ plus faible simplement à cause d'erreurs plus grandes sur θ et ϕ).

Le principal critère d'identification des muons consiste à imposer :

$$\chi_{\rm pos} < 3.$$

Le choix de cette coupure est justifié sur la figure 7.1. Il permet d'éliminer la grande majorité (99%) des hadrons, tout en conservant près de 80% des muons énergiques ($p > 2$ GeV/c) émis dans l'acceptance géométrique des chambres.

Les hadrons qui traversent le détecteur sans être absorbés, mais également ceux qui en se désintégrant ($\pi^{\pm}\rightarrow\mu^{\pm}$, $K^{\pm}\rightarrow\mu^{\pm}$) ou en interagissant dans le calorimètre hadronique donnent naissance à des particules secondaires capables d'atteindre les chambres à muons, bien que représentant une faible fraction, ne sont pas éliminés par cette coupure. Pour réduire la contamination par ce type de processus on impose deux conditions supplémentaires :

- On demande que le dE/dx de la trace mesuré dans le détecteur central ne soit pas inférieur

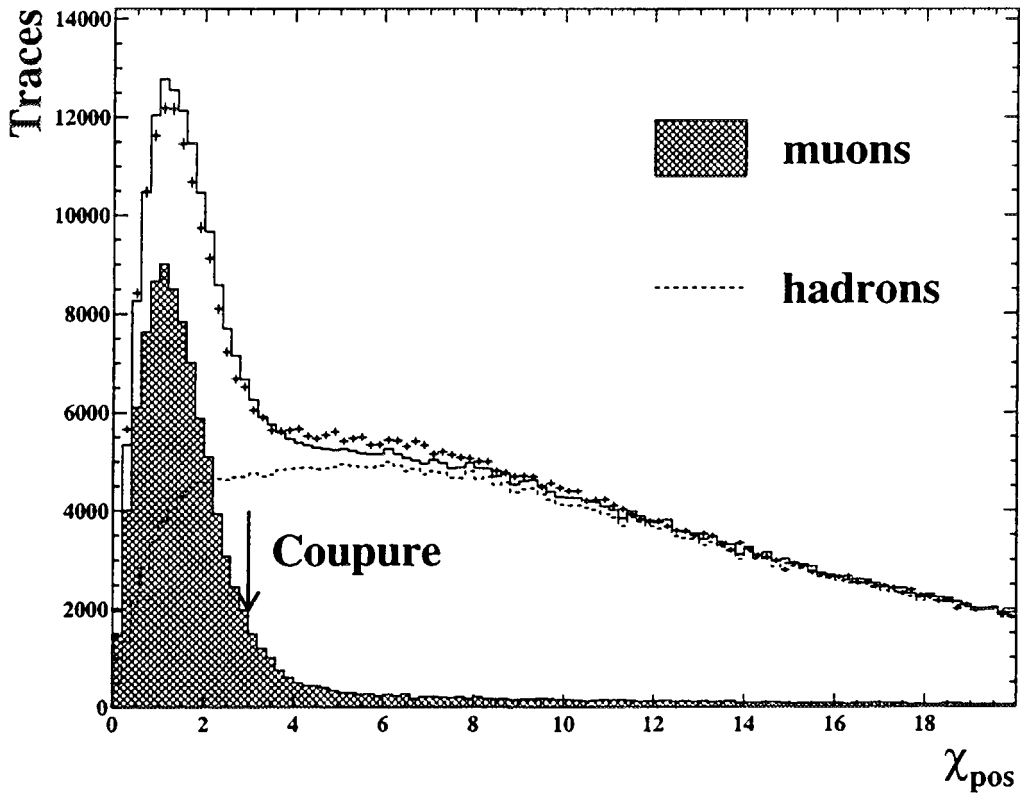


Figure 7.1: *Distribution de la variable principale de la sélection des muons pour des traces d'impulsion supérieure à 2 GeV/c, émises dans l'acceptance géométrique des chambres à muons. La distribution obtenue dans les données (points) est superposée à la distribution prédite par la simulation (histogrammes). On notera que pour la majorité des hadrons, qui ne sont associés à aucun segment-μ, la variable $\chi_{\rm pos}$ n'est pas définie.*

au $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ attendu pour un muon de plus de deux écarts standards :

$$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\rm norm} = \frac{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x - (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_\mu}{\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)} > -2.$$

où $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_\mu$ est la valeur du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ attendu dans l'hypothèse où la trace est un muon (qui ne dépend que de son impulsion) et $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ l'erreur estimée sur la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$[1]. Cette coupure n'est appliquée que si l'on dispose d'au moins 20 points de mesure indépendants dans CJ (sur un total de 159) pour effectuer le calcul du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$.

Pour une impulsion donnée, la perte d'énergie par ionisation ne dépend que de la masse des particules, et la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ ne permet pas de discriminer efficacement entre les muons et les pions dès lors que ceux ci sont relativistes. En revanche les kaons chargés, 3 à 4 fois plus massifs, et qui représentent une part importante de la contamination hadronique restante (20 à 50% suivant le domaine d'impulsion) perdent sensiblement moins d'énergie que les muons. La coupure utilisée (figure 7.2) permet de rejeter environ 60% de ces kaons, en éliminant moins de 5% des muons.

[1] Cette variable et ses propriétés seront présentées plus en détail au paragraphe 7.2.

- On demande qu'il n'y ait pas d'autres traces associées au même segment-μ ou que la seconde trace la plus proche soit au moins deux fois plus éloignée, ce qu'on traduit tout simplement par:

$$R_{\rm pos} = \frac{\Delta\Omega_1}{\Delta\Omega_2} < 0.5$$

où $\Delta\Omega_1$ (resp. $\Delta\Omega_2$) est l'écart angulaire entre l'axe du segment-μ et la direction de la première (resp. deuxième) trace la plus proche. Cette coupure permet de rejeter les hadrons émis dans un environnement bruyant, et associés par erreur à des coups dans les chambres à muons. Comme le montre la figure 7.3, elle réduit de manière significative la contamination hadronique restante, de près de 25 %. Les muons ne passant pas cette coupure (moins de 4%) sont pour la plupart des muons peu isolés ou dont les traces sont mal reconstruites.

Finalement, pour éliminer certains cas pathologiques pouvant conduire à une grande multiplicité dans les chambres à muons, notamment lorsqu'une particule développe une gerbe hadronique à l'extrêmité du calorimètre, on demande qu'il y ait moins de 20 segments-μ dans une région angulaire de $\pm$300 mrad en ϕ autour de la trace. Cette coupure rejette moins de 1% des muons directs.

7.1.2 Performances

L'efficacité globale de cette sélection est de l'ordre de 70% pour les muons directs de plus de 2 GeV/c, compte tenu de la couverture angulaire incomplète en ϕ des chambres à muons. Cette efficacité reste élevée dans les bouchons, où les chambres sont tout aussi performantes que dans la partie centrale, et n'est limitée que par la dégradation de la résolution angulaire des traces à bas angle (en particulier la résolution en θ qui passe de $\sim$ 3 à $\sim$ 15 mrad, voir chapitre 5). En outre, elle ne dépend que très peu de l'impulsion p des muons ou de leur degré d'isolation.

Les hadrons incorrectement identifiés représentent au total près de 25% de l'échantillon de traces retenues. L'efficacité et la contamination de la sélection sont estimées par la simulation, dont les prédictions peuvent être vérifiées à partir d'échantillons de traces dont la nature (muon ou hadron) est connue a priori, sur la base de critères purement cinématiques. Il est ainsi possible de comparer l'efficacité de la sélection mesurée directement dans les données ou le Monte Carlo pour des muons produits dans les événements $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ ou dans les réactions 2 photons $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$. Les premiers permettent de sonder le domaine de hautes impulsions ($p \approx 45$ GeV/c), et les réactions $\gamma\gamma$ celui des impulsions comprises entre 2 et 10 GeV/c. De même, les pions identifiés comme provenant de la désintégration de kaons ($K^0 \to \pi^+\pi^-$) ou de tau ($\tau \to 3\pi$) dans les événements $Z^0 \to \tau^+\tau^-$, sont utilisés pour tester le comportement de la simulation en ce qui concerne les hadrons.

Ces études montrent que les efficacités obtenues par Monte Carlo sont fiables dans la limite de $\pm$3%, et la contamination hadronique correcte avec une incertitude relative inférieure à $\pm$15% [2]. Il importe pourtant de souligner que la fiabilité des prédictions Monte Carlo concernant l'efficacité et la contamination de la sélection, cruciale dans bon nombre d'analyses utilisant les muons directs (mesures de largeurs, de rapports d'embranchement,...), ne joue comme on le verra (chapitre 10), aucun rôle dans la mesure des asymétries avant-arrière.

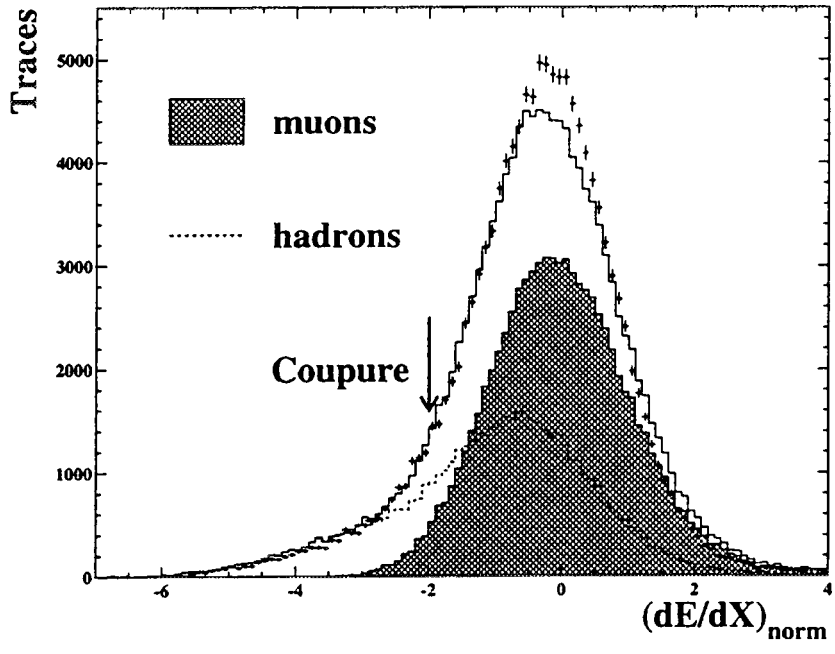


Figure 7.2: *Distribution de la perte d'énergie par ionisation normalisée* $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}}$ *des traces satsifaisant* $\chi_{\mathrm{pos}} < 3$.

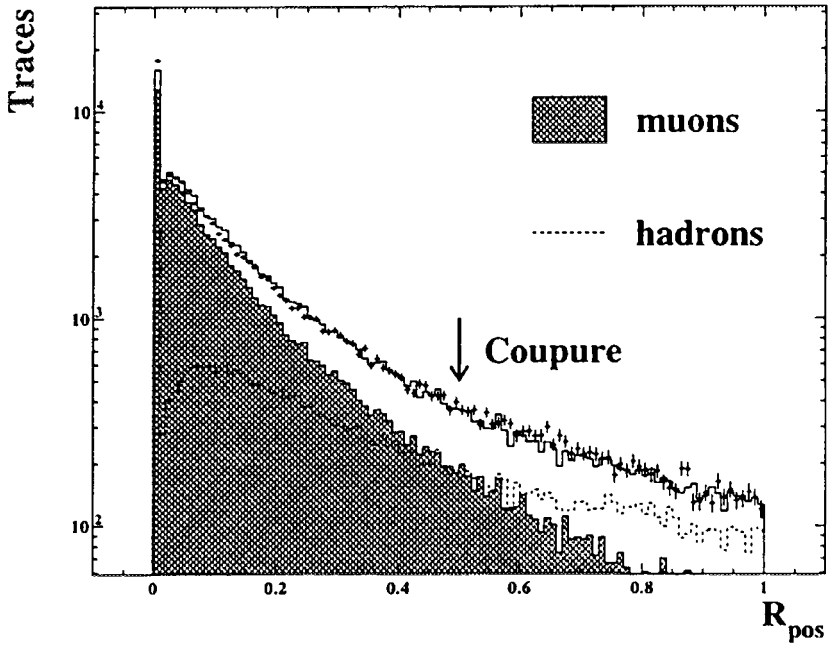


Figure 7.3: *Distribution de la variable* R_{pos} *après la coupure sur* χ_{pos} *et sur* $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}}$.

7.1.3 Conclusion

L'algorithme standard aujourd'hui utilisé à OPAL pour l'identification des muons est resté pratiquement tel qu'il fut mis au point au tout début de la prise de données. Ceci peut s'expliquer par la simplicité de la procédure, puisque l'information discriminante est fournie presque exclusivement par un seul sous-détecteur. Le "signe distinctif" du muon consiste en la présence de coups dans les chambres à muons dans le prolongement d'une trace reconstruite dans le détecteur central.

Malgré, ou en vertu de, sa simplicité, l'algorithme standard offre des performances (en terme d'efficacité et d'uniformité) qui répondent de façon satisfaisante aux besoins de notre analyse et peuvent difficilement être améliorées. Il s'avère en effet que certaines variantes plus élaborées, tentant notamment de tirer profit de l'information fournie par le calorimètre hadronique [3], ne permettent pas d'augmenter de façon significative l'efficacité déjà fort élevée de cette sélection[2].

L'algorithme standard sera donc utilisé tel quel, à ceci près que le choix exact de la coupure sur la variable principale de la sélection, χ_{pos}, sera réoptimisé de façon à obtenir la combinaison efficacité/pureté minimisant l'erreur totale (statistique et systématique) sur la mesure des asymétries avant-arrière (cf chapitre 10).

7.2 L'identification des électrons

Contrairement aux muons, l'identification des électrons à OPAL repose sur de nombreux critères dont les combinaisons diverses et variées ont donné lieu au cours des années à différents algorithmes [4]. Le plus performant de ces algorithmes est aujourd'hui utilisé de façon standard [5]. Son principal avantage est sa simplicité, puisqu'il n'a recours qu'aux deux variables les plus discriminantes, qu'il s'efforce d'exploiter de manière optimale.

7.2.1 Les 2 principales sources d'information

L'information la plus utile pour l'identification des leptons est fournie par la mesure de deux quantités : la perte d'énergie linéique par ionisation dans la chambre à jet, $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, et le rapport E/p, où E désigne l'énergie de la gerbe engendrée dans le calorimètre électromagnétique et p l'impulsion de la trace.

Une particule chargée qui traverse la chambre à dérive centrale (CJ) intéragit principalement par ionisation des atomes de gaz sur son passage. La fraction $\mathrm{d}E$ d'énergie cinétique communiquée au milieu par la particule en parcourant la distance $\mathrm{d}x$ est une fonction de sa vitesse β donnée par la célèbre formule de Bethe-Bloch [6], qui s'écrit approximativement, en négligeant certains termes correctifs :

$$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x = D\frac{Z\rho}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\log\frac{2m_e\gamma^2\beta^2c^2}{I} - \beta^2 + ...\right] \tag{7.1}$$

A, Z et ρ définissent les caractéristiques du milieu, respectivement le nombre de masse, le numéro

[2] Nous avons personnellement tenté d'utiliser des réseaux de neurones pour combiner ces informations, mais sans pouvoir obtenir d'amélioration significative en terme d'efficacité.

atomique et la densité du gaz ; I est appelé potentiel d'ionisation effectif, et vaut approximativement $I_0 Z$, avec $I_0 = 10 - 20$ eV. $D \approx 0.3$ MeV.cm^2 une constante, et m_e désigne le rayon classique de l'électron.

La perte d'énergie diminue quand la vitesse augmente, atteint un minimum à $\beta \sim 0.96$, puis augmente légèrement sous l'influence d'effets relativistes et se stabilise pour $\beta \to 1$ à une valeur "plateau" identique pour toutes les particules. Dans le domaine d'impulsion auquel on se limite, $p > 2$ GeV/c, la plupart des particules ont déjà atteint voire dépassé (cas des électrons) le minimum d'ionisation, et sont donc en réalité très peu affectées par la perte d'énergie qui dans la chambre à dérive d'OPAL ne dépasse pas 10 keV par centimètre.

La dépendance de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ avec la vitesse β se traduit, pour une impulsion donnée, par une dépendance avec la masse des particules illustrée sur la figure 7.4. Les électrons qui sont les premiers à atteindre le plateau relativiste, ont une valeur de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ nettement plus élevée que les autres particules, notamment les pions et les kaons, la différence s'atténuant à grande impulsion. C'est cette différence qui fournit le premier des deux principaux critères d'identification.

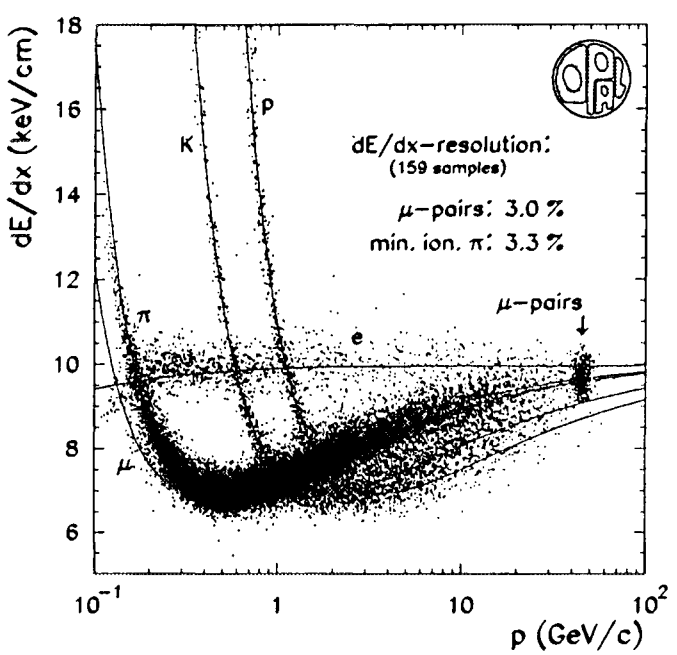


Figure 7.4: *Perte d'énergie par ionisation par unité de longueur ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) dans la chambre à jets en fonction de l'impulsion pour les différents types de particules chargées.*

L'intérêt du rapport E/p réside dans le fait que les électrons laissent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique ($E/p \sim 1$) contrairement aux hadrons qui ne développent pas de gerbe électromagnétique. Les hadrons sont malgré tout susceptibles d'interagir dans la bobine, la paroi de l'enceinte pressurisée, ou le calorimètre lui même (l'ensemble représentant un peu plus de deux longueurs d'interaction λ_I) et peuvent de ce fait perdre une partie significative de leur énergie. De plus pour des particules peu isolées, l'énergie déposée par des particules proches peut augmenter artificiellement la valeur de l'énergie de l'amas E vers lequel pointe la

particule[3]. La mesure du rapport E/p est donc surtout discriminante pour des particules isolées de grande impulsion ($p > 6 - 8$GeV). Elle est en ceci complémentaire de la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, plus utile à basse impulsion ($2 < p < 8$ GeV).

7.2.2 Les critères de la sélection standard

Les mesures de E/p et de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ sont entachées d'incertitudes diverses, d'origine connue pour la plupart, et dont la prise en compte explicite est nécessaire afin d'exploiter au mieux l'information qu'elles fournissent. Cette prise en compte est possible en introduisant des variables dites normalisées :

$$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}} = \frac{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x - (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{e}}}{\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)} \quad , \quad (E_{\mathrm{cone}}/p)_{\mathrm{norm}} = \frac{E_{\mathrm{cone}}/p - (E_{\mathrm{cone}}/p)_{\mathrm{e}}}{\sigma(E_{\mathrm{cone}}/p)}$$

Dans ces expressions, $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ et E_{cone}/p désignent les mesures "brutes"[4], $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{e}}$ et $(E_{\mathrm{cone}}/p)_{\mathrm{e}}$ les valeurs attendues pour un électron, alors que $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ et $\sigma(E_{\mathrm{cone}}/p)$ représentent l'erreur estimée sur chacune de ces mesures.

Dans le cas du $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, la valeur attendue pour un électron suffisamment énergique ($p > 2$ GeV/c) est pratiquement constante (~9.9 KeV/cm), uniquement fonction de la pression et de la composition du gaz dans CJ (qui peuvent connaître de sensibles variations avec le temps, en particulier d'une année à une autre). L'erreur $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ dépend quant à elle de nombreux paramètres et principalement du nombre $N_{\mathrm{fils}}^{\mathrm{mes}}$ de fils de CJ touchés par la particule et utilisables pour la mesure de l'ionisation. Cette dépendance peut être représentée approximativement sous la forme d'une loi en puissance :

$$\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x) = 3.2\% \times \mathrm{d}E/\mathrm{d}x \left(\frac{159}{N_{\mathrm{fils}}^{\mathrm{mes}}}\right)^{0.43}$$

$N_{\mathrm{fils}}^{\mathrm{mes}}$ est fonction du nombre total de fils touchés par la particule, qui varie avec l'angle polaire θ (159 fils au maximum dans la partie centrale $|\cos\theta| < 0.7$ et 8 fils à $|\cos\theta| = 0.98$), mais également suivant le degré d'isolation de la particule. En effet la présence de particules chargées émises à proximité nuit à la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ pour laquelle on doit rejeter les points de mesure communs à plusieurs trajectoires ou trop proche les uns des autres (en moyenne dans un événement multihadronique 35% des points de mesure de chaque trace sont ainsi jugés inutilisables).

Dans la mesure du rapport E_{cone}/p, E_{cone} désigne l'énergie contenue dans les blocs du calorimètre électromagnétique dont le centre est compris à l'intérieur d'un cône de 30 mrad autour de la trajectoire de la particule à l'entrée dans le calorimètre. Cette restriction (on aurait pu prendre l'énergie totale E de l'amas électromagnétique associé à la trace) est nécessaire dans les événements multihadroniques afin d'être moins sensible au passage de particules (notamment de photons issus de π^0) à proximité de la gerbe électromagnétique produite par les électrons.

[3] même une M.I.P. (Minimum Ionising Particle) telle qu'un muon laisse une énergie non négligeable ~ 80 MeV dans le calorimètre électromagnétique.

[4] terme assez impropre, en réalité, si l'on songe au nombre impressionant de corrections appliquées au signaux électroniques effectivement mesurés pour les obtenir...

Sachant qu'un bloc de verre au plomb dans le baril (EB) est vu du point d'interaction (vers lequel il pointe) sous un angle d'environ 40 mrad, le nombre $N_{\text{bloc}}^{\text{cone}}$ de tels blocs varie de 1 à 4 suivant le point de passage de la particule. La densité du verre au plomb est telle qu'un électron passant par le centre d'un bloc laisse la plus grande partie (> 90%) de son énergie dans ce bloc. Le rapport $(E_{\text{cone}}/p)_{\text{e}}$ attendu pour un électron augmente légèrement avec p et peut être paramétrisé sous la forme :

$$(E_{\text{cone}}/p)_{\text{e}} = \min(0.902 + 0.0108\, p, 0.971)$$

Il dépend en réalité de nombreux autres paramètres, tels que nombre de blocs utilisés $N_{\text{bloc}}^{\text{cone}}$, l'angle polaire et la résolution, mais ces dépendances sont difficiles à prendre en compte de manière explicite.

L'erreur $\sigma(E_{\text{cone}}/p)$ tient compte de la résolution sur E_{cone} et sur p :

$$\sigma(E_{\text{cone}}/p) = \sqrt{\left(\frac{1}{p}\sigma_{E_{\text{cone}}}\right)^2 + \left(E_{\text{cone}}\frac{\sigma_p}{p^2}\right)^2}$$

où $\sigma_{E_{\text{cone}}}$ est déterminée de manière empirique comme étant donnée par $0.28\sqrt{p}$ et où l'erreur sur l'impulsion σ_p est une fonction de p, du nombre de points de la trace, de l'angle polaire θ et de la résolution angulaire (présence au non de coups dans CZ,... [5]). Le poids relatif de $\sigma_{E_{\text{cone}}}$ et σ_p varie considérablement suivant l'impulsion, $\sigma_{E_{\text{cone}}}$ étant dominant aux basses impulsions et σ_p aux impulsions élevées.

Les distributions des variables normalisées $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\text{norm}}$ et $(E_{\text{cone}}/p)_{\text{norm}}$ sont représentées sur la figure 7.5. Sont identifiées comme électrons les traces satisfaisant les coupures :

$$(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\text{norm}} > -1.25 \quad \text{et} \quad (E_{\text{cone}}/p)_{\text{norm}} > -2.0$$

Cette sélection étant fortement tributaire de la qualité de la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ et de E_{cone}/p, on requiert en outre l'utilisation d'un minimum de 40 points dans CJ pour le calcul de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ ($N_{\text{fils}}^{\text{mes}} \geq 40$) et on ne considère que les traces pour lesquelles l'incertitude sur la mesure de l'angle polaire θ est inférieure à 3 mrad, en demandant la présence de coups dans les chambres Z. Comme ces chambres ne couvrent que la partie centrale du détecteur, cette procédure ne s'applique qu'aux traces satisfaisant $|\cos\theta| < 0.7$.

7.2.3 Identification des électrons dans les bouchons et autres critères de sélection

Pour les traces émises dans les bouchons, l'information fournie par $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ et E/p n'est plus suffisamment fiable et l'on doit avoir recours à des jeux de variables et de coupures différents. Il est en particulier impossible d'utiliser la même définition de l'énergie E_{cone} associée à une trace puisque dans les bouchons les blocs du calorimètres ne sont pas orientés dans la direction du point d'interaction et qu'un électron, même isolé, dépose en général de l'énergie dans plusieurs blocs.

Pour palier à la dégradation de l'information fournie par le calorimètre et par la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ à bas angle, on dispose d'un large éventail de critères de sélection "secondaires", c'est-à-dire moins discriminants que $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ et E_{cone}/p mais malgré tout utiles car apportant une information complémentaire à celle contenue dans ces deux variables :

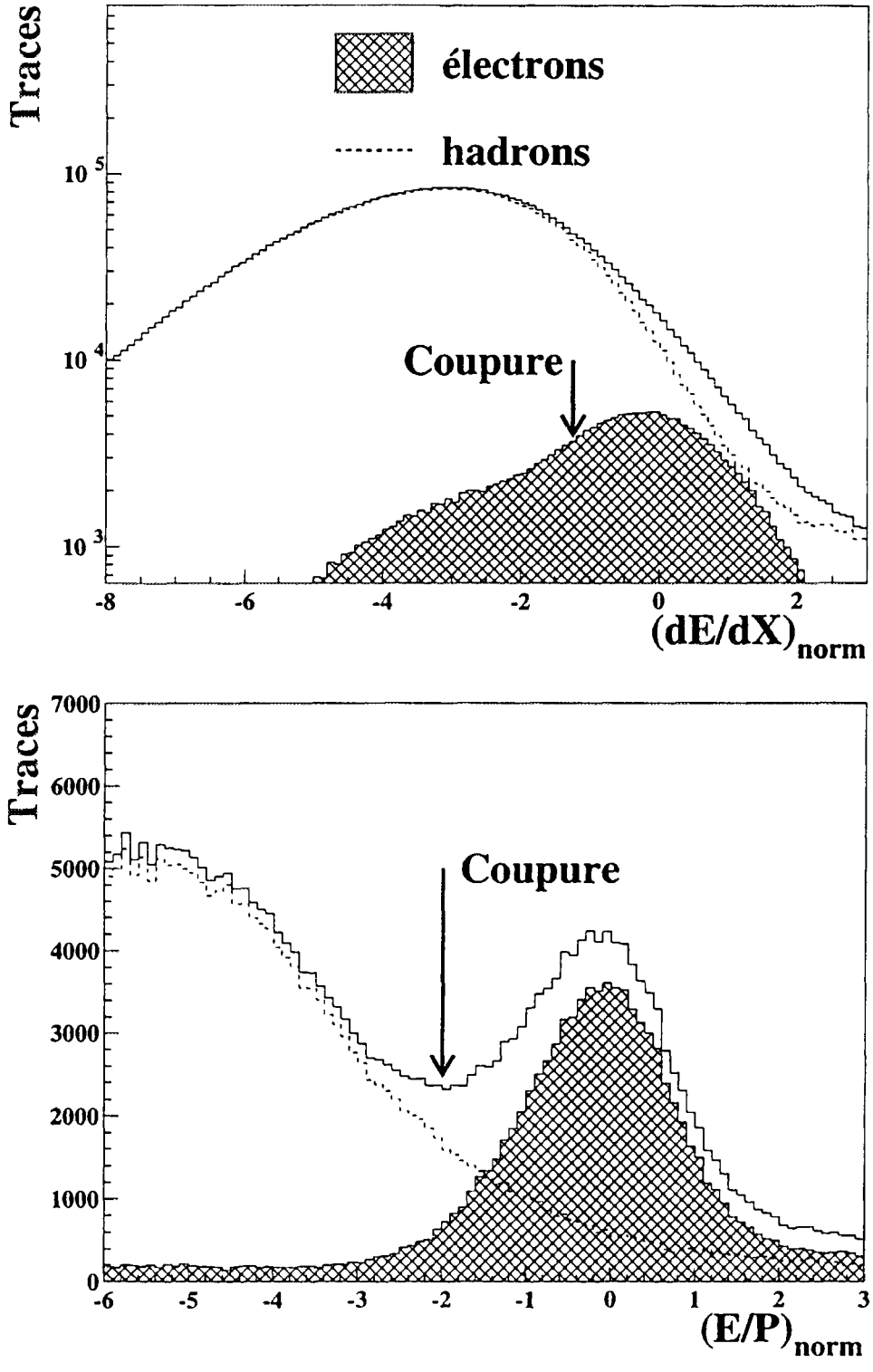


Figure 7.5: *Distribution du* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ *normalisé des traces d'impulsion* $p > 2$ *GeV/c émises dans la partie centrale du détecteur* ($|\cos\theta| < 0.7$) *(en haut) et du rapport* $(E_{\mathrm{cone}}/p)_{\mathrm{norm}}$ *après avoir appliquée la coupure* $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}} > -1.25$ *(en bas). Ces distributions sont obtenues à partir de la simulation.*

- On peut par exemple utiliser la mesure de la multiplicité de la gerbe électromagnétique à l'entrée du calorimètre, donnée par le presampler. Etant donné que la quantité de matière présente devant le calorimètre représente plus de 2 X_0 (et croît avec $\cos\theta$), les électrons commencent en général à développer une gerbe électromagnétique avant de pénétrer dans le calorimètre, laissant ainsi un signal distinctif dans le presampler, d'amplitude plus ou moins proportionnelle à leur énergie. Un hadron, même s'il intéragit dans la bobine, crée un nombre plus réduit de particules secondaires. Pour tirer profit de cette propriété, certains algorithmes proposent des coupures du type [7]:

$$P_{mult} > \min(1.5 + \frac{p}{4}, 4)$$

- La mesure des écarts angulaires en θ et en ϕ entre la position de la trace à l'entrée du calorimètre et la position du barycentre de l'amas électromagnétique associé renseigne sur la probabilité que trace et amas soit effectivement associés, et peut servir à distinguer un véritable électron d'un hadron émis à proximité d'un photon ou d'un π^0. Des coupures judicieusement choisies [5], telles que [7]:

$$\Delta\theta_{\mathrm{ECAL}} < 1^0 \qquad \text{et} \qquad \Delta\phi_{\mathrm{ECAL}} < 2\left(0.3 + \frac{1.14}{p^{1.35}}\right)$$

  font partie des nombreux critères de sélection secondaires proposés dans les bouchons, mais peuvent également être appliquées avec quelques modifications dans le baril.

- On peut exploiter la taille de l'amas (le nombre de blocs N_{bloc} dont il est constitué) sachant que le dépôt d'énergie d'un hadron est en général plus étalé que celui d'un électron. De plus un amas constitué de nombreux blocs a plus de chance d'être produit par un groupe de hadrons émis à proximité les uns des autres et dont les dépôts d'énergie se recouvrent. Le nombre de blocs total de l'amas, N_{bloc}, renseigne donc utilement sur la nature comme sur le degré d'isolation des particules.

Toutes ces quantités (P_{mult}, $\Delta\theta_{\mathrm{ECAL}}$, N_{bloc}, $N_{\mathrm{bloc}}^{\mathrm{cone}}$, E_{cone}, E...) ainsi que bien d'autres qui n'ont pas été citées, sont intimement corrélées les unes avec les autres, et dépendent fortement de l'impulsion, de l'angle polaire, et du degré d'isolation des traces, ce qui rend leur utilisation simultanée délicate. Elles sont également très sensibles à la résolution angulaire des traces reconstruites dans les chambres du détecteur central, au point qu'il est pratiquement vain d'espérer identifier les électrons lorsque la résolution est par trop mauvaise, c'est-à-dire à très bas angle ($|\cos\theta| > 0.9$) mais également dans le domaine angulaire compris entre $0.7 < |\cos\theta| < 0.8$ correspondant à la transition entre les sous-détecteurs du baril et ceux des bouchons. En effet, outre le fait que les mesures (d'énergie ou de multiplicité) sont difficiles à exploiter dans ce domaine angulaire, la résolution angulaire en θ y est très dégradée (typiquement ≥ 30 mrad), puisque les traces ne sont plus comme dans le baril contraintes par CZ et que la méthode qui consiste à exploiter la position du "dernier point" de la trajectoire dans CJ (cf chapitre 5) n'est pas encore utilisable.

[5] mais que nous ne chercherons pas à justifier ici

7.2.4 Performances et limites de l'algorithme standard

Les performances de l'algorithme standard pour l'identification des électrons s'avèrent très médiocres comparées aux muons. L'efficacité de la sélection, moyennée sur tout l'angle solide, est à peine de 50%, et est environ deux fois plus faible dans les bouchons (limités au seul domaine angulaire $0.8 < |\cos\theta| < 0.9$) que dans le baril. Cette situation, inacceptable pour une mesure d'asymétrie avant-arrière, conduit à remettre en question les choix et les approches adoptées. On s'aperçoit que :

1. l'utilisation d'un nombre restreint de variables performantes définies avec soin (telles que $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}}$ et $(E_{\mathrm{cone}}/p)_{\mathrm{norm}}$ dans la partie centrale du détecteur) permet certes de simplifier considérablement le choix des coupures (qui peuvent alors être "optimisées"), mais rend la procédure très tributaire de la qualité de la mesure de ces variables, ce qui est une source d'inefficacité.

2. l'utilisation d'un grand nombre de critères permet à l'inverse de mieux exploiter les multiples sources d'information disponibles, mais aboutit à une procédure de sélection fort complexe, où le choix des coupures sur chaque paramètre devient nécessairement plus ou moins arbitraire, ce qui rend également la sélection moins efficace.

7.3 Conclusion

Le nombre et la diversité des algorithmes proposés pour identifier les électrons à OPAL depuis le début de la prise de données montrent à quel point l'identification des électrons a toujours été problématique. Ceci tient en partie à la disposition du détecteur, notamment à la présence de l'aimant avant le calorimètre qui dégrade considérablement l'information fournie par ce dernier. La résolution en z, très inégale suivant l'angle polaire, et particulièrement médiocre dans certaines zones d'acceptance, complique singulièrement la tâche, et rend très difficile la mise au point d'une procédure unique, applicable dans tout le domaine angulaire.

La difficulté vient de ce que, contrairement aux muons, on ne dispose pas pour les électrons de critère unique, suffisamment fiable et efficace dans toute l'acceptance, ce qu'on pourrait appeler le "signe distinctif" de l'électron. L'information permettant de distinguer un électron d'un hadron est au contraire très "diluée", c'est-à-dire contenue dans un grand nombre de paramètres, fournis par plusieurs sous-détecteurs, et dont le comportement dépend beaucoup de l'impulsion, de l'angle polaire et de la résolution angulaire. Il est clair que ce n'est qu'en exploitant toute l'information disponible que l'on sera en mesure d'augmenter significativement l'efficacité de la sélection, mais il est tout aussi évident qu'aucune méthode traditionelle n'offre de moyen simple de combiner rationnellement, c'est-à-dire sans arbitraire, ces différentes sources d'information, corrélées de façon intime et fort complexe.

Bibliographie

[1] Dave Charlton, *Muon Matching*, note interne OPAL TN065, 3 septembre 1991. Voir aussi *Identification of Muons in Hadronic Z^0 Decays*, note interne OPAL TN107, 15 juillet 1992, du même auteur.

[2] D. Charlton *Muon Identification Efficiency and Background for 1990 to 1992 Pass-5 and 1993 Pass-3 Data* , note OPAL TN239, 28 juin 1994.

[3] S. Marcellini et A. Montanari, *Identification of Inclusive Muons in Multihadronic Events with the Hadron Calorimeter*, note interne OPAL TN083, 4 février 1992.

[4] Collaboration OPAL, *A Measurement of Electron Production in Hadronic Z^0 Decays and a determination of $\Gamma_{b\bar{b}}$*, Z. Phys. **C55** (1992) 191;
Eduardo Ros et Rick Van Kooten, *Electron Tagging in Multihadronic Events, Background and Efficiencies for 1991 and 1992 Data*, note interne OPAL TN146, 2 mars 1993;
Edurado Ros, *Grand Unified Electron ID: Background and Efficiency for 90-92/PASS5 Data*, note interne OPAL TN219, 7 mars 1994.

[5] Fred Kral, *Simple, Efficient, Source-Independent Barrel Electron Identification*, note interne OPAL TN147, 3 mars 1993;
Masahiro Usagi, *Simple Barrel Electron Identification for the Pass 5 Data*, note interne OPAL TN205, 26 janvier 1994.

[6] U. Fano, Ann. Rev. Nucl Sci. **13** (1963) 1.

[7] P. Shenk et R. Shypit, *Electron Identification in the OPAL Endcap Region*, note interne OPAL TN095, 15 avril 1992;
C.P. Ward et W.J. Collins, *Electron Identification in the Endcap Region*, note interne OPAL TN089, 28 février 1992.

Chapitre 8

L'identification des électrons à l'aide de réseaux de neurones

Introduction

On vient de le voir, l'identification des électrons à OPAL repose sur la capacité à prendre en compte simultanément un grand nombre de paramètres, intimement liés les uns aux autres. Il est clair que seule une méthode d'analyse multidimensionnelle est susceptible de permettre une exploitation à la fois complète et parfaitement rationnelle de l'information disponible.

Des méthodes purement linéaires, telles que l'analyse en composantes principales ou la méthode de Fisher, ne sont pas en mesure de donner ici les meilleurs résultats, compte tenu de l'importance et de la complexité des corrélations existant entre les variables dont on dispose. Comme on l'a vu au chapitre 6, les réseaux de neurones ne souffrent quant à eux d'aucune limitation, et savent s'adapter aux distributions aussi complexes que variées. Leur capacité à combiner un *nombre quelconque de variables* plus ou moins discriminantes, de *façon optimale*, c'est-à-dire en donnant à chacune d'elle son juste poids, en fait l'un des outils les plus adaptés pour ce type de problème.

8.1 Démarche générale

La mise au point d'un algorithme de sélection (plus généralement de classification) par un réseau de neurones comprend deux étapes d'égale importance :

- une étape de "prospection", c'est-à-dire de recherche de l'information discriminante. Il s'agit de dresser la liste la plus exhaustive possible des variables potentiellement utiles fournies par le détecteur.

- une étape d'optimisation, au cours de laquelle on doit déterminer le réseau de neurone *optimal*, c'est-à-dire la combinaison optimale des variables dont on dispose.

8.1.1 La recherche de l'information discriminante

Avant toute chose, il est nécessaire d'identifier toutes les sources d'information discriminantes que le détecteur met à notre disposition.

C'est la partie la moins "mécanique" du travail, qui repose sur la connaissance des processus physiques mis en jeu et requiert un peu d'imagination. Il faut en particulier se méfier des a priori trop définitifs, et garder à l'esprit que des variables "potentiellement utiles" peuvent être soit des variables manifestement discriminantes (telles que $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$), soit des variables qui ne sont discriminantes que dans leur corrélation à d'autres variables. E et p sont un exemple particulièrement simple de deux variables non discriminantes en elles-mêmes, mais dont la prise en compte simultanée (par l'intermédiaire du rapport E/p) s'avère particulièrement judicieuse.

Le choix des variables initiales potentiellement utiles est nécessairement un peu arbitraire, et il est difficile de prétendre qu'aucune information intéressante n'échappe à notre investigation. On peut cependant suivre avec profit quelques règles simples :

- Partir des variables utilisées à un moment ou un autre dans les procédures standards et qui ont "fait leur preuve" est la première règle, et la plus évidente. Dans notre cas, on retiendra notamment $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}}$, E_{cone}/p, mais aussi $N_{\mathrm{fils}}^{\mathrm{mes}}$, P_{mult}, $\Delta\theta_{\mathrm{ECAL}}$, N_{bloc},... Il faut bien sûr considérer les variables les plus discriminantes, mais on a tout intérêt à préférer aux variables trop élaborées, telle que $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}}$, des combinaisons de variables simples telles que $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ et $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$, qui contiennent en réalité plus d'information que la seule quantité $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}}$. Ainsi par exemple $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ renseigne sur la fiabilité de la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ mais également sur la proximité d'autres traces chargées, donc sur son degré d'isolation. Comme de plus $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ dépend fortement du nombre de point utilisés pour reconstruire la trajectoire, il constitue également une "mesure" de la résolution angulaire de celle-ci.

- Si les variables discriminantes retenues sont très sensibles à certains paramètres (l'angle polaire, l'impulsion, la résolution angulaire) il est aussi intéressant de fournir cette information au réseau qui pourra alors mieux "décider" quel poids accorder à chacune d'elle. Un réseau qui dispose des information $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, E/p et p saura, en quelque sorte, qu'à basse impulsion il doit se baser surtout sur la mesure de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ et qu'à haute impulsion il devra davantage se fier à l'information fournie par le calorimètre.

- Enfin, chaque sous-détecteur fournissant une réponse indépendante de celles des autres sous-détecteurs (en terme de résolution) il peut aussi être judicieux de considérer l'information fournie par des sous-détecteurs (tels que le calorimètre hadronique, le détecteur temps de vol...) a priori moins susceptibles de signer le processus physique (interaction électron-matière) qu'on cherche à identifier.

Tout détecteur normalement constitué est ainsi capable de fournir pour chaque trace quelques dizaines de critères plus ou moins discriminants dont la plupart seront particllement redondants. Il est fort probable que l'essentiel de l'information discriminante soit en réalité contenue dans un sous-ensemble limité, une combinaison spécifique de ces différents critères, qu'il reste à déterminer.

8.1.2 Le choix du réseau de neurones optimal

On sait qu'un réseau de neurone basé sur une combinaison donnée de variables fournit toujours la résponse optimale (dans la mesure où il a été correctement entraîné) compte tenu de l'information dont il dispose. Le choix du réseau optimal consiste donc en fait à déterminer le sous ensemble de variables qui, une fois exploitées (de façon optimale) par un réseau de neurones, fournit la meilleure discrimination.

La recherche de cet *optimum optimorum* est une tâche complexe étant donné le nombre faramineux de combinaisons imaginables[1], et la nécessité de s'assurer que, pour chacune d'elle, le réseau utilisé a été convenablement entraîné.

Afin d'introduire un minimum d'arbitraire dans la procédure d'optimisation, on adopte une démarche dont le déroulement itératif est représenté sur l'organigramme de la figure 8.1 et comprend les étapes suivantes :

1. Choix d'un sous-ensemble de n variables
   A priori on tire au hasard un certain nombre de variables parmi le lot de variables potentiellement utiles. En pratique, on sait quelles sont les variables intrinsèquement les plus discriminantes, et l'on dispose de différents moyens (sur lesquels nous reviendrons plus tard) pour estimer le poids d'une variable à l'intérieur d'une combinaison de variables.

2. Choix d'une architecture de réseau (nombre de couches cachées et nombre de neurones par couche)
   On sait que théoriquement deux couches cachées suffisent à résoudre n'importe quel type de problème. En pratique, la plupart des cas étudiés montrent qu'une seule couche peut toujours faire aussi bien que deux. On se contentera donc d'utiliser des réseaux munis d'une seule couche cachée, en faisant varier le nombre de neurones dans cette couche, jusqu'à obtenir les performances optimales. Comme on l'a dit au chapitre 6, un nombre trop élevé de neurones ne nuit pas à la discrimination, mais complique inutilement le problème et peut rendre la convergence plus aléatoire. En revanche, un nombre insuffisant de neurones peut limiter les possibilités du réseau (sa capacité d'apprentissage) et doit être évité.

   L'architecture optimale, pour un ensemble donné de variables d'entrée, ne peut être déterminée que par essais successifs. L'expérience montre que le nombre de neurones nécessaires dans la couche cachée se situe fréquemment entre n et $2n$. Ceci peut aisément se comprendre, si l'on se souvient de l'interprétation géométrique donnée au chapitre 6 selon laquelle : 1 neurone caché = 1 hyperplan. $2n$ n'est autre que le nombre d'hyperplans (faces) nécessaires pour construire un hypercube dans l'espace $\mathbb{R}^n$, c'est-à-dire une surface fermée permettant d'isoler complètement le signal.

3. Entraînement du réseau
   Cette phase d'apprentissage est l'étape au cours de laquelle les paramètres internes du réseau (poids entre connexions, et seuils) sont ajustés de façon à minimiser l'erreur commise par le réseau sur un échantillon de traces dont l'identité est connue a priori (provenant le plus souvent de la simulation). Les détails pratiques de cette étape dans le cas qui nous

[1] Le nombre de sous-ensembles de n variables construits à partir d'un lot initial de N variables varie comme 2^N lorsque n peut prendre toutes les valeurs entre 0 et N.

intéresse seront donnés au paragraphe suivant. L'important est de s'assurer que le réseau converge vers le minimum absolu, sans pour autant lui laisser le temps d'apprendre "par coeur" les caractéristiques des individus qu'on lui présente.

4. Test de convergence
   Le réseau s'étant stabilisé (ayant convergé) on doit vérifier qu'il a bien atteint le minimum absolu de la fonction erreur. Pour ce faire, un moyen simple consiste à avoir recours au test présenté au chapitre 6 basé sur l'interprétation statistique de la valeur de sortie du réseau. On a vu en effet que si la réponse du réseau est la fonction $O(\vec{X})$ des variables d'entrée $\vec{X}$ réalisant la discrimination optimale, alors $O(\vec{X})$ s'interprète simplement comme la probabilité à posteriori que l'individu $\vec{X}$ de l'échantillon d'apprentissage soit de type signal (en l'occurence un électron). Il est aisé de vérifier la validité de cette interprétation (en repondérant les individus de l'échantillon d'apprentissage par la valeur de la sortie O) et d'en déduire que le réseau offre bien la discrimination optimale, c'est-à-dire qu'il a correctement convergé (et qu'il possède suffisemment de neurones).

   Si tel n'est pas le cas, on doit retourner à l'étape précédente, et recommencer l'apprentissage avec de nouvelles conditions initiales, éventuellement avec de nouveaux coefficients d'apprentissage, etc...

5. Test de la capacité d'apprentissage
   Il faut s'assurer que la capacité d'apprentissage du réseau est adaptée au problème posé, c'est-à-dire en particulier que le réseau possède suffisamment de neurones, ce à quoi le test précédent propose déjà une réponse. Si ce test est négatif, il se peut en effet que le réseau ait malgré tout atteint le minimum absolu de *sa* fonction erreur, mais que ce minimum ne corresponde pas à l'optimum statistique.

   Il est également possible que la capacité d'apprentissage du réseau soit limitée par l'échantillon d'apprentissage lui-même, qui peut être insuffisamment représentatif. Il est important de vérifier que l'échantillon d'apprentissage permet d'atteindre ce que nous appelerons la "saturation statistique", qui correspond au cas où les individus présentés au réseau sont assez variés et en nombre suffisant pour lui permettre d'acquérir une image précise de la forme des distributions signal et fond dans l'espace des paramètres d'entrée. En général, le nombre d'individus nécessaires croît exponentiellement avec la dimension de cet espace (le nombre n de variables). C'est la raison pour laquelle, sachant qu'on dispose toujours d'échantillons d'apprentissage de taille limitée, on doit s'attacher à rechercher la combinaison minimale des variables d'entrée, en éliminant toutes celles qui sont peu ou pas utiles.

   Il n'existe aucun moyen de prédire a priori la taille de l'échantillon d'apprentissage réalisant la saturation compte tenu du nombre de variables d'entrée, car la complexité des distributions joue également un rôle essentiel (cf les exemples illustratifs du chapitre 6, le disque, la marguerite ou le grand-huit). La seule solution infaillible consiste à augmenter progressivement la taille de l'échantillon jusqu'à ce que les performances du réseau cesse de s'améliorer, ou jusqu'à ce qu'on ait épuisé son stock d'invidus d'apprentissage...

6. Choix du réseau optimal
   Dès lors qu'un réseau, correspondant à une certain sous-ensemble des variables d'entrée, a

correctement convergé, qu'il possède suffisamment de neurones et qu'il a été entraîné sur un échantillon suffisamment représentatif, on sait que sa réponse est la réponse statistiquement optimale compte tenu de l'information qui lui a été fournie. On peut donc comparer ses performances avec celles d'autres réseaux, réalisant les mêmes conditions, mais basés sur d'autres ensembles de variables. Ces comparaisons permettent, au terme d'un processus parfois laborieux et assez coûteux en temps de calcul, de déterminer le réseau optimal, c'est-à-dire l'ensemble des variables d'entrée offrant la discrimination optimale.

8.2 Entraînement d'un réseau de neurones

Nous avons entraîné de nombreux réseaux de neurones à discriminer entre des électrons et des hadrons de plus de 2 GeV/c, sur la base d'un grand nombre de variables jugées intéressantes, provenant de la quasi-totalité des sous-détecteurs[2]. Nous avons retenu des variables manifestement discriminantes (dE/dx, E_{cone}/p, P_{mult}, mais aussi énergie dans le calorimètre hadronique, multiplicité du TOF,...) ou apportant une information complémentaire non discriminante mais utile une fois mise en concordance avec d'autres variables (σ(dE/dx), p, cos θ..).

Ces réseaux sont entraînés sur des échantillons de traces Monte Carlo, dont la nature (hadron ou électron) est connue a priori. Ces traces doivent satisfaire une certaine préselection consistant en une coupure lâche sur les deux principales variables. On impose en effet que la mesure de dE/dx soit grossièrement compatible avec celle d'un électron et que la trace pointe vers un amas du calorimètre électromagnétique:

$$-2 < (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\text{norm}} < -4 \qquad \text{et} \qquad E > 0.$$

Cette préselection a pour but d'éviter de présenter au réseau des particules dont la nature est évidente (hadrons en l'occurence) ou au contraire rigoureusement impossible à établir (il est tout bonnement impossible d'identifier un électron qui n'a pas atteint le calorimètre électromagnétique). Les premières ont tendance à masquer au réseau les traces moins évidentes, les secondes ne servent qu'à augmenter sa confusion.

Ces coupures feront partie intégrante de la procédure d'identification, dans le sens où, lorsque le réseau de neurones sera utilisé pour sélectionner des électrons dans les données, la réponse du réseau sera automatiquement fixée à 0 pour toute trace ne les satisfaisant pas. Environ 2.5% des électrons b$\rightarrow$e de plus de 2 GeV font partie de ces cas désespérés, mais ce sont plus de 80% des hadrons qui peuvent être rejeté avec un minimum d'effort.

L'entraînement d'un réseau de neurones est une procédure itérative qui, d'un point de vue pratique, consiste à:

1. présenter au réseau un individu électron ou hadron choisi parmi un premier échantillon Monte Carlo, dit échantillon d'apprentissage. "Présenter au réseau un individu" signifie que les neurones de la couches d'entrée du réseau sont affectés de valeurs correspondant aux paramètres physiques (dE/dx, p,...) de la trace en question.

[2] Au total, et pour donner un ordre d'idée, ce sont près de 200 réseaux, c'est-à-dire 200 combinaisons différentes de 30 variables potentiellement utiles, qui ont été essayés.

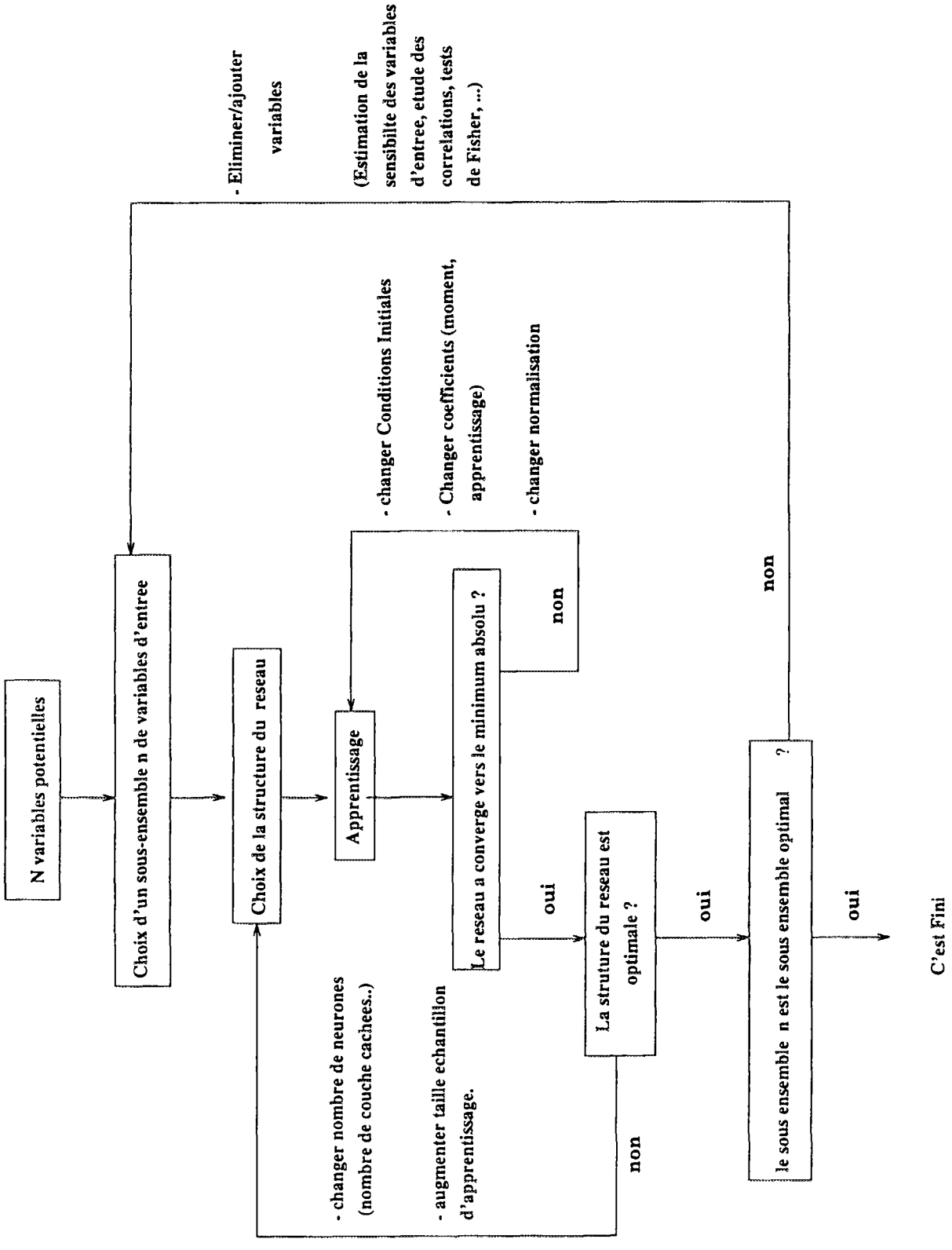


Figure 8.1: *Organigramme représentant les différentes étapes de la recherche du réseau de neurones optimal.*

2. propager la valeur de ces paramètres d'entrée à travers le réseau et calculer la réponse O du réseau, c'est-à-dire la valeur de sortie du neurone de la dernière couche.

3. corriger les paramètres internes du réseau (poids entre connexions et seuils associés à chaque neurone) de façon à ce que la réponse du réseau se rapproche de la réponse désirée (en l'occurence 1 pour un électron et 0 pour un hadron). Cette correction consiste en une descente de gradient sur la fonction erreur :

$$E = (O(\mathcal{W}, \vec{x}) - O_{\text{désiré}})^2$$

où les paramètres libres sont les poids et les seuils désignés par $\mathcal{W}$.

4. répéter la procédure depuis 1 jusqu'à ce que le réseau ait convergé.

On estime que le réseau a convergé ou "appris" lorsque l'erreur calculée sur un échantillon test, indépendant de l'échantillon d'apprentissage, cesse de décroître. L'utilisation d'un échantillon indépendant permet d'éviter que le réseau n'apprenne par "coeur" l'échantillon d'apprentissage, c'est-à-dire aille jusqu'à tirer profit de propriétés distinctives des échantillons hadrons et électrons qui ne seraient dues qu'à des fluctuations statistiques de ces derniers.

La courbe d'apprentissage d'un réseau de neurones est représentée sur la figure 8.2. Cette courbe indique la variation de l'erreur moyenne sur l'échantillon test en fonction du nombre de cycles, c'est-à-dire du nombre de fois où toutes les traces de l'échantillon d'apprentissage ont été présentées au réseau. L'erreur sur l'échantillon d'apprentissage doit être calculée à chaque cycle puisque c'est la fonction qui est minimisée, mais l'erreur sur l'échantillon test, qui ne sert que de critère d'arrêt, peut être calculée moins fréquemment (ici tous les 5 cycles).

Dans ce cas précis, l'échantillon d'apprentissage est formé de 40000 électrons directs et 40000 hadrons, l'échantillon test étant deux fois plus petit. La convergence est obtenue au bout de 440 cycles, moment où l'erreur moyenne sur l'échantillon test commence à croître. Comme on peut le voir sur la figure 8.2, l'erreur atteint un premier minimum au bout de 75 cycles, qui n'est pas le minimum absolu. On a pu éviter de rester piégé dans ce minimum en demandant que la fonction erreur augmente de manière continue, c'est-à-dire sur une période de temps assez longue (par exemple ici 10 fois 5 cycles).

8.3 Le réseau de neurones optimal

Le réseau dont la courbe d'apprentissage est représentée sur la figure 8.2 est d'architecture (12,15,1), c'est-à-dire possède 12 neurones d'entrée et une couche cachée munie de 15 neurones. Les 12 neurones d'entrée recoivent les valeurs de 12 paramètres caractéristiques de chaque trace, mesurés dans le détecteur central, le calorimètre électromagnétique et le presampler :

- le $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ de la trace et son erreur $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$;
- les rapports E_{cone}/p (défini uniquement dans la partie centrale du détecteur) et E/p où E est l'énergie totale de l'amas électromagnétique associé à la trace;
- le nombre de blocs de verre au plomb contenu dans le cône de 30 mrad autour de la trace, ainsi que le nombre total de blocs dans l'amas.

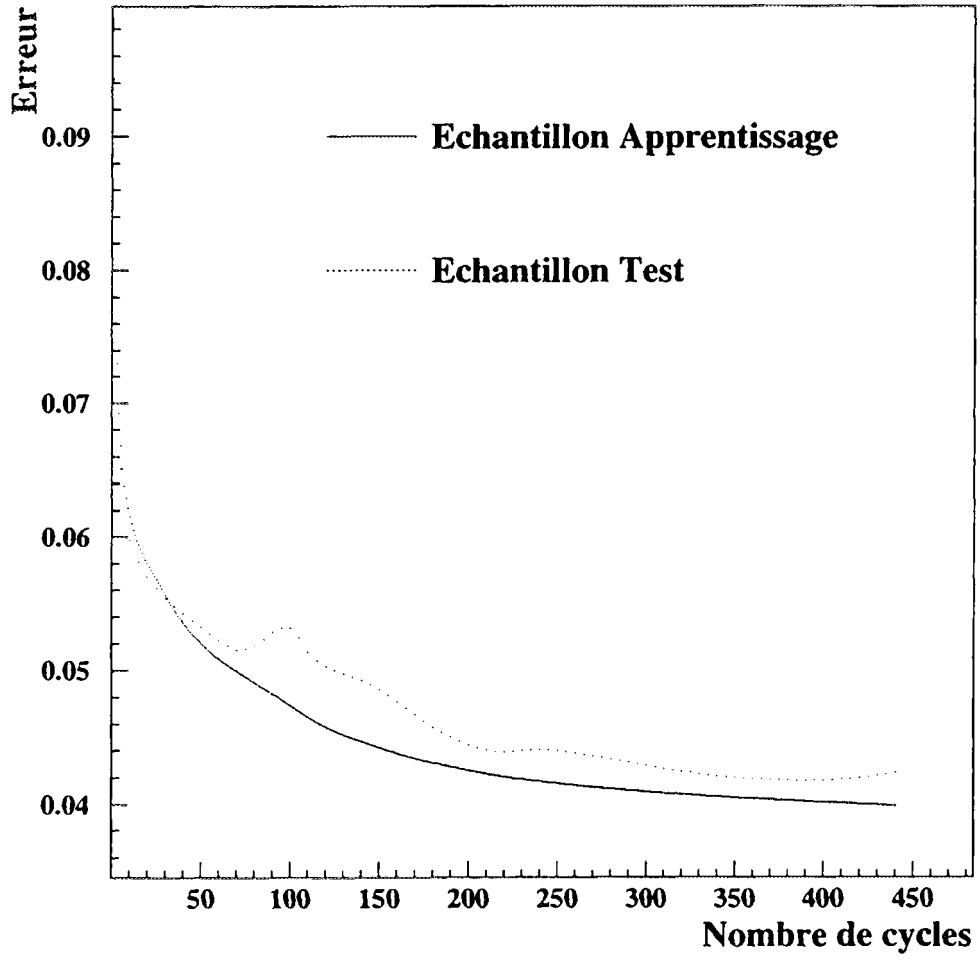


Figure 8.2: *Courbe d'apprentissage du réseau de neurone IDNNEL, comportant 12 variables d'entrées et munie d'une couche cachée dotée de 15 neurones. La courbe en pointillés représente l'erreur moyenne calculé sur l'échantillon test, et la courbe continue l'erreur moyenne calculée sur l'échantillon d'apprentissage. Le réseau a convergé au bout de 440 cycles.*

- le rapport $E_{\text{cone}}/(E_{\text{cone}}+\Delta E)$, où ΔE est la somme de l'énergie contenue dans les blocs adjacents aux $N_{\text{bloc}}^{\text{cone}}$ blocs utilisés pour le calcul de E_{cone}.
- la différence $\Delta\theta_{\text{ECAL}}$ et $\Delta\phi_{\text{ECAL}}$ entre la position de la trace à l'entrée du calorimètre électromagnétique et le barycentre de l'amas;
- la multiplicité P_{mult} mesurée dans le presampler au voisinage de la trace;
- son impulsion p et son angle polaire $\cos\theta$.

Cette combinaison de variables, qu'on désignera par IDNNEL, s'avère être celle qui offre la meilleure discrimination électrons/hadrons [1]. La distribution de la valeur de sortie NET_{el} du réseau est représentée sur la figure 8.3 pour les hadrons et les électrons de l'échantillon test[3].

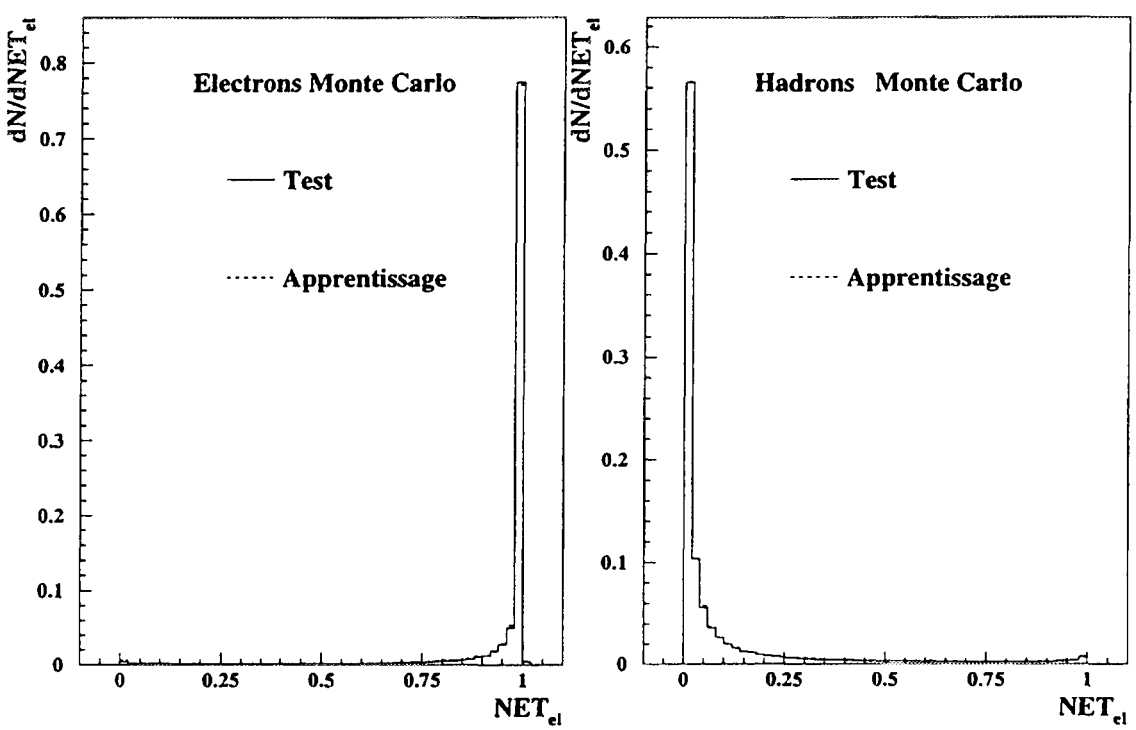


Figure 8.3: *Distributions normalisées de la réponse* NET_{el} *du réseau IDNNEL obtenues pour les électrons et les hadrons des échantillons d'apprentissage et de test (Monte Carlo).*

Les 12 variables retenues sont pour la plupart des variables "standards", c'est-à-dire introduites à un moment ou un autre dans l'un des nombreux algorithmes de sélection mis au point à OPAL. La quantité $E_{\text{cone}}/(E_{\text{cone}}+\Delta E)$ peut être vue à la fois comme une mesure de l'isolation et du développement latéral de la gerbe engendrée par la particule. Le rapport E/p est une version moins précise de E_{cone}/p mais elle présente l'avantage d'être moins sensible à la résolution angulaire, et est utilisable dans toute l'acceptance du détecteur.

[3]Les distributions obtenues sur l'échantillon d'apprentissage sont quasiment identiques, ce qui est un bon moyen de s'assurer que le réseau n'a pas "appris par coeur".

Il est difficile de comprendre précisément la façon dont le réseau exploite ces variables[4]. Il est clair que certaines variables sont beaucoup moins discriminantes que d'autres (par exemple $\cos\theta$ et p), mais le pouvoir discriminant de chaque variable prise indépendamment n'est qu'au mieux partiellement (et parfois pas du tout) représentatif du rôle qu'elle joue pour le réseau.

Pour se faire une idée de l'importance relative de ces différentes variables, il est plus judicieux de se baser sur la sensibilité des neurones associés. On définit la sensibilité d'un neurone i du réseau comme l'augmentation S_i de la fonction erreur du réseau lorsque la valeur d'activation (ou valeur de sortie) de ce neurone est contrainte à une valeur fixe quelque soit l'individu qui lui est présenté:

$$S_i = \sum_{\vec{X}} E_i(\vec{X}) - E(\vec{X})$$

où la somme porte sur tous les individus de l'échantillon test et où $E_i(\vec{X})$ est l'erreur commise par le réseau pour lequel la sortie neurone i est constante, fixée (par exemple) à sa valeur moyenne.

La sensibilité exprime ainsi la diminution des performances du réseau tout entier lorsque l'un de ces neurones est "gelé". S'il s'agit d'un neurone de la couche d'entrée, la sensibilité est une mesure de l'importance que le réseau accorde à l'information fournie par l'une des 12 variables d'entrée. En termes purement mathématiques, geler une variable d'entrée revient à projeter les distributions signal et fond dans l'hyperplan des 11 variables restantes. La discrimination signal/fond est alors fournie par l'intersection de l'hypersurface $O(\vec{X}) = c^{ste}$ avec l'hyperplan.

Les sensibilités ainsi calculées pour les 12 variables d'entrée sont données dans le tableau 8.1. Les variables sont ordonnées par sensibilité décroissante, la sensibilité de la première variable étant arbitrairement fixée à 1. Est également donnée, pour comparaison, la valeur du pouvoir discriminant $P.D.$ de chaque variable X_i considérée individuellement. Ce pouvoir discriminant peut être estimé de différentes façons, par exemple selon :

$$\begin{aligned} P.D.(X_i) &= 1 - \frac{\int \rho_{elec}(X_i)\rho_{had}(X_i)dX_i}{\sqrt{\int \rho^2_{elec}(X_i)dX_i \times \int \rho^2_{had}(X_i)dX_i}} \\ &= 1 - REC(\rho_{elec}(X_i), \rho_{had}(X_i)) \end{aligned}$$

où $REC(\rho_{elec}(X_i), \rho_{had}(X_i))$ représente le degré de recouvrement des distributions monodimensionnelles ρ_{elec} et ρ_{had}. Le pouvoir discrimant de la variable X_i vaut 1 lorsque les distributions sont totalement séparées, et 0 lorsqu'elles se recouvrent complètement.

Le tableau 8.1 montre que les variables les plus importantes pour le réseau ne sont pas forcément celles auxquelles on pouvait s'attendre a priori. L'importance de $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ est en particulier assez frappante, et démontre bien que cette variable est bien plus qu'un simple facteur de normalisation pour $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. p et $\cos\theta$ font également partie, comme on peut le voir, des variables les plus sensibles, bien qu'elles soient peu ou pas du tout discriminantes. Des variables telles que $N^{\mathrm{cone}}_{\mathrm{bloc}}$, $\Delta\theta_{\mathrm{ECAL}}$ et $\Delta\phi_{\mathrm{ECAL}}$ semblent jouer un rôle secondaire, mais contribuent malgré tout à la discrimination.

[4]C'est ce qui fait dire à beaucoup de gens que les réseaux de neurones sont de véritables boîtes noires. On pourrait leur faire remarquer que s'il était facile de comprendre comment extraire l'information utile d'un ensemble de variables, on aurait sans doute pas eu besoin d'un réseau de neurones.

Variable	Sensibilité	*P.D.*
E_{cone}/p	1.00	0.33
$\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$	0.94	0.25
$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$	0.71	0.45
E/p	0.68	0.56
p	0.54	0.01
$E_{\text{cone}}/(E_{\text{cone}}+\Delta E)$	0.34	0.28
$\cos\theta$	0.33	0.00
N_{bloc}	0.29	0.37
P_{mult}	0.17	0.25
$N_{\text{bloc}}^{\text{cone}}$	0.10	0.10
$\Delta\theta_{\text{ECAL}}$	0.09	0.00
$\Delta\phi_{\text{ECAL}}$	0.05	0.12

Tableau 8.1: *Sensibilités et pouvoir discriminants des variables d'entrée de IDNNEL.*

8.4 Performances et fiabilité du réseau de neurones IDNNEL

8.4.1 Comparaison avec l'algorithme standard

La figure 8.4 montre l'évolution de la pureté en fonction de l'efficacité prédite par la simulation lorsque pour sélectionner les électrons on coupe sur la valeur de sortie du réseau. Suivant les valeur d'efficacité ou de pureté requises pour une analyse donnée, le choix le plus approprié de la coupure varie entre 0.8 et 0.95. Pour une coupure à $\mathrm{NET}_{el} > 0.9$, l'efficacité atteint 76%, soit 1.5 fois l'efficacité de la sélection standard, pour une pureté (environ 88%) supérieure.

L'évolution de l'efficacité de la sélection IDNNEL en fonction de l'angle polaire $|\cos\theta|$ est représentée sur la figure 8.4. On peut constater que si l'efficacité décroît sensiblement à bas angle, elle reste malgré tout relativement élevée ($\geq 50\%$) et beaucoup plus uniforme que dans le cas de l'algorithme standard. Le réseau de neurones s'avère particulièrement performant dans la zone de transition entre les détecteurs de la partie centrale et ceux des bouchons ($0.7 < |\cos\theta| < 0.8$), région où l'information est la plus difficile à exploiter par l'intermédiaire de méthodes traditionelles (i.e. coupures sur des variables simples).

8.4.2 Fiabilité et accord données/Monte carlo

Les performances et la fiabilité du réseau de neurones dépendent de la qualité de la simulation. Il importe en effet que les traces (simulées) que le réseau apprend à reconnaître ressemblent aux traces réelles. Dans le cas contraire, le réseau risque d'être moins performant sur les données. En pratique cependant, l'expérience montre que la plupart des imperfections dans la simulation n'affectent pas de manière significative la capacité de discrimination du réseau. Ceci se comprend par le fait que le réseau n'apprend pas en réalité ce qu'est (dans l'absolu) un électron ou un hadron, mais qu'il apprend à faire la différence entre un électron et un hadron. Si l'on préfère un langage plus mathématique, on a vu au chapitre 6 que la sortie $O(\vec{x})$ du réseau approxime le rapport $\rho_{\text{signal}}(\vec{x})/\rho_{\text{fond}}(\vec{x})$ des densités de probabilités du signal et du fond dans l'espace des

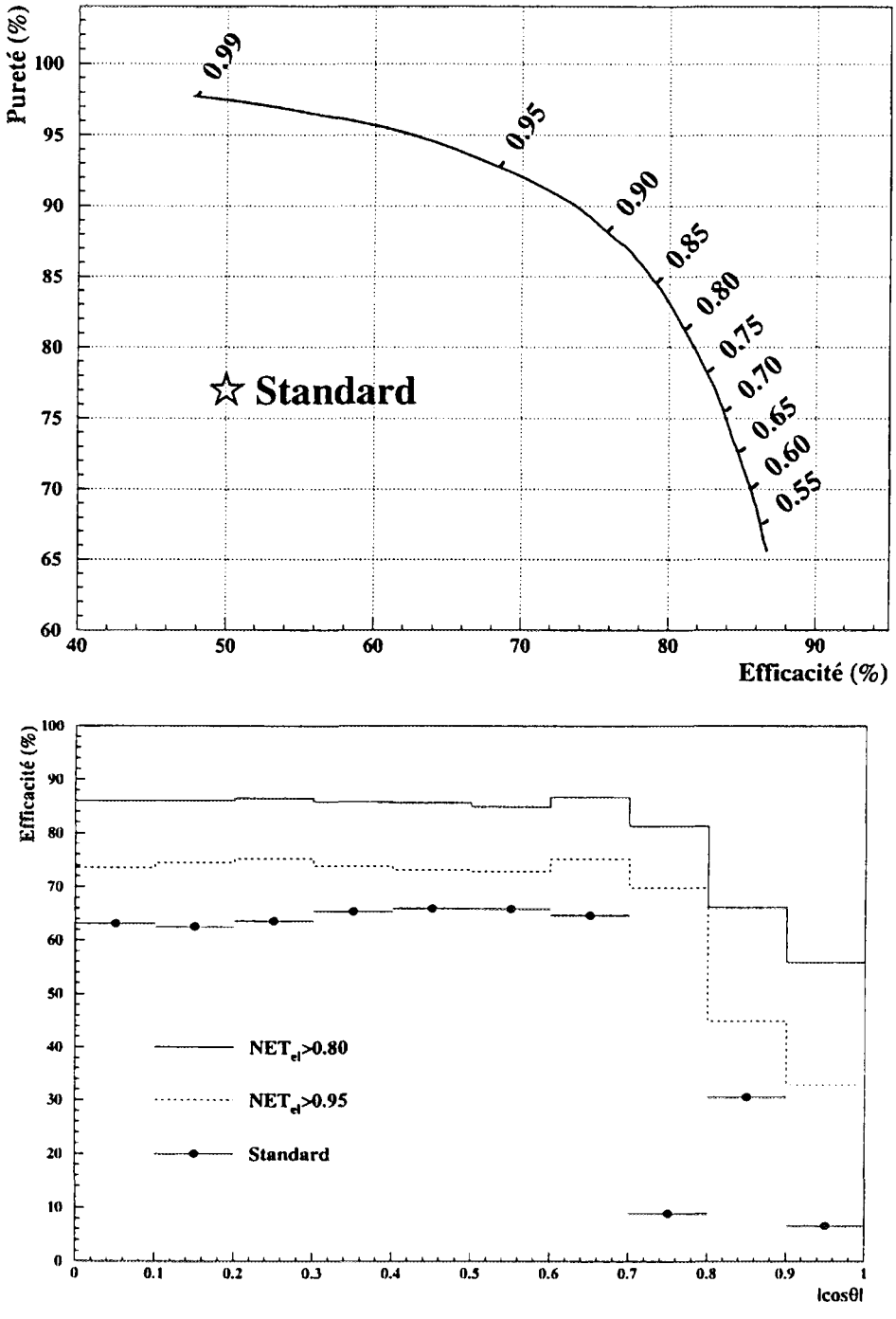


Figure 8.4: *Evolution de la pureté et de l'efficacité suivant la coupure sur* NET_{el} *(en haut) et variation de l'efficacité avec l'angle polaire* $\cos\theta$ *pour deux valeurs de coupure (en bas). L'efficacité et la pureté sont estimées d'après la simulation.*

paramètres d'entrée, sans avoir besoin de connaître $\rho_{\text{signal}}(\vec{x})$ et $\rho_{\text{fond}}(\vec{x})$ individuellement[5]. Or le plus souvent les défauts de la simulation (typiquement une résolution trop optimiste, ou une mauvaise calibration) affectent indifféremment toutes les traces, quelque soit leur nature.

C'est la raison pour laquelle un réseau de neurones s'avère en général moins sensible que des méthodes traditionnelles aux imperfections de la simulation [1], situation paradoxale si l'on songe à l'importance que celle-ci revêt lors de sa mise au point. Il est en revanche plus délicat de corriger ces imperfections, dont l'effet sur la réponse du réseau est aussi difficile à comprendre que l'importance que le réseau accorde à telle ou telle variable.

Les distributions de quelques unes des 12 variables d'entrée obtenues pour toutes les traces de plus de 2 GeV dans les données sont représentées sur la figure 8.5 et comparées aux distributions tirées du Monte Carlo. Si dans l'ensemble la simulation reproduit correctement les données, on constate des désaccords pour certaines variables. Ces imperfections dans la simulation peuvent avoir de multiples origine, dont certaines sont bien connues : l'incertitude sur l'alignement des différents détecteurs de traces (SI, CV, CJ, CZ) est difficile à estimer et à simuler, de même que la probabilité d'interaction nucléaire dans la bobine, le détail des structures mécaniques, la présence de secteurs morts ou hors tension, etc...[2].

Etant donné la difficulté d'estimer rigoureusement l'effet de chacune des ces imperfections sur les variables d'entrée, et à plus forte raison sur la réponse du réseau, on choisit de corriger de manière ad-hoc le Monte Carlo, en introduisant un facteur correctif approprié directement sur la sortie NET_{el}. Pour les électrons, la réponse du réseau dans la simulation est corrigée de manière à reproduire la distribution observée dans les données sur un lot d'électrons (pur à 99%) issus de conversions de photons et identifiés sur la base de critères cinématiques (voir paragraphe suivant). Pour les hadrons, la correction appliquée au Monte Carlo est choisie de façon à reproduire au mieux la distribution en NET_{el} obtenue à partir de toutes les traces de plus de 2 GeV, qui ne sont pas étiquetées comme des électrons de conversion (échantillon composé d'environ 95% de hadrons).

La mesure des asymétries avant-arrière avec les électrons, comme avec les muons, ne dépend pas des prédictions Monte Carlo concernant les valeurs d'efficacité et de pureté de la procédure de sélection utilisée. Il est par contre important de s'assurer que la dépendance de l'efficacité avec l'impulsion et l'angle polaire des traces est correctement reproduite dans la simulation. Pour cette raison, les facteurs correctifs sont calculés pour différents domaines d'impulsion et d'angle polaire.

Les distributions normalisées de la valeur de sortie NET_{el} du réseau dans les données et le Monte Carlo avant et après correction sont représentées sur la figure 8.6 pour des échantillons pratiquement purs en électrons ou en hadrons (d'une part les électrons issus des conversions de photons dans les événements multihadroniques, d'autre part les pions provenant des désintégrations de K^0). Après corrections, l'efficacité prédite par la simulation et celle mesurée dans les données sont compatibles à $\pm 3\%$, et le taux de hadrons incorrectement identifiés reproduit avec une incertitude relative d'environ $\pm 15\%$ (figure 8.6) [1].

[5]Pour être tout à fait exact, $O(\vec{x})$ approxime $\frac{\rho_{\text{signal}}(\vec{x})}{\rho_{\text{signal}}(\vec{x})+\rho_{\text{fond}}(\vec{x})}$ qui est équivalent à $\rho_{\text{signal}}(\vec{x})/\rho_{\text{fond}}(\vec{x})$ à une bijection près.

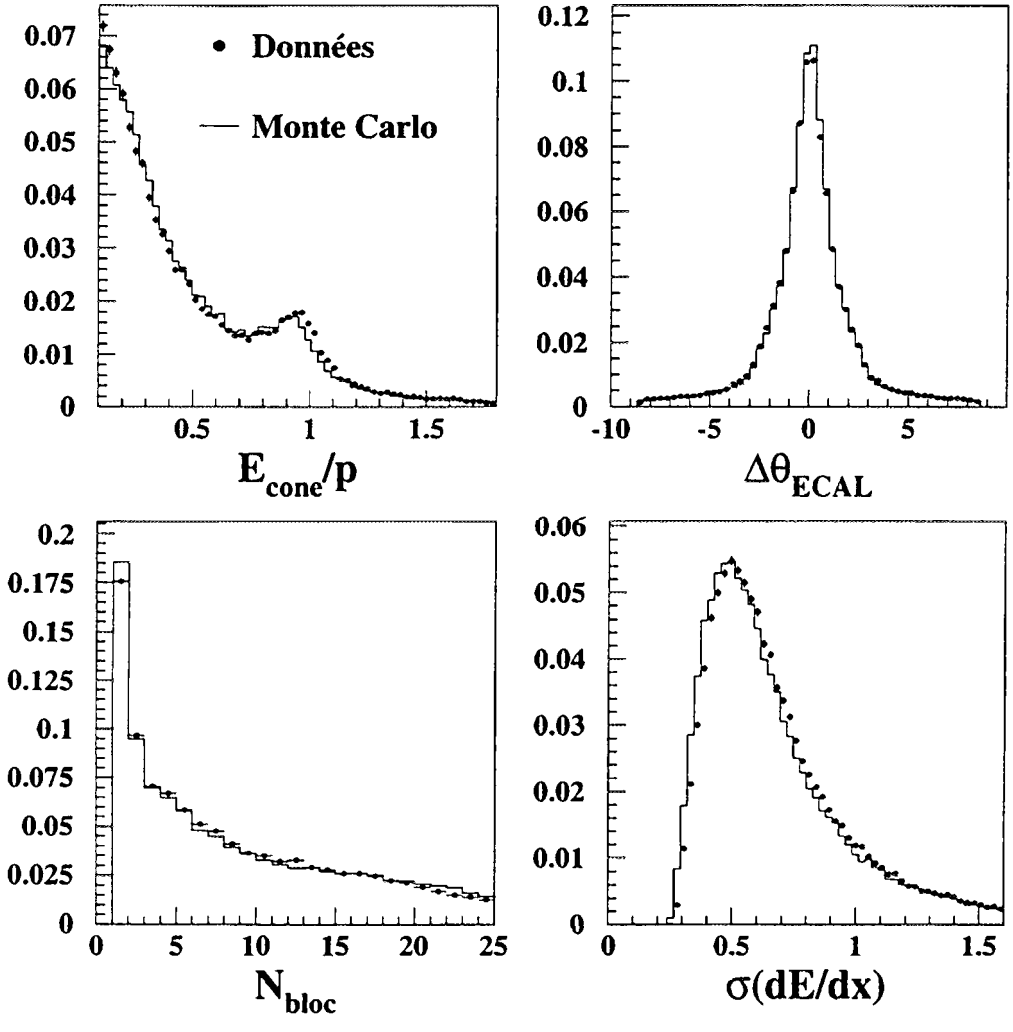


Figure 8.5: *Distributions normalisées de quelques unes des variables d'entrée du réseau IDNNEL dans les données et le Monte Carlo pour toutes les traces de plus de 2 GeV passant la préselection :* $-2 < (dE/dx)_{norm} < -4$ *et* $E > 0$.

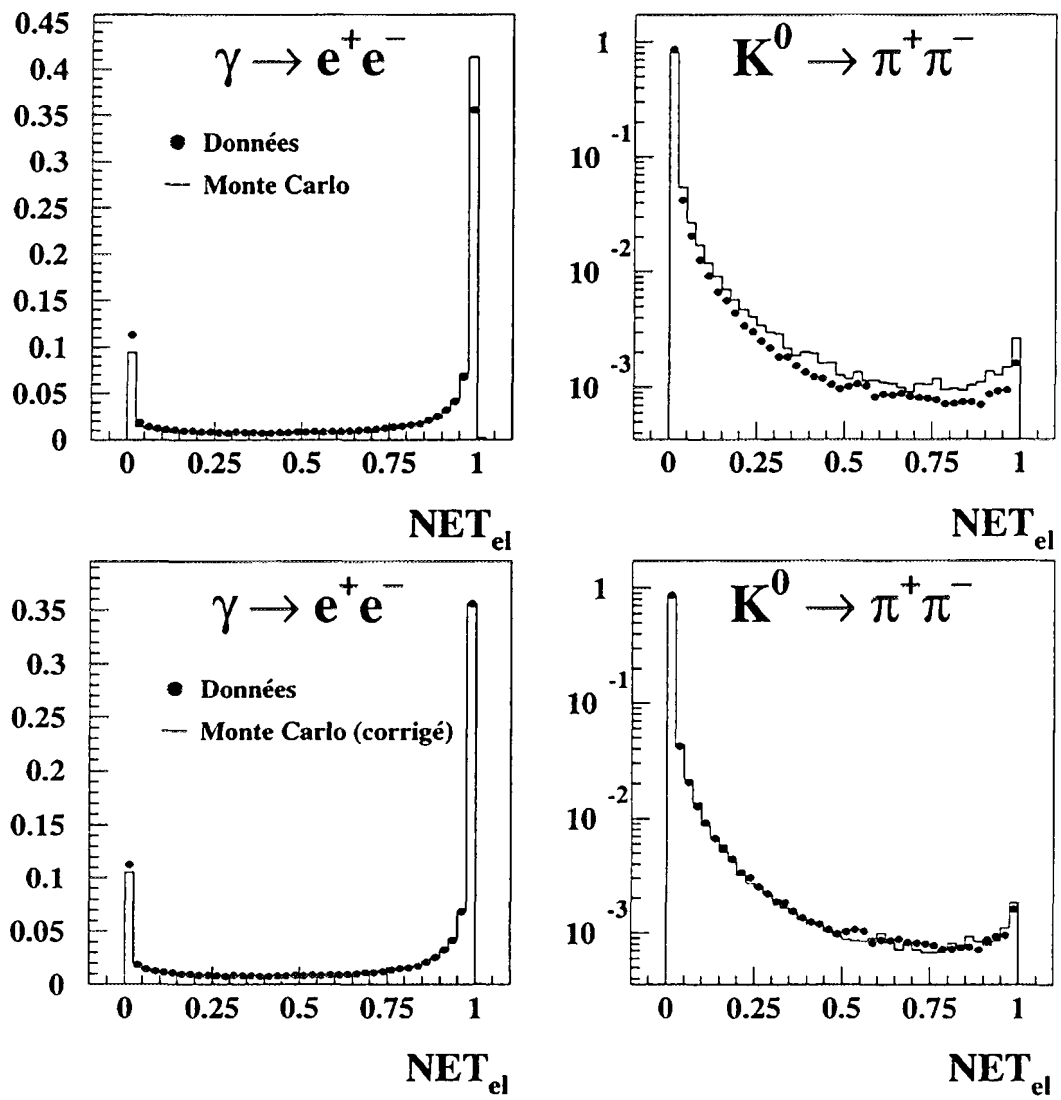


Figure 8.6: *Comparaison des distributions normalisées* NET_{el} *dans les données et la simulation obtenues à partir des échantillons tests d'électrons et de pions, avant (en haut) et après (en bas) correction de la réponse du réseau sur les traces Monte Carlo.*

8.5 Etiquetage des électrons de conversion

Les photons se matérialisant avant ou à l'intérieur du détecteur central, c'est-à-dire surtout dans le tube à vide ou le détecteur à microvertex SI, mais également dans le gaz des chambres CV et CJ ou dans les parois entre CV et CJ, constituent une très importante source d'électrons secondaires, qui n'a pas d'équivalent pour les muons. Ces électrons sont peu énergiques et donc pour la plupart éliminés par la contrainte en impulsion $p > 2$ GeV/c. Malgré cela, ils représentent plus de la moitié des électrons sélectionés par le réseau de neurone (NET_{el}>0.8), si bien qu'il est impératif d'avoir recours à un algorithme spécifique pour tenter de les identifier.

8.5.1 L'algorithme d'étiquetage standard

L'algorithme standard utilisé à OPAL depuis de nombreuses années pour l'étiquetage et la réjection des électrons provenant de conversions de photons repose sur un principe simple qui consite à tenter d'associer deux par deux les particules chargées de l'événement en exploitant les propriétés géométriques de leurs trajectoires [3]. La probabilité que deux traces (i,j) de l'événement soient issues d'un vertex commun est estimée en calculant le pseudo-χ^2 :

$$\mathrm{DIST}(i,j) = \sqrt{\left(\frac{\Delta(xy)}{\Delta^{90}(xy)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\theta)}{\Delta^{90}(\theta)}\right)^2}$$

où $\Delta(xy)$ est la distance entre la trace i et la trace j dans le plan (x,y) au point de tangence des deux traces (c'est-à-dire le point où les deux traces projetées dans le plan (x,y) sont parallèles) et $\Delta(\theta)$ la différence des angles polaires θ de chaque trace. Les facteurs de normalisation $\Delta^{90}(xy)$ et $\Delta^{90}(\theta)$ sont choisis de façon à ce que 90% des vraies conversions aient $\Delta(xy) < \Delta^{90}(xy)$ et $\Delta(\theta) < \Delta^{90}(\theta)$ et sont respectivement de l'ordre de 2 mm et 2^0. Sachant que la présence ou non de coups dans la chambre à vertex CV ainsi que le nombre total de coups dans CJ influencent considérablement la résolution angulaire en ϕ et en θ, ces facteurs doivent prendre des valeurs différentes suivant la distance du premier point mesuré des deux traces au point d'interaction [4].

La trace i sera étiquetée comme provenant d'une conversion de photon si la trace j qui minimise $\mathrm{DIST}(i,j)$, et dont le $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}}$ est compatible avec celui d'un électron ($(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{norm}} > -2.5$), est telle que :

$$\mathrm{DIST}(i,j) < 2.$$

Cet algorithme n'identifie correctement qu'environ 77% des électrons secondaires $\gamma \rightarrow e^+e^-$ sélectionnés par IDNNEL. Puisqu'il n'exploite que les propriétés géométriques des trajectoires reconstruites il s'avère particulièrement inefficace à bas angle ($|\cos\theta| > 0.9$) où la résolution angulaire se dégrade rapidement, mais qui se trouve être la région ou la probabilité de conversion est la plus élevée (supérieure à 20% contre 6% dans la région $|\cos\theta| < 0.9$), la quantité de matière vue par les photons y étant beaucoup plus importante.

8.5.2 Etiquetage des conversions de photons par un réseau de neurones

Ces insuffisances de l'algorithme d'étiquetage standard sont particulièrement problématiques dans le cas de la mesure de l'asymétrie avant-arrière, et ont suscité la mise au point d'un

algorithme plus sophistiqué, faisant usage d'une gamme plus large d'informations, exploitant à la fois les propriétés géométriques et cinématiques des traces. A nouveau, on a choisi d'avoir recours aux réseaux de neurones pour tirer le meilleur parti de l'information disponible.

Le réseau offrant les performances optimales a été déterminé comme pour les électrons à partir d'un grand choix initial de paramètres potentiellement utiles [4]. Ce réseau, baptisé IDNNCV, permet d'étiqueter un couple de trace (i,j) comme issu de la conversion d'un photon sur la base de 9 variables d'entrée:

- la distance d'approche $\Delta(xy)$ entre les deux traces i et j telle que définie dans l'algorithme standard.
- la masse invariante m_γ de la paire (i,j) qui doit être proche de zéro pour une vraie conversion.
- les impulsions p_i et p_j de chacune des traces qui, bien que non discriminantes en elles mêmes, sont fortement corrélées à la masse invariante ainsi qu'à la résolution.
- la distance $d_{0,\gamma}$ de plus petite approche entre la direction de la somme des impulsions $p_\gamma = \vec{p_i} + \vec{p_j}$ et le vertex primaire de l'événement. Dans le cas d'une vraie conversion, cette distance n'est autre que le paramètre d'impact du photon père dont on s'attend à ce qu'il provienne du point d'interaction des faisceaux e^+e^-.
- la position (le rayon) du premier point mesuré de chacune des traces, $R_{0,i}$ et $R_{0,j}$, ainsi que celle de leur vertex commun (point milieu des points de tangence associés à chaque trace), notée $R_{0,ij}$. Ces variables apportent une information utile au réseau car si les deux traces sont effectivement issues du processus $\gamma \rightarrow e^+e^-$, le vertex commun devrait être confondu avec le premier point mesuré de chaque trace.
- la valeur de sortie $\mathrm{NET}_{el}(j)$ du réseau IDNNEL[6] du partenaire j, qui constitue le meilleur moyen de savoir si celui ci est un électron.

La sensibilité relative des différentes variables est indiquée dans le tableau 8.2. Le réseau de neurone IDNNCV possède une couche cachée munie de 10 neurones (9,10,1). Il a été entraîné sur un échantillon contenant 20,000 couples de traces signal et fond. Le signal correspond aux paires e^+e^- réellement issues de la matérialisation d'un photon et le fond à des paires de traces quelconques mais satisfaisant une présélection minimale. En effet, pour éviter d'encombrer l'échantillon d'apprentissage avec des paires de traces qui n'ont aucune chance de provenir de la conversion d'un photon, on ne considère que les paires (i,j) pour lesquelles la distance d'approche $\Delta(xy)$ est inférieure à un certain seuil (fixé à 3.cm).

La distribution de la valeur de sortie NET_{cv} de IDNNCV est représentée sur la figure 8.7 pour les traces préalablement identifiées comme des électrons ($\mathrm{NET}_{el} > 0.8$). On désire rejeter le maximum de conversion en minimisant la perte en signal (les autres candidats électrons, en majorité des électrons directs). La coupure réalisant le meilleur compromis est:

$$\mathrm{NET}_{cv} < 0.8$$

[6] Il s'agit en réalité d'une version précédente de IDNNEL, un peu moins performante

m_γ	$\Delta(xy)$	$\mathrm{NET}_{el}(j)$	p_j	$R_{0,i}$	$d_{0,\gamma}$	$R_{0,ij}$	$R_{0,j}$	p_i
1.00	0.61	0.39	0.15	0.14	0.12	0.05	0.05	0.01

Tableau 8.2: *Sensibilités des 9 variables d'entrée du réseau IDNNCV. La sensibilité la plus élevée est fixée arbitrairement à 1.*

En effet, comme le montre la figure 8.7, la fraction de conversions rejetés n'augmente que très lentement en decà de cette valeur ($\mathrm{NET}_{cv} \rightarrow 0$), mais décroît très rapidement pour des valeurs plus élevées ($\mathrm{NET}_{cv} \rightarrow 1$).

La coupure $\mathrm{NET}_{cv} < 0.8$ permet de rejeter près de 89% des électrons de conversions, et donc de diviser par 2, par rapport à l'algorithme standard, la fraction de ces électrons restant dans l'échantillon. Dans les deux cas la probabilité d'étiqueter par erreur un électron qui ne serait pas issue de la matérialisation d'un photon, donc la fraction de signal perdu, est de l'ordre de 5%.

Comme le montre la figure 8.7 la distribution NET_{cv} prédite par la simulation est en bon accord avec la distribution obtenue sur les données. La fiabilité des prédictions Monte Carlo peut être évaluée de manière quantitative dans les événements multihadroniques en étudiant l'effet d'une dégradation artificielle de la résolution. Les performances de l'algorithme peuvent également être testées directement à partir des conversions ayant lieu dans les événements radiatifs $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Ces études montrent que l'efficacité d'étiquetage prédite par la simulation est fiable à $\pm 2\%$ [4].

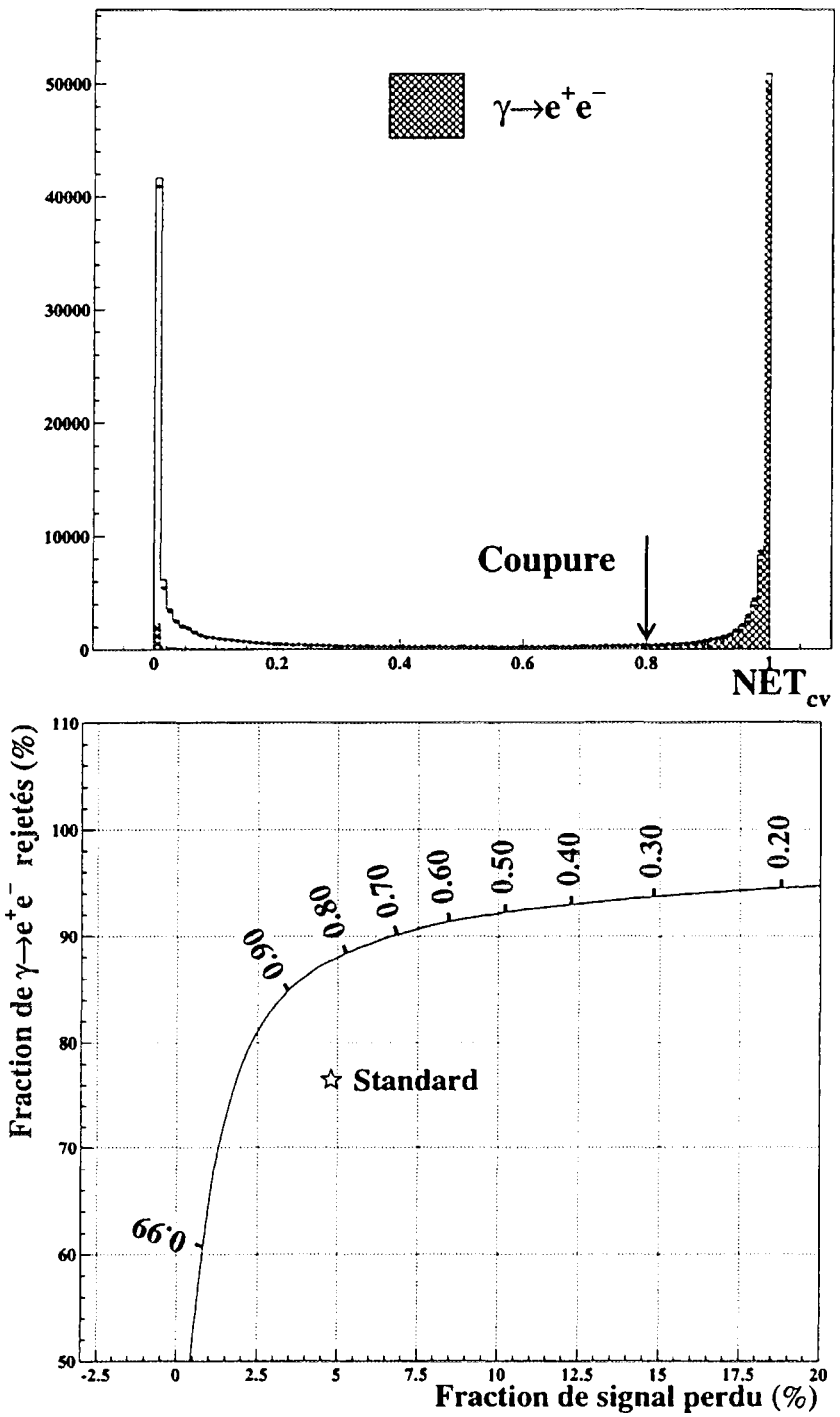


Figure 8.7: *En haut, distribution de la valeur de sortie du réseau de neurones IDNNCV pour les traces de plus de 2 GeV/c identifiées comme des électrons* ($NET_{el}>0.8$). *La coupure* $NET_{cv} > 0.8$ *permet d'étiqueter près de 89% des vrais électrons de conversion en rejetant 5% des autres électrons constitués principalement d'électrons directs (figure du bas).*

Bibliographie

[1] Hervé Lafoux,
Electron Identification with a Neural Network, OPAL TN148, 3 mars 1993;
Status of the Neural Electron Identification, OPAL TN208, 7 février 1994;
Studies of Systematic Effects for the Neural Electron ID, OPAL TN273, 20 décembre 1994;
Update of the Neural Electron ID, OPAL TN317, 15 septembre 1995.

[2] Les problèmes liés à la simulation du détecteur ont été passés en revue lors du "GOPAL Workshop" organisé au CERN au mois de décembre 1994.

[3] M. Morii, *A Study of the Conversion Finder IDGCON* TN190, 8 Novembre 1993.

[4] Hervé Lafoux, *A Neural Conversion Finder*, note interne OPAL TN290, 30 mars 1995.

Chapitre 9

La séparation des sources de leptons

Introduction

Une fois l'échantillon de leptons sélectionné, la précision statistique de la mesure des asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} dépend crucialement de la capacité à séparer les leptons provenant des désintégrations directes des quarks b et c (notés b$\rightarrow\ell$ et c$\rightarrow\ell$) des autres traces également identifiées comme des leptons : les leptons issus des désintégrations en cascade, b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$, et les leptons "non directs", notés X$\rightarrow\ell$, regroupant les leptons secondaires $\gamma\rightarrow e^+e^-$, $K\rightarrow\mu$, ainsi que les hadrons incorrectement identifiés.

Traditionnellement, la séparation des sources de leptons exploite uniquement les propriétés cinématiques de ces derniers, à savoir leur impulsion p, et leur isolation p_t. Comme on l'a vu au chapitre 4, les leptons de type b$\rightarrow\ell$ et c$\rightarrow\ell$ sont nettement plus énergiques que la majorité des traces produites dans les événements multihadroniques, du fait de la fragmentation dure des quarks b et c. Les leptons b$\rightarrow\ell$ et b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$ sont quant à eux émis à grand p_t par rapport aux jets compte tenu de la quantité d'énergie libérée au cours de la désintégration des hadrons beaux.

Les propriétés cinématiques des leptons ne sont pourtant pas les seuls critères de discrimination dont on dispose. On sait en effet que les caractéristiques du jet dont le lepton est issu (énergie, largeur, multiplicité...), fournissent une information utile sur la saveur du quark qui l'a engendré ainsi que sur la nature du processus mis en jeu. La présence éventuelle de vertex secondaires dans le jet, significativement éloignés du vertex primaire de l'événement, peut également servir à caractériser les hadrons beaux ou charmés de grande durée de vie. De tels critères, bien qu'individuellement moins discriminants que p ou p_t, apportent une information complémentaire et sont susceptibles, une fois correctement combinés, d'améliorer la séparation des sources de leptons.

Ce chapitre introduit deux nouvelles variables qui, en tenant compte de façon optimale de l'information disponible, permettront lors de l'ajustement final d'isoler statistiquement les leptons de type b$\rightarrow\ell$ et c$\rightarrow\ell$ des autres contributions. Après avoir décrit les algorithmes utilisés pour la reconstruction des jets et pour la recherche de vertex secondaires, les différentes sources d'information sont combinées à l'aide de réseaux de neurones. Le pouvoir discriminant des nouvelles variables ainsi obtenues, par comparaison avec celui des variables p et p_t, permet de juger de l'intérêt de la méthode.

9.1 La reconstruction des jets et la recherche de vertex secondaires

Si l'on désire avoir recours aux propriétés des jets et à celles d'éventuels vertex secondaires pour caractériser les saveurs lourdes b et c, il est important de choisir les algorithmes permettant de reconstruire le plus fidèlement les hadrons beaux ou charmés qui leur ont donné naissance.

9.1.1 La reconstruction des jets

Choix de l'algorithme

Il existe de très nombreux algorithmes de reconstruction des jets. Les plus populaires dans les collisions e^+e^-, tel que celui introduit par JADE en 1986 [1], consistent à regrouper de manière itérative les particules deux par deux si leur masse invariante[1] est inférieure à un certain seuil, noté $\sqrt{x_{\min}}$. Ce type d'algorithme présente l'inconvénient de chercher à assigner systématiquement toutes les traces de l'événement à l'un ou l'autre des jets. S'il s'agit d'une démarche logique lorsqu'on désire pouvoir identifier les jets aux partons primaires, quarks et gluons, elle est moins justifiée dans notre cas où l'on souhaite avant tout que le jet permette de remonter le plus fidèlement possible aux caractéristiques du *hadron* primordial, et plus particulièrement à:

- sa direction : en effet c'est lorsque la direction du jet coïncide avec celle du hadron primaire que l'impulsion transverse du lepton p_t, estimée par rapport au jet le plus proche, donne l'image la plus correcte de l'impulsion du lepton dans le référentiel de repos du hadron.
- son énergie et sa topologie (largeur, multiplicité,...).
- sa distance de vol, c'est-à-dire la position de son point de désintégration.

L'algorithme satisfaisant au mieux à ces exigences doit donc être capable de séparer les traces "utiles", c'est-à-dire issues de la désintégration du hadron primordial, des traces provenant de la fragmentation. La méthode retenue, qu'on désignera par BTCONE [2] est directement inspirée des méthodes utilisées auprès des collisionneurs hadroniques [3] où chaque événement contient également un très grand nombre de traces "inutiles" produites au cours de multiples intéractions secondaires.

L'algorithme BTCONE reconstruit les jets en regroupant les traces par proximité angulaire. Il opère en trois étapes:

1. On définit un cône de demi-angle R autour de chaque particule de l'événement. Si la somme $\vec{p}_J$ des impulsions $\vec{p}_i$ des traces contenues dans ce cône est telle que:

$$\frac{\vec{p}_i.\vec{p}_J}{|\vec{p}_i|.|\vec{p}_J|} \geq \cos R$$

pour toute trace i, alors le cône est retenu et considéré comme un "proto-jet".

[1] ou une expression approximative de leur masse invariante

2. parmi tous les proto-jets trouvés, sont éliminiés ceux dont l'énergie ne dépasse pas un seuil minimal $\mathcal{E}$.

3. si certaines particules sont communes à plusieurs proto-jets (possibilité qui n'est pas exclue dans ce type d'algorithme) elles sont asignées à celui dont elles sont le plus proches, ou bien au proto-jet le plus énergique si elles représentent plus des 3/4 de l'énergie totale des proto-jets qui se recouvrent.

Comme on le voit, cet algorithme consiste à isoler dans l'événement des groupes de particules collimées, sans chercher à assigner systématiquement toutes les traces à des jets. Il dépend de deux paramètres, l'énergie minimale $\mathcal{E}$ et le demi-angle d'ouverture maximale R d'un jet, qui doivent être ajustés de façon à ce que les jets reconstruits donnent l'image la plus fidèle des hadrons beaux qui se sont désintégrés.

Le choix optimal de ces paramètres pour les événements $b\bar{b}$, résulte d'un compromis entre différents critères [4] :

- la pureté f_J^b en b du jet, c'est-à-dire la fraction de traces provenant réellement du hadron b.
- l'efficacité ε_J^b en b, c'est-à-dire la fraction de traces issues du hadron effectivement assigné au jet et l'impulsion manquante $< p_J >_{\rm mis}$ définie comme l'impulsion moyenne des particules issues du hadron qui ne sont pas associées au jet.
- la résolution angulaire σ_{θ_J} sur la direction de vol du hadron.
- la résolution σ_{p_t} en p_t des leptons b$\rightarrow\ell$ issus de la désintégration du hadron.

La tableau 9.1 donne la valeur de ces paramètres obtenus pour différentes combinaisons de R et $\mathcal{E}$ ainsi que pour l'algorithme de JADE. On constate sans surprise que la pureté en b f_J^b du jet augmente lorsque la taille du cône diminue. Elle est d'environ 70% pour R compris entre 0.4 et 0.5 (15 et 30 degrés), contre seulement 60% dans le cas de l'algorithme de JADE. L'efficacité est plus faible en revanche de 4 à 5%, mais les traces perdues sont en moyennes beaucoup moins énergiques, de sorte que la résolution angulaire sur la direction du hadron primordial (environ 60 mrad pour $R = 0.5$ est $\mathcal{E}$=5) est meilleure pour BTCONE d'environ 25%.

Algorithme	paramètres	f_J^b	ε_J^b	$< p_J >_{\rm mis}$	σ_{θ_J}	σ_{p_t}
BTCONE $\mathcal{E} = 5$	$R = 0.4$	0.73	0.913	1.11	0.058	–
BTCONE $\mathcal{E} = 5$	$R = 0.5$	0.68	0.942	1.12	0.061	0.47
BTCONE $\mathcal{E} = 5$	$R = 0.6$	0.65	0.955	1.09	0.068	–
BTCONE $R = 0.5$	$\mathcal{E}$=10	0.68	0.947	1.23	0.053	–
BTCONE $R = 0.5$	$\mathcal{E} = 15$	0.68	0.952	1.32	0.048	–
JADE	$x_{\rm min}$=49	0.60	0.976	1.69	0.080	0.50

Tableau 9.1: *Comparaison des performances des différents algorithmes de reconstruction des jets. $\mathcal{E}$ est en GeV, R en radians, $x_{\rm min}$ en $(GeV/c)^2$, p et p_t en GeV/c^2.*

Au vu de ce tableau, on retiendra les valeurs $R = 0.55$ et $\mathcal{E}$=5 comme réalisant un bon compromis entre la pureté et l'efficacité en b des jets reconstuits. Bien que BTCONE permettent d'améliorer la détermination de la direction du hadron primaire dans les événements $b\bar{b}$, la résolution sur l'impulsion transverse du lepton n'est guère meilleure que celle obtenue en utilisant l'agorithme de JADE. Ceci peut se comprendre par le fait que dans les événements où l'un des hadrons subit une désintégration semi-leptonique, l'incertitude affectant la reconstruction de sa direction de vol provient en premier lieu de l'émission d'un neutrino non détecté qui emporte une grande partie de l'énergie (en général plus que le lepton lui même) plutôt que de la présence des traces issues de la fragmentation. Cependant, le gain en pureté facilite la recherche de vertex secondaires, et rend plus discriminantes les variables caractéristiques associées aux jets [4].

Les variables discriminantes associées au jet

Un hadron beau donne naissance en se désintègrant à un nombre de particules plus élevé en moyenne qu'un hadron léger [5]. Par ailleurs, du fait de la quantité d'énergie libérée au cours de la désintégration, ces particules ont tendance à être émises à fort moment transverse par rapport à la direction de vol du hadron. Pour exploiter ces propriétés, on introduit une variable qui mesure à la fois la multiplicité et la "largeur" du jet. Cette variable, notée $P^{\perp}_{jet}$, est définie comme la somme des impulsions transverses p^i_t des particules contenues dans le jets[2] :

$$P^{\perp}_{jet} = \sum_{i \in \text{jet}} p^i_t.$$

Comme le montre la figure 9.1 cette variable offre dans les événements contenant une trace identifiée comme un lepton une bonne séparation entre les jets de type $b \to \ell$ et les jets de type $c \to \ell$ ainsi que ceux associées aux candidats leptons $X \to \ell$ globalement qualifiés de "non-direct" (qui regroupent les leptons secondaires et les hadrons). Les jets engendrés par des quarks c ont tendance à être moins larges car dans ce cas la fragmentation dure du quark l'emporte sur l'élargissement dû à la désintégration, et a pour effet de collimater les particules en leur conférant une grande impulsion longitudinale.

Les désintégrations directes $b \to \ell$ et $c \to \ell$ sont en revanche toutes deux caractérisées par l'émission d'un neutrino énergique, qui se traduit par une diminution de l'énergie visible. La distribution de l'énergie visible E^{vis}_{jet} des jets rescontruits, représentée sur la figure 9.1, montre que cette variables offre une certaine discrimination entre les jets associés aux désintégrations directes $b \to \ell$ et $c \to \ell$, et les jets $X \to \ell$.

La séparation des leptons $b \to \ell$ et $b \to c \to \ell$ est difficile sur la base des propriétés globales des jets, qui dépendent avant tout de la saveur du quark, et nécessite une étude plus fine de la répartition de l'énergie à l'intérieure du jet. Dans un processus en cascade $b \to c \to \ell$, le lepton est produit au coeur d'un jet secondaire, issu du quark c, qui emporte une fraction importante de l'énergie. On peut tenter de reconstruire ce jet secondaire de manière itérative en utilisant la procédure suivante [6] :

- on décompose le jet initial en deux sous-jets, contenant d'une part le lepton, et d'autre part le reste du jet.

[2] Dans ce cas, contrairement à l'habitude, l'impulsion transverse p^i_t est calculée sans soustraire la trace i lors du calcul de l'axe du jet.

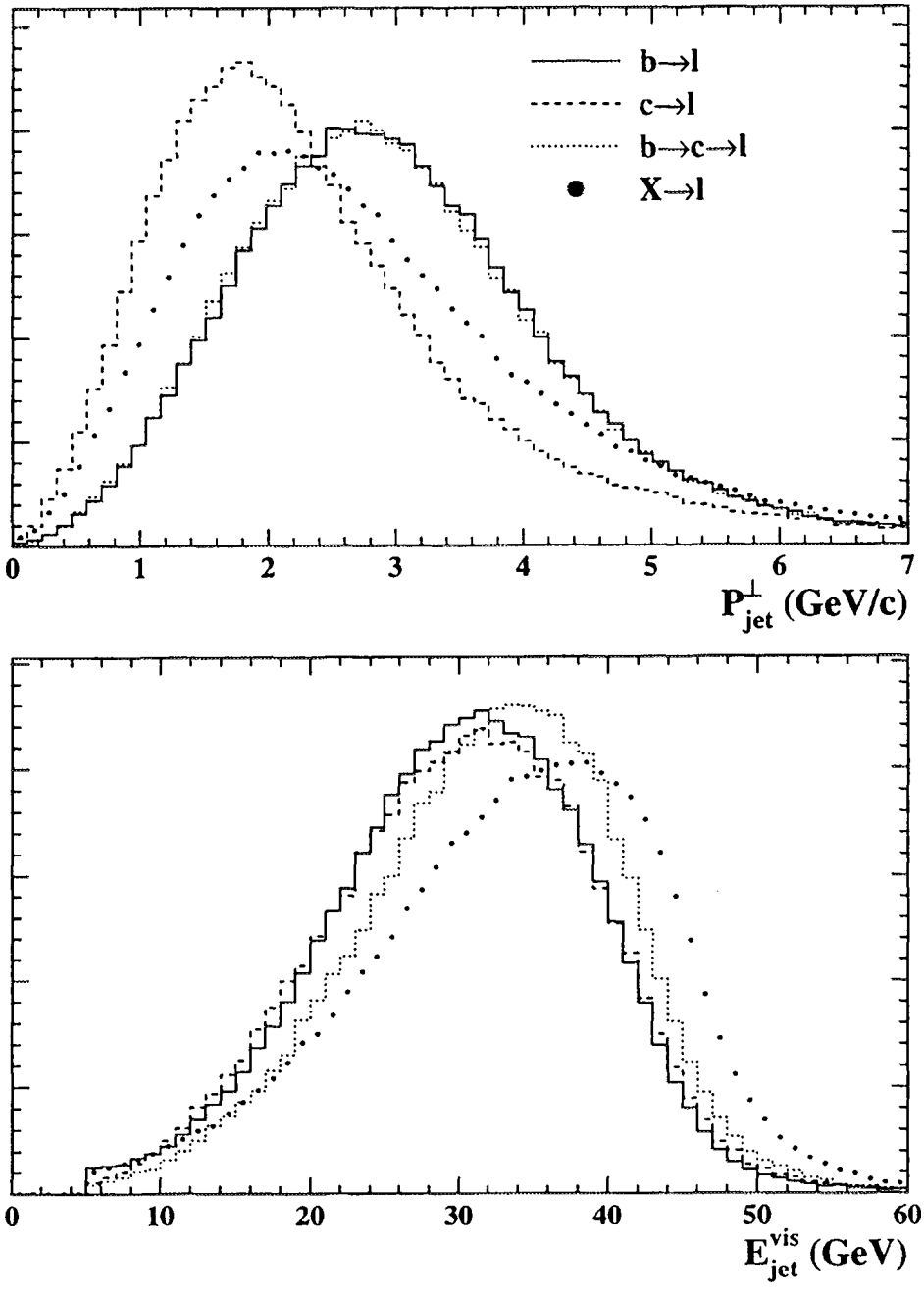


Figure 9.1: *Comparaison des distributions normalisées de quelques variables caractéristiques des jets reconstruits associés aux différentes sources de leptons.*

- si l'une au moins des particules appartenant au reste du jet est plus proche de l'axe du lepton, la particule la plus proche est associée au sous-jet du lepton, et l'axe des deux sous-jets est recalculé.
- on réitère cette procédure jusquà ce que toutes les particules se trouvent associées au sous-jet dont elles sont le plus proches.

La distribution de l'énergie du jet secondaire $E_{ss\text{-}jet}$ (le sous-jet associé au lepton) dans les processus b→ℓ et b→c→ℓ est représentée sur la figure 9.2. Bien que cette variable semble en elle même peu discriminante, elle le devient après soustraction de l'énergie propre du lepton (beaucoup plus élevée pour un lepton b→ℓ que b→c→ℓ). Autrement dit, c'est dans la corrélation entre les deux variables $p/E_{ss\text{-}jet}$ que se trouve la discrimination. Il est clair que $E_{ss\text{-}jet}$ fournit, comme l'impulsion transverse p_t, une mesure du degré d'isolation du lepton. Elle apporte cependant une information nouvelle, et sépare mieux les leptons b→ℓ et b→c→ℓ que les leptons b→ℓ et c→ℓ, contrairement à p_t.

9.1.2 La recherche de vertex secondaires

Principe et algorithme

Les hadrons lourds ont des durées de vie élevées par rapport à la plupart des autres particules instables créées dans les événements multihadroniques : plus de 1.5 ps pour la plupart des hadrons beaux et entre 0.5 et 1 ps pour les hadrons charmés. Compte tenu de la poussée que ces hadrons acquièrent à LEP au cours de la fragmentation ($\gamma_b \sim 7$, $\gamma_c \sim 12$), ils voleront en moyenne de 1 à 3 mm avant de se désintégrer.

La présence d'un vertex secondaire dans le jet constitue de ce fait l'une des signature les plus sûres des saveurs lourdes. Dans le cas particulier où le hadron a subi une désintégration semi-leptonique, la trajectoire du lepton aura par ailleurs pour propriété de passer relativement loin du point où a eu lieu l'intéraction primaire des faisceaux e^+e^-. Pour exploiter au mieux ces propriétés, il est nécessaire de reconstruire avec précision à la fois la position du point d'intéraction, qui constitue le "vertex primaire" de l'événement, ainsi que la position d'un éventuel vertex secondaire.

Plusieurs algorithmes pour la reconstruction de vertex primaires et secondaires ont été mis au point à OPAL, donnant le plus souvent des résultats comparables [7]. Nous avons retenu l'un des plus performants, baptisé BTGVFT, qui fonctionne sur un principe très simple et contient un nombre réduit de paramètres.

L'algorithme BTGVFT tente de faire passer toutes les traces[3] d'un même jet (ou toutes les traces de l'événement dans le cas de la recherche du vertex primaire) par un même point dans le plan r-ϕ. Si l'une des traces contribue au χ^2 de l'ajustement de plus d'une quantité $\Delta\chi^2$ fixée (=4 par défaut), la trace qui contribuent le plus au χ^2 du vertex est éliminée et un nouveau vertex est calculé à partir des traces restantes. La procédure est réitérée jusqu'à ce que toutes les traces contribuent pour moins que $\Delta\chi^2$, ou bien jusqu'à ce qu'il reste moins de trois traces, auquel cas on considère que la recherche de vertex a échoué.

[3] en réalité uniquement les traces satisfaisant certains critères minimaux, liés notamment au nombre de coups dans SI, CV et CJ, etc...

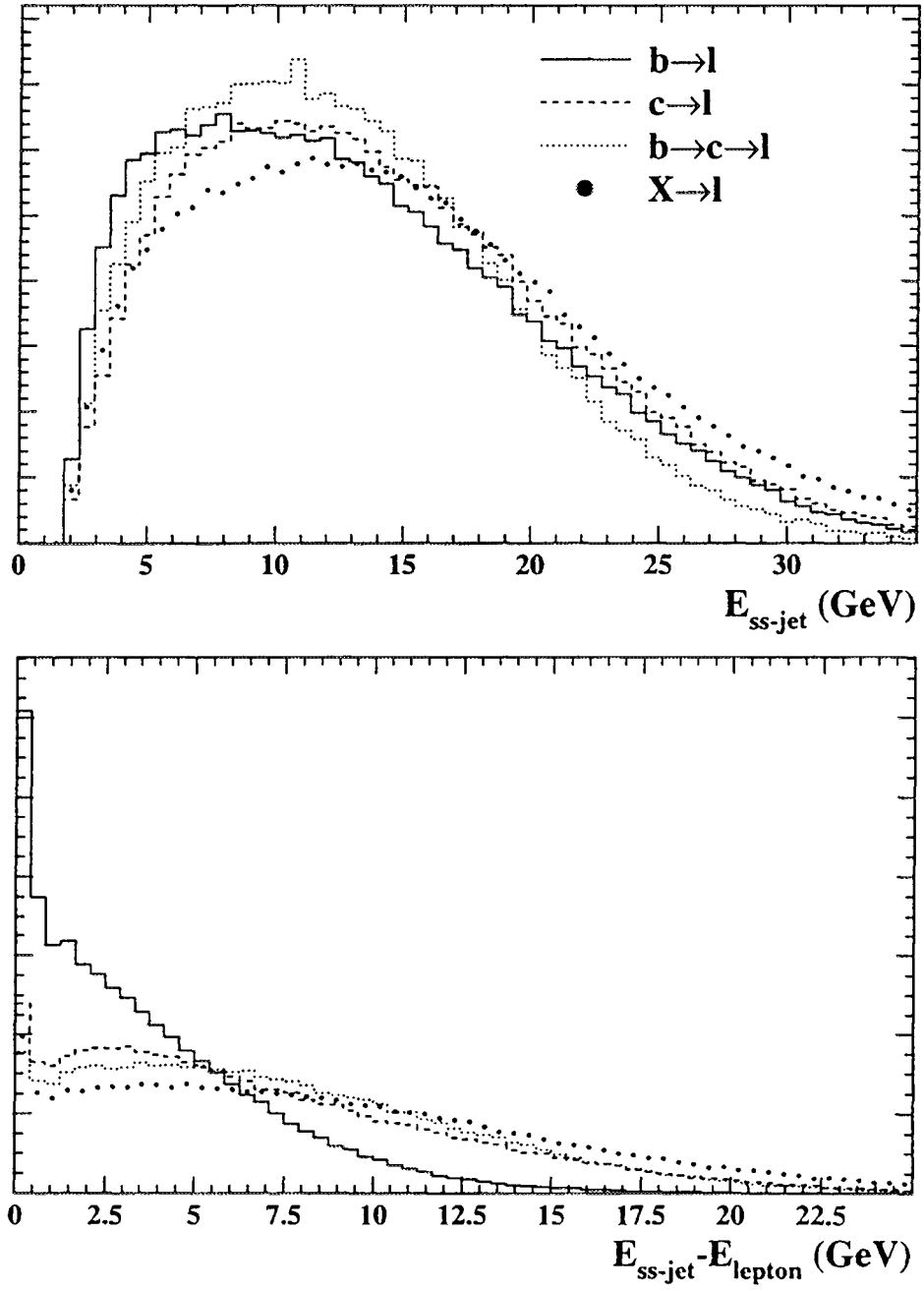


Figure 9.2: *Comparaison des distributions normalisées de quelques variables caractéristiques des jets reconstruits associés aux différentes sources de leptons.*

Les variables discriminantes associées aux vertex primaire/secondaire

La connaissance de la position dans le plan r-ϕ des vertex primaire et secondaires, ainsi que des erreurs associées, permet de calculer la distance de vol normalisée L/σ_L définie comme la distance L entre les deux vertex rapportée à l'erreur estimée σ_L sur cette distance. De même il est possible pour chaque trace du jet, et en particulier pour le lepton, de calculer le paramètre d'impact normalisé d/σ_d, où d représente la distance de meilleure proche de la trajectoire au vertex primaire (figure 9.3). Par convention, le paramètre d'impact, comme la distance de vol, sont affectés d'un signe négatif lorsque la trace coupe l'axe du jet avant le vertex primaire, ou lorsque le vertex secondaire se trouve avant le vertex primaire lorsqu'on se déplace dans la direction du jet.

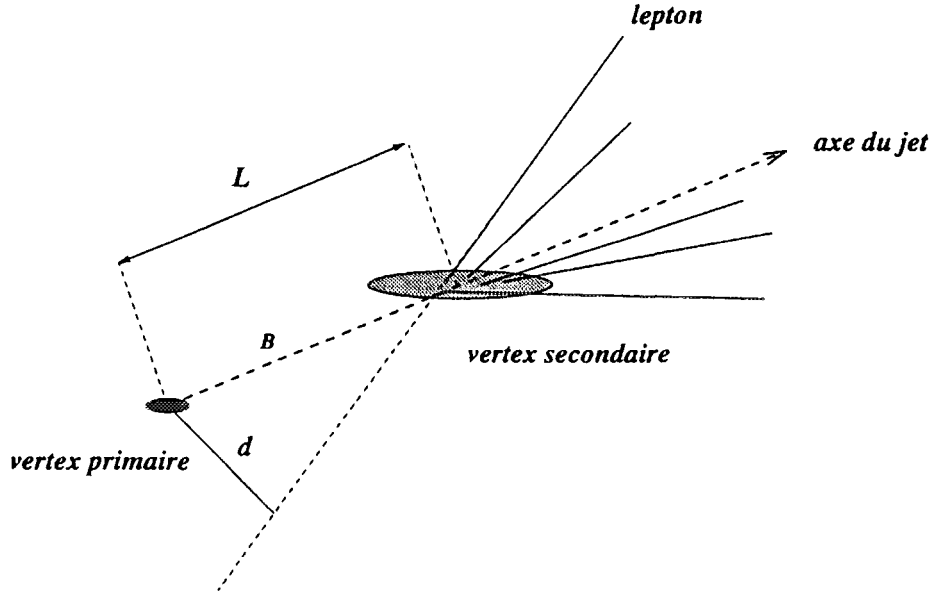


Figure 9.3: *Représentation de la définition de la distance de vol L et du paramètre d'impact d dans le plan r-ϕ*

Les variables L/σ_L et d/σ_d, dont les distributions sont représentées sur la figure 9.4, sont comme on peut le constater particulièrement utiles pour séparer les leptons issus des désintégrations de hadrons beaux (b→ℓ et b→c→ℓ) des autres contributions.

9.2 Construction des variables discriminantes optimales

9.2.1 Motivation et démarche

Il ressort du paragraphe précédent que p et p_t sont loin de constituer l'unique source d'information dont nous disposons pour la séparation des sources de leptons. Il peut en particulier être judicieux d'exploiter également :

- les propriétés des jets et d'éventuels vertex secondaires, par l'intermédiaire des variables déjà introduites ($P_{jet}^{\perp}$, d/σ_d...) ainsi que bien d'autres aux propriétés analogues (par ex-

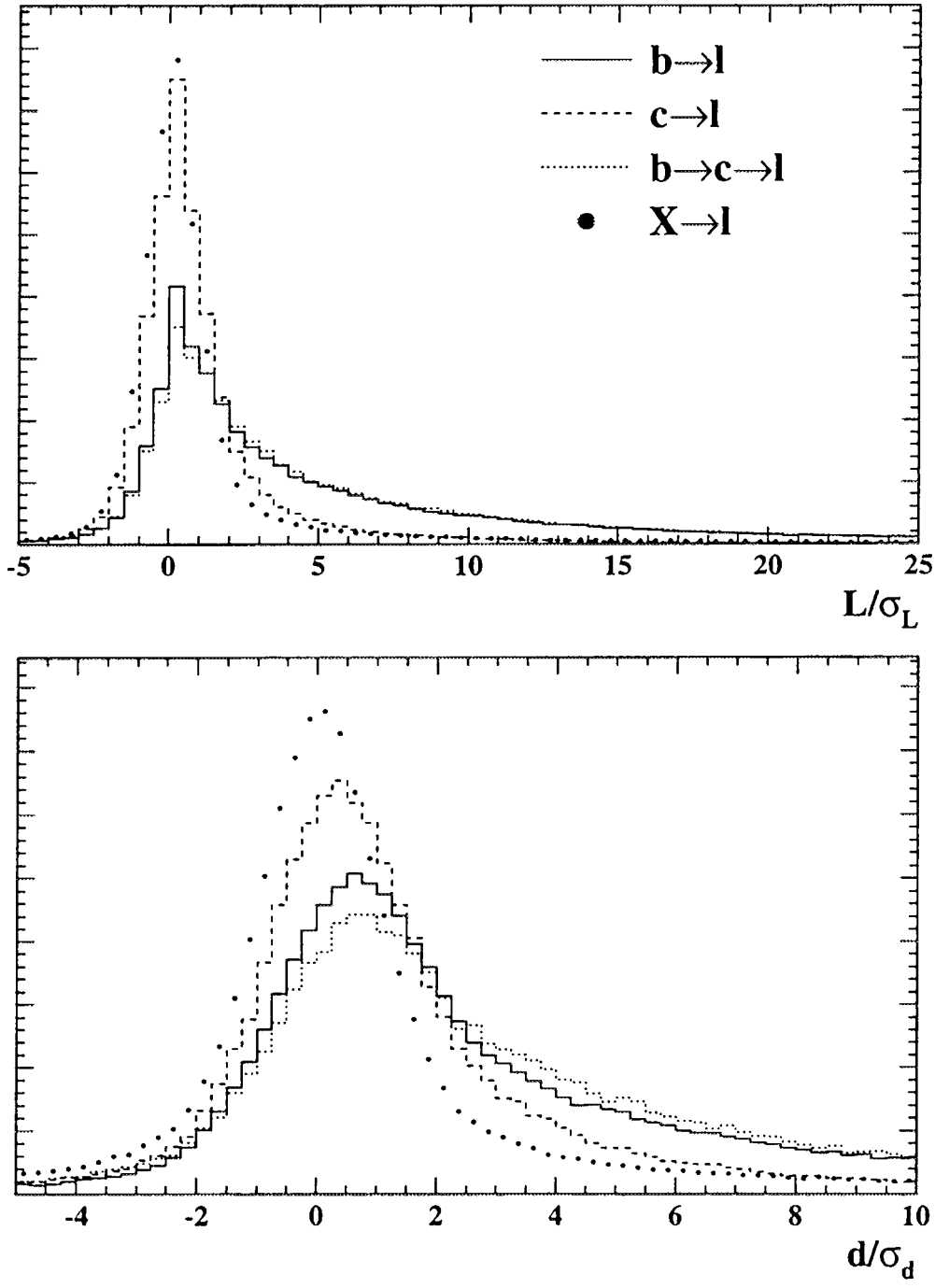


Figure 9.4: *Comparaison des distributions normalisées des variables liées à la durée de vie des hadrons lourds pour les différentes sources de leptons.*

emple la masse invariante du vertex secondaire, sa multiplicité, etc...). Notons qu'il peut être intéressant d'exploiter les propriétés du deuxième jet de l'événement (le premier étant par définition le jet associé au lepton) qui apportent une information complémentaire et *indépendante* sur la saveur des quarks primaires.

- les variables introduites par les procédures d'identification des leptons, plus spécialement $\chi_{\rm pos}$, $R_{\rm pos}$, NET_{el} et NET_{cv} (cf chapitre 8). Ces variables peuvent constituer, même après la sélection, un moyen efficace de discriminer entre les vrais leptons et les hadrons sélectionnés par erreur et qui représentent une part importante du fond non direct $\mathrm{X}\to\ell$.

Pour optimiser la mesure *simultanée* des asymétries avant-arrière $A_{\rm FB}^{\rm b}$ et $A_{\rm FB}^{\rm c}$, il faut pouvoir isoler à la fois les leptons directs $\mathrm{b}\to\ell$ et $\mathrm{c}\to\ell$ des autres sources de leptons ($\mathrm{b}\to\mathrm{c}\to\ell$ et $\mathrm{X}\to\ell$). Les variables les plus utiles pour la discrimination $\mathrm{c}\to\ell/(\mathrm{b}\to\mathrm{c}\to\ell+\mathrm{X}\to\ell)$ étant très différentes des variables les plus pertinentes pour la discrimination $\mathrm{c}\to\ell/\mathrm{b}\to\ell$, on résoud ce double problème de discrimination en deux étapes :

1. Première étape : optimisation de la discrimination entre les leptons $\mathrm{b}\to\ell$ et tous les autres leptons ($\mathrm{c}\to\ell$, $\mathrm{b}\to\mathrm{c}\to\ell$, et $\mathrm{X}\to\ell$).
2. Deuxième étape : optimisation de la discrimination entre les leptons $\mathrm{c}\to\ell$ et les leptons $\mathrm{b}\to\mathrm{c}\to\ell$ et $\mathrm{X}\to\ell$ (les leptons $\mathrm{b}\to\ell$ étant exclus).

Sachant qu'à chaque étape ou souhaite pouvoir utiliser au mieux toute l'information disponible, c'est encore une fois aux réseaux de neurones que l'on aura recours pour déterminer la combinaison optimale des variables discriminantes.

9.2.2 La séparation des leptons $\mathrm{b}\to\ell$

On convient ici d'appeler "signal" les leptons de type $\mathrm{b}\to\ell$ et "fond" les leptons issus indifféremment des processus $\mathrm{c}\to\ell$, $\mathrm{b}\to\mathrm{c}\to\ell$ et $\mathrm{X}\to\ell$. Les réseaux de neurones que nous utilisons sont entrainés sur 60000 individus signal et fond, satisfaisant la coupure en impulsion $p > 2$ GeV/c ainsi que les critères standards d'identification des leptons (les électrons et les muons étant traités séparément). L'échantillon test, qui fournit le critère d'arrêt, est constitué de 20000 individus de chaque type.

Les caractéristiques de différents réseaux (architecture, variables d'entrée,...) sont données dans le tableau 9.2. Les performances de ces réseaux peuvent être comparées grâce à leurs "courbes de mérite", représentées sur la figure 9.5. Ces courbes traduisent l'évolution du facteur d'enrichissement en fonction de l'efficacité en signal $\varepsilon^{\rm sign}$ lorsque, pour isoler le signal, on coupe sur la valeur de sortie du réseau. Le facteur d'enrichissement est défini comme le rapport $F = \varepsilon^{\rm sign}/\varepsilon^{\rm fond}$, où $\varepsilon^{\rm fond}$ désigne "l'efficacité" en fond, ou, si l'on préfère, la fraction d'individus de type fond passant la coupure sur la valeur de sortie du réseau[4].

Ces courbes montrent que parmi les variables cinématiques traditionelles p et p_t, c'est p_t qui joue le plus grand rôle pour la discrimination des leptons de type $\mathrm{b}\to\ell$. Par ailleurs il apparaît

[4] La dénomination "facteur d'enrichissement" vient de ce que F mesure pour une coupure donnée le *gain en pureté* et relie la pureté (en signal) de l'échantillon avant (p_0) et après (p) coupure par : $F = \frac{p}{p_0}\,\frac{1-p_0}{1-p}$.

Réseau	Architecture	N_{cycles}	Variables
(1)	–	–	p_t
(2)	(2,5,1)	370	p_t, p
(3)	(3,6,1)	295	p_t, p, $E_{ss\text{-}jet}$
(4)	(5,10,1)	675	p_t, p, $E_{ss\text{-}jet}$, E_{jet}^{vis}, $P_{jet}^{\perp}$
(5)	(6,15,1)	440	p_t, p, $E_{ss\text{-}jet}$, E_{jet}^{vis}, $P_{jet}^{\perp}$, $(L/\sigma_L)_2$

Tableau 9.2: *Caractéristiques de 5 réseaux de neurones de complexité croissante utilisés pour la séparation des leptons* b→ℓ *(voir figure 9.5.* N_{cycles} *est le nombre de cycles nécessaires pour l'apprentissage.*

clairement que la pureté accessible grâce à la seule combinaison (p, p_t) reste limitée (facteur d'enrichissement maximum de l'ordre de 10, pour une efficacité inférieure à 10%).

La prise en compte de variables additionnelles, $E_{ss\text{-}jet}$ puis E_{jet}^{vis} et $P_{jet}^{\perp}$, permet d'améliorer significativement la courbe de mérite. Ainsi, pour un même facteur d'enrichissement $F \sim 10$ (donc pour une même pureté), le réseau constitué des 5 variables d'entrée (p, p_t, $E_{ss\text{-}jet}$, E_{jet}^{vis}, $P_{jet}^{\perp}$) est 5 fois plus efficace que la meilleure combinaison des variables (p,p_t). Les sensibilités relatives des variables d'entrée, données dans le tableau 9.3, confirment que les variables additionelles introduites, bien qu'individuellement moins importantes que p et p_t pour le réseau, jouent malgré tout un rôle qui n'est pas négligeable.

p_t	p	$E_{ss\text{-}jet}$	$P_{jet}^{\perp}$	E_{jet}^{vis}
1.00	0.66	0.38	0.13	0.12

Tableau 9.3: *Sensibilités des 5 variables d'entrée du réseau* NET_b *pour les électrons.*

Le réseau (4) du tableau 9.2, qu'on désignera par la suite par NET_b, est celui qui offre la meilleure discrimination avec un minimum de variables. L'utilisation de variables supplémentaires, même si celles-ci sont discriminantes et apportent une information nouvelle (telle que la distance de vol normalisée du deuxième jet), ne conduit pas à une amélioration sensible de la discrimination. Les distributions des 5 variables d'entrée de NET_b obtenues dans les données et la simulation sont représentées sur la figure 9.6.

9.2.3 La séparation des leptons c→ℓ

On désigne désormais par "signal" les leptons de type c→ℓ, le "fond" regroupant les contributions des leptons b→c→ℓ et X→ℓ. On exclut donc de l'échantillon d'apprentissage les leptons b→ℓ pour lesquels on considère que le problème de la séparation est déjà réglé.

Les courbes de mérite de quelques réseaux correspondant aux combinaisons de variables les plus représentatives sont données sur la figure 9.7 dans le cas des électrons (voir aussi le tableau 9.4). Les variables p et p_t offrent comme on peut le voir une très médiocre séparation

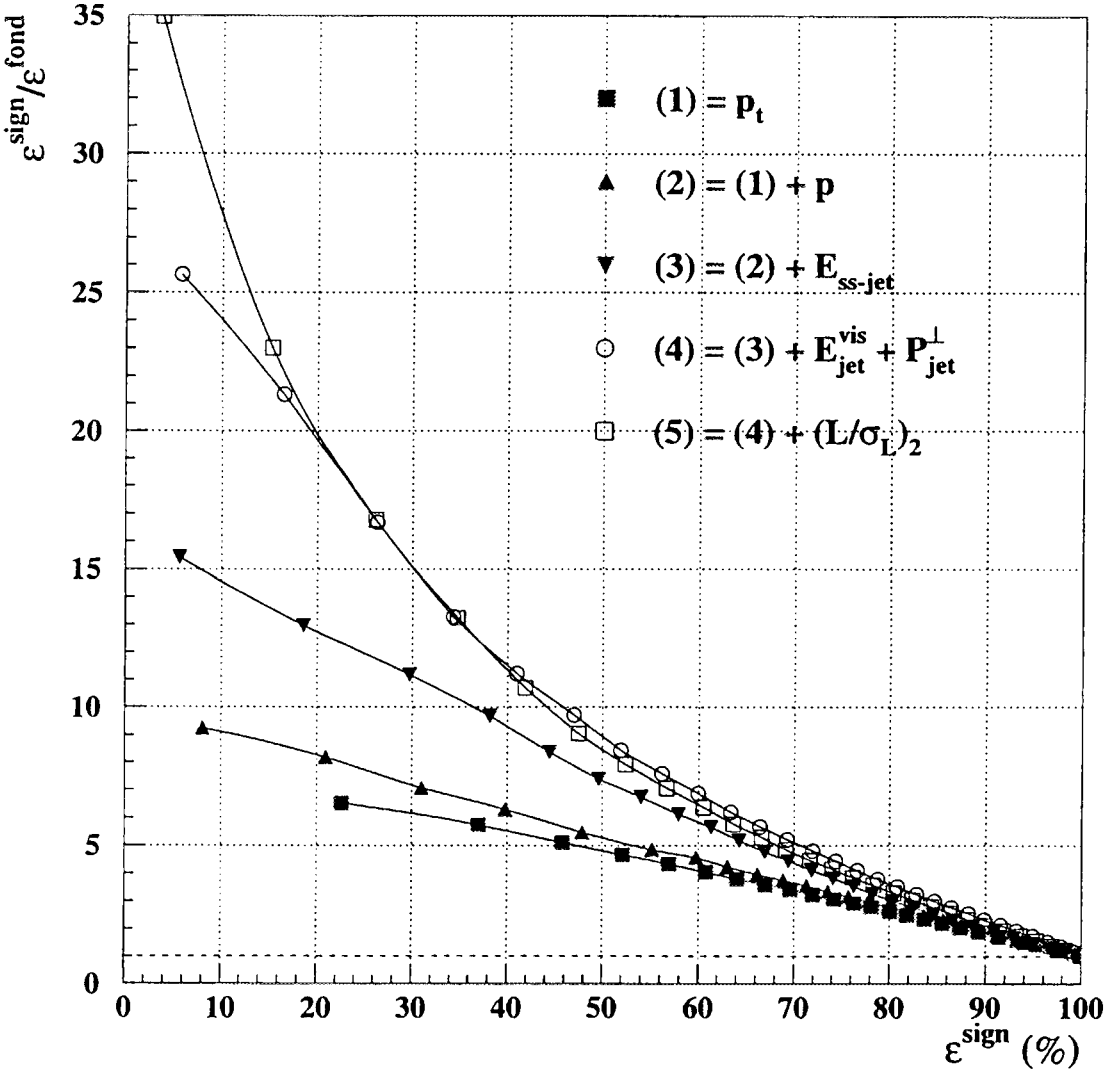


Figure 9.5: *Comparaison des "courbes de mérite" de différents réseaux de neurones, traduisant l'évolution du facteur d'enrichissement $\varepsilon^{sign}/\varepsilon^{fond}$ en fonction de l'efficacité en signal ε^{sign}. Le signal correspond aux électrons* b⟶e, *le fond à tous les autres types d'électrons. La courbe en pointillé correspond à un facteur d'enrichissement égal à 1 quelque soit ε^{sign}, c'est-à-dire à l'absence de discrimination entre signal et fond.*

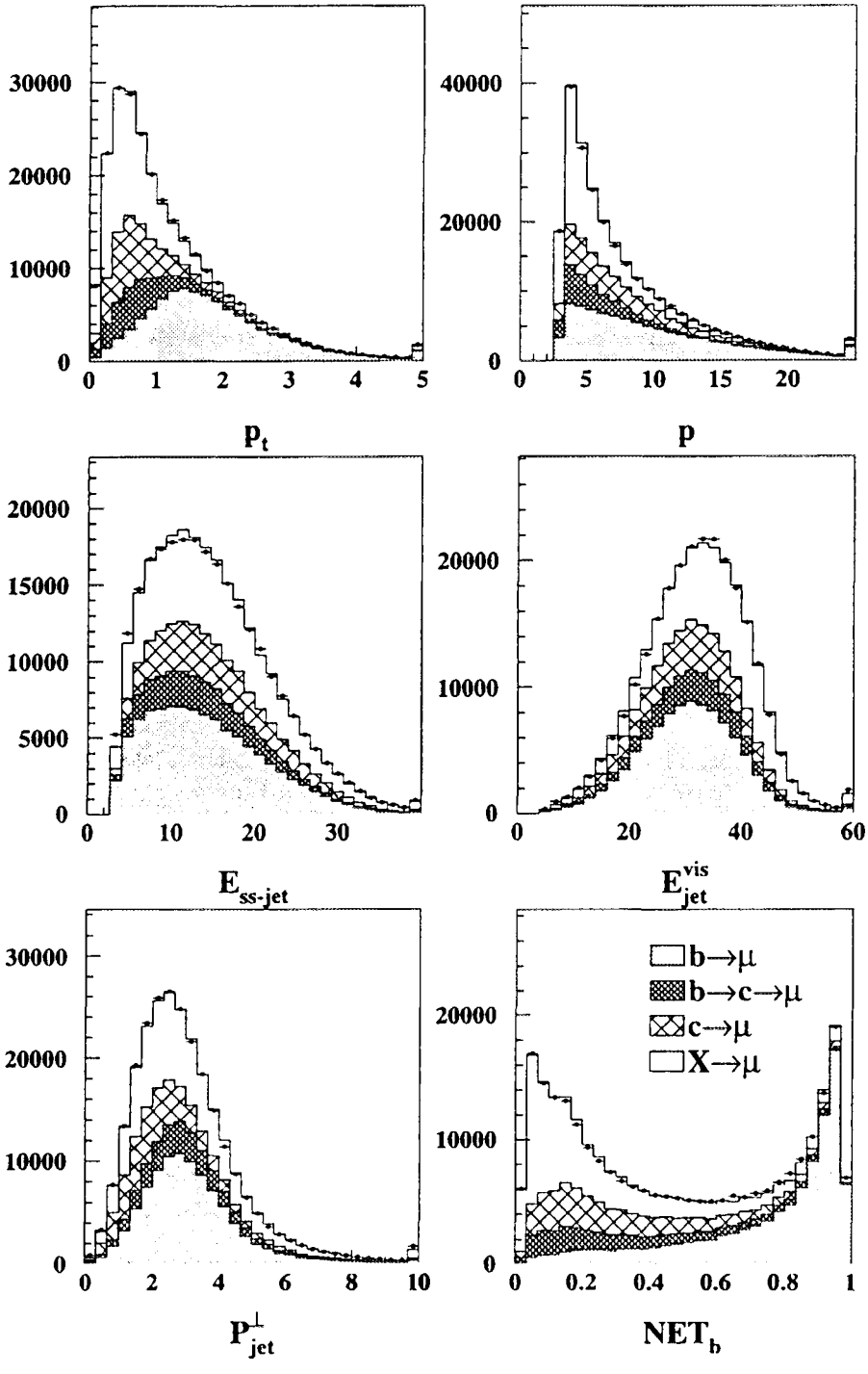


Figure 9.6: *Distributions des variables constituant la combinaison optimale (NET_b) pour la discrimination des muons de type* b→μ. *Les contributions des différentes sources de muons, estimées d'après Monte-Carlo, sont également indiquées. Les distributions obtenues d'après les données dans les mêmes conditions (points) sont superposées aux distributions Monte Carlo (histogrammes).*

($F < 2$) des leptons issus des désintégrations semi-leptoniques des quarks c. Les variables déjà utilisées dans $\mathrm{NET_b}$ ($\mathrm{E}_{ss\text{-}jet}$, E^{vis}_{jet}, $P^{\perp}_{jet}$) améliorent sensiblement la discrimination, mais c'est principalement l'utilisation de NET_{el} et NET_{cv} dans un premier temps, puis de $(L/\sigma_L)_{1,2}$ et d/σ_d, qui s'avère la plus bénéfique.

Réseau	Architecture	N_{cycles}	Variables
(1)	(2,5,1)	425	p_t,p
(2)	(5,10,1)	605	($\mathrm{NET_b}$)
(3)	(7,15,1)	670	($\mathrm{NET_b}$), NET_{el}, NET_{cv}
(4)	(10,25,1)	525	($\mathrm{NET_b}$), NET_{el}, NET_{cv}, $(L/\sigma_L)_{1,2}$, d/σ_d

Tableau 9.4: *Caractéristiques de réseaux de neurones de complexité croissante pour la séparation des leptons* c→ℓ. *(*$\mathrm{NET_b}$*) désigne les 5 variables utilisées par le réseau* $\mathrm{NET_b}$.

La combinaison optimale (4) pour les électrons, notée $\mathrm{NET_c}$, correspond à un ensemble de 10 variables, parmi lesquelles on retrouve les 5 variables utilisés par $\mathrm{NET_b}$, la sortie des réseaux de neurones NET_{el} et NET_{cv} pour l'identification des électrons et l'étiquetage des photons de conversion, le paramètres d'impact normalisé du lepton d/σ_d, ainsi que la distance de vol normalisée des deux premiers jets de l'événements. Dans le cas des muons, les variables χ_{pos} et R_{pos} sont beaucoup moins discriminantes, et la combinaison optimale, également notée $\mathrm{NET_c}$, ne comprend que 8 des variables citées (c'est-à-dire toutes sauf NET_{el} et NET_{cv} qui bien sûr ne sont d'aucune utilité pour les muons).

Les distributions des variables d'entrée spécifiques à $\mathrm{NET_c}$ dans le cas des électrons sont représentées sur la figure 9.8. Le tableau 9.5, donnant la sensibilité relative des 10 variables utilisées, montre l'importance des variables additionnelles, en particulier $(L/\sigma_L)_1$ et NET_{el}, qui interviennent respectivement dans la discrimination c→ℓ/b→c→ℓ et c→ℓ/hadrons.

p	$(L/\sigma_L)_1$	NET_{el}	$(L/\sigma_L)_2$	d/σ_d	p_t	E^{vis}_{jet}	$\mathrm{E}_{ss\text{-}jet}$	NET_{cv}	$P^{\perp}_{jet}$
1.00	0.68	0.61	0.41	0.39	0.37	0.27	0.26	0.23	0.18

Tableau 9.5: *Sensibilités des 10 variables d'entrée du réseau* $\mathrm{NET_c}$ *pour les électrons.*

9.3 Conclusion

La précision de la mesure des asymétries avant-arrière des quarks b et c à partir des processus b→ℓ et c→ℓ est limitée par la difficulté de discriminer entre les différentes sources de leptons (plus précisément de candidats leptons) produits dans les événements multihadroniques. Nous venons de voir que l'utilisation traditionnelle des seuls critères cinématiques p et p_t ne fournit pas la réponse optimale à ce problème de discrimination. La prise en compte d'un plus grand nombre de paramètres, caractéristiques du jet ou de la présence de vertex secondaires, améliore de façon

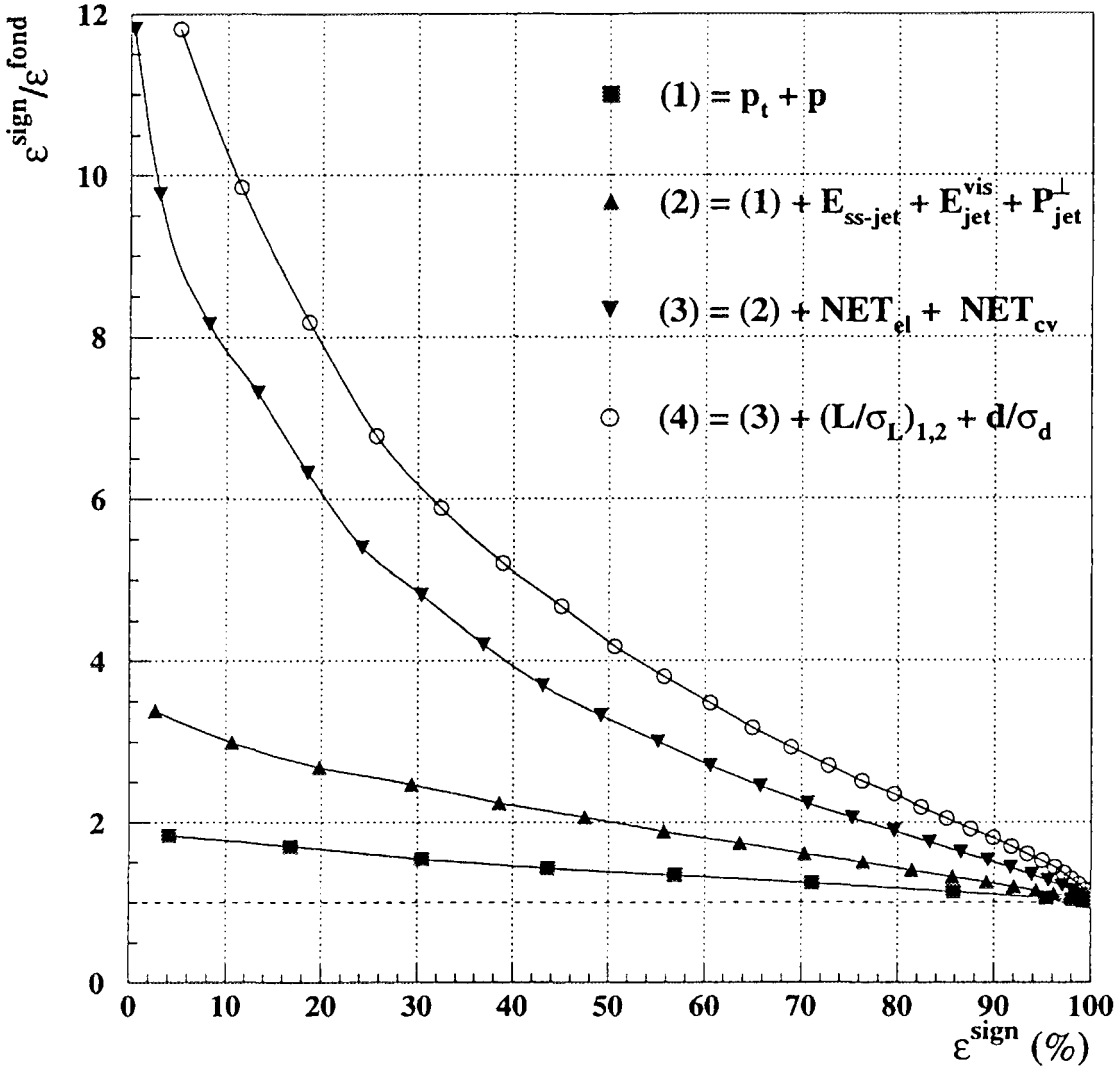


Figure 9.7: *Comparaison des "courbes de mérite" de différentes combinaisons de variables. Le signal correspond aux électrons* c→e, *le fond regroupe les électrons* b→c→e, X→e *et hadrons. La courbe en pointillé correspond à un facteur d'enrichissement égal à 1 quelque soit l'efficacité* ε^{sign}, *c'est-à-dire à l'absence de discrimination entre signal et fond.*

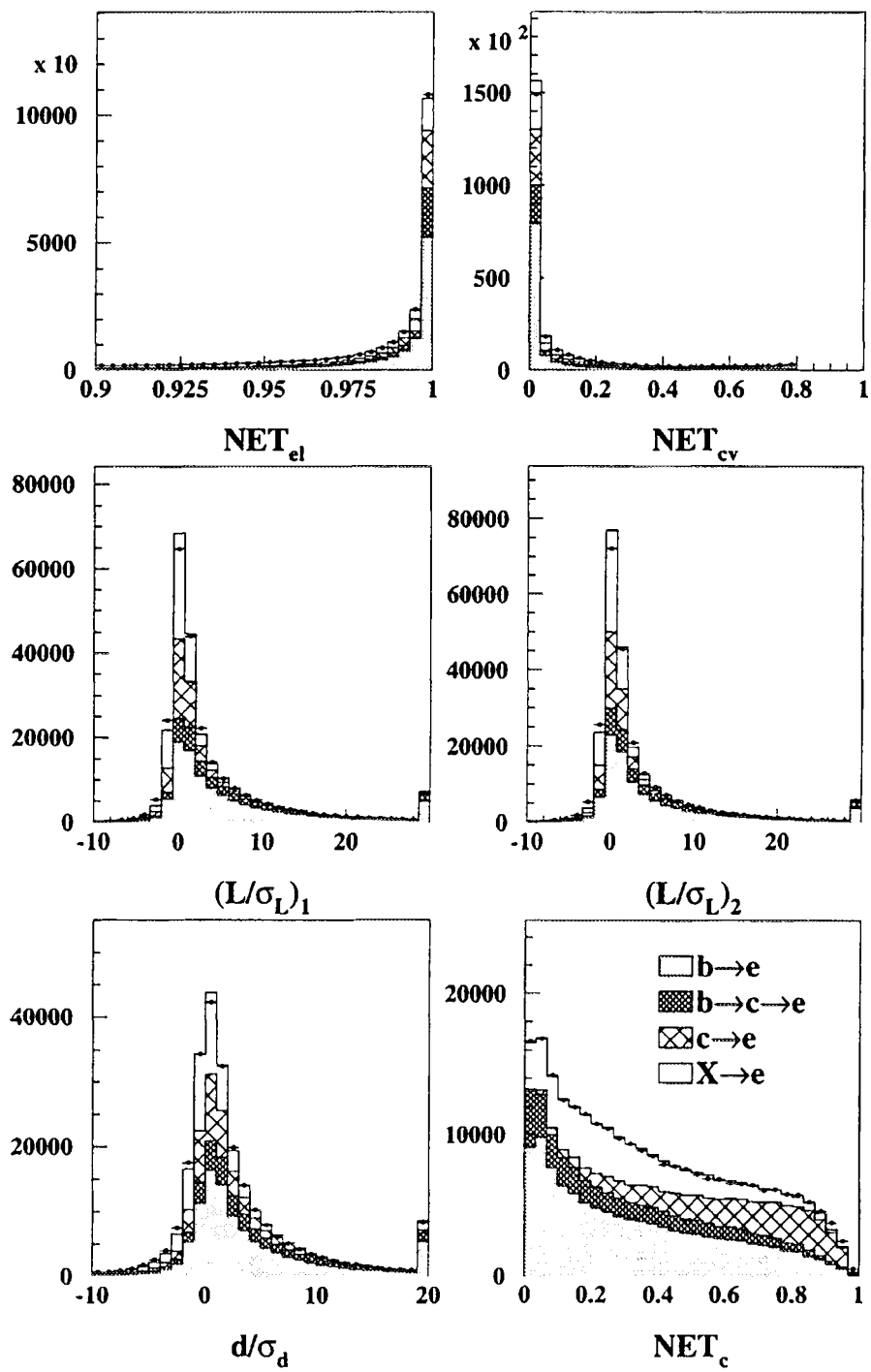


Figure 9.8: *Distributions des variables constituant la combinaison optimale* NET_c *pour la discrimination des électrons de type* c→e. *Les contributions des différentes sources d'électrons, estimées d'après Monte-Carlo, sont également indiquées. Les distributions obtenues d'après les données dans les mêmes conditions (points) sont superposées aux distributions Monte Carlo (histogrammes).*

très significative la séparation des processus b$\rightarrow\ell$ et c$\rightarrow\ell$, comme l'illustre graphiquement la comparaison des figures 9.9 et 9.10.

Il faut souligner l'importance dans cette étude du recours aux réseaux de neurones qui seuls permettent de combiner de façon optimale un nombre arbitraire de variables en tirant profit des corrélations souvent complexes qui peuvent exister entre elles. Les deux nouvelles variables discriminantes NET_b et NET_c introduites dans ce chapitre peuvent elles mêmes être considérées comme optimales dans la mesure où la prise en compte d'informations supplémentaires ne permet pas d'améliorer la discrimination.

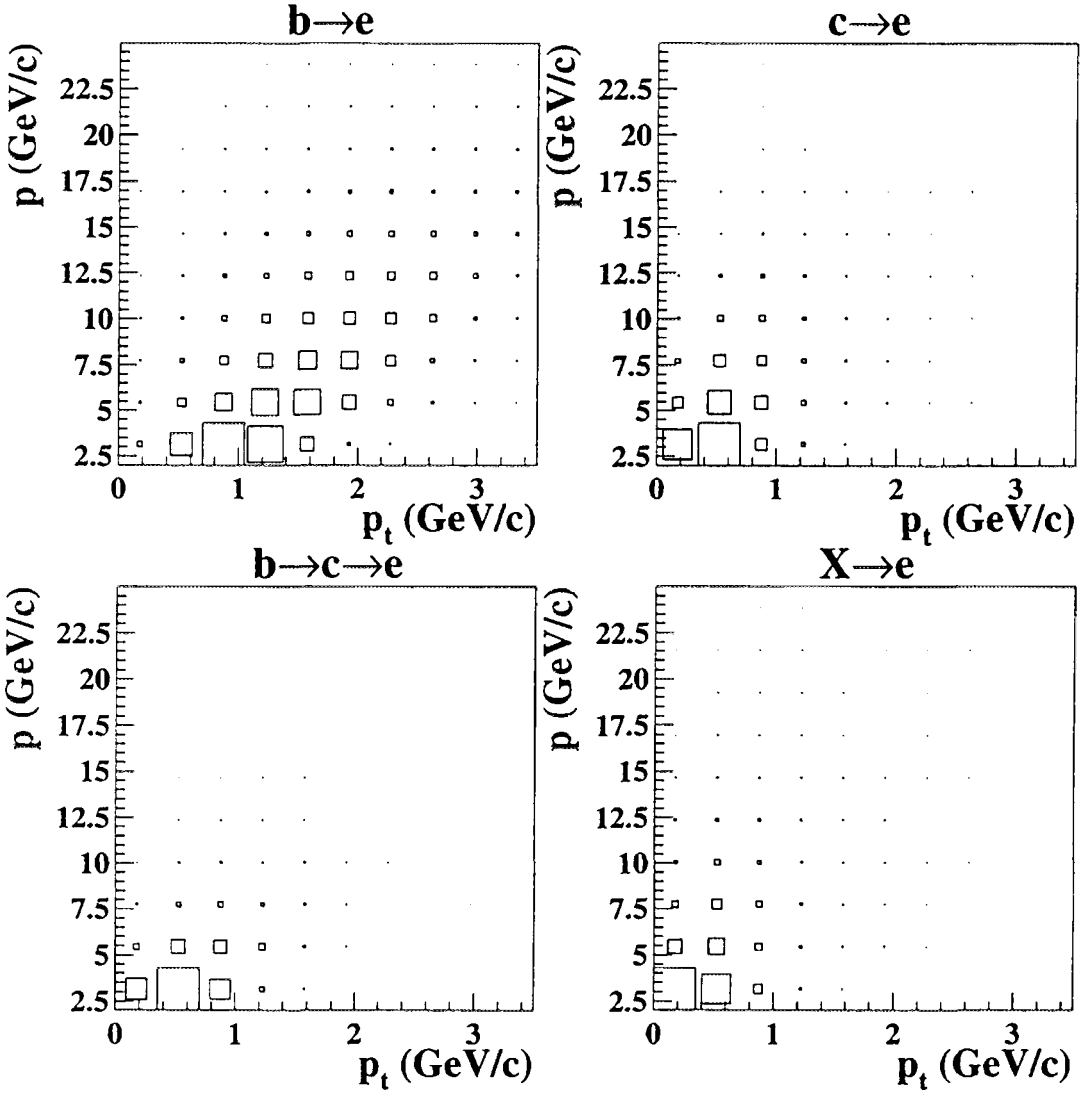


Figure 9.9: *Distributions des différentes sources d'électrons dans le plan (p, p_t) prédites par la simulation.*

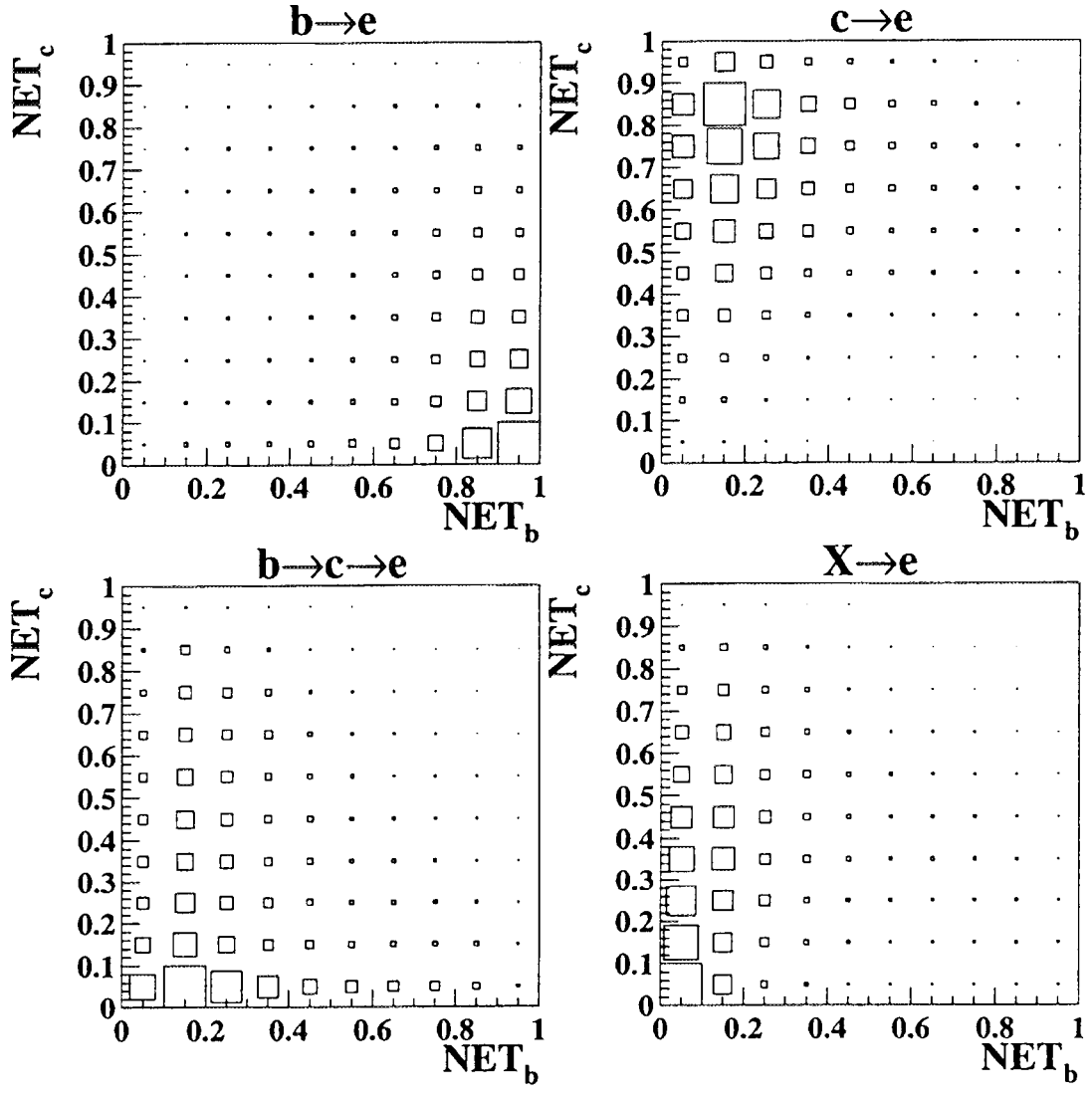


Figure 9.10: *Distributions des différentes sources d'électrons dans le plan* (NET_b, NET_c) *prédites par la simlulation.*

Bibliographie

[1] Collaboration JADE, W. Bartel *et al.*, Z. Phys. **C33** (1986) 23.

[2] L. del Pozo, *Jet Finding with a Cone Algorithm*, note interne OPAL TN170; Collaboration OPAL, Z. Phys. **C63** (1994) 197.

[3] Collaboration CDF, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D 45** (1992) 1448.

[4] R. Kowalewski, *Study of jet finding for b physics in OPAL*, OPAL TN180; Collaboration OPAL, Z. Phys. **C66** (1995) 555.

[5] Collaboration OPAL, *A Measurement of Charged Particle Multiplicity in* $Z^0 \to c\bar{c}$ *and* $Z^0 \to b\bar{b}$ *Events*, Phys. Lett. **B352** (1995) 176.

[6] R. Kowalewski, *Kinematic separation of* $b \to \ell$ *from* $b \to c \to \ell$ *decays*, note interne OPAL TN210, 9 février 1994.

[7] R. Kowalewski, *Study of lifetime tagging of b hadrons in OPAL*, note interne OPAL TN181, 18 août 1993.

Chapitre 10

Mesure des asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} et du mélange B^0-$\overline{B^0}$

Introduction

Au cours de sa première phase de fonctionnement, le collisionneur e^+e^- LEP a produit environ 6.5 millions de Z^0 au coeur de chacune des quatres expériences installées à sa périphérie. 80% des Z^0 produits se désintégrant en modes visibles, ce sont donc au total un peu plus de 5 millions d'événements qui ont pu être enregistrés par chaque détecteur. La mesure présentée dans ce chapitre est basée sur la totalité des données accumulées par OPAL à LEP1 entre 1990 et 1995.

La mesure comporte trois étapes. La première étape est la sélection des événements multi-hadroniques, c'est-à-dire des désintégrations du Z^0 correspondants au processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, qui représentent près de 90% des modes visibles. Puis, les algorithmes d'identification des leptons présentés aux chapitres 7 et 8 sont utilisés pour étiqueter les électrons et les muons de grande impulsion provenant en majorité des désintégrations semi-leptoniques des quarks b et c. Enfin, les variables discriminantes optimales introduites au chapitre 9 permettent de séparer statistiquement les leptons provenant de différentes sources dans un ajustement du maximum de vraisemblance. Cet ajustement, qui porte sur les événements contenant un ou deux leptons, permet d'extraire simultanément la valeur des asymétries avant-arrière des quarks b et c, ainsi que celle du paramètre de mélange B^0-$\overline{B^0}$.

10.1 Sélection des événements multi-hadroniques

Entre 1990 et 1995, OPAL a enregistré plus de 4.4 millions d'événements multihadroniques ce qui correspond à une luminosité intégrée totale d'environ 170 pb^{-1} (tableau 10.1).

La distribution de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ des événements accumulés par OPAL est représentée sur la figure 10.1. Environ 90% de ces événements ont été produits au pic du Z^0 ou dans son voisinage immédiat (c'est-à-dire à $\sqrt{s} = m_Z \pm 200$ MeV). Les données hors pic ont été obtenues essentiellement au cours des années 1993 et 1995, à une énergie proche de $\sqrt{s} = m_Z \pm 1.8$ GeV.

Année	$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	Multihadrons
1989	1.3	29 478
1990	6.8	147 633
1991	14.0	345 422
1992	25.1	766 852
1993	35.3	723 500
1994	55.8	1 710 554
1995	34.5	729 556
90-95	171.5	4 423 517

Tableau 10.1: *Luminosité intégrée "en ligne" (en pb^{-1}) et nombre de multihadrons vus par OPAL entre 1990 et 1995. Les données de 1989 ne sont pas utilisées dans cette analyse.*

Pour cette analyse, les événements sont regroupés en trois lots, correspondant aux trois domaines d'énergie définis par $\sqrt{s} < 91, 91 < \sqrt{s} < 91.4$, et $\sqrt{s} > 91.4$, et notés symboliquement "pic−2", "pic" et "pic+2" (figure 10.1). Le regroupement d'événements d'énergie légèrement différente est rendu possible par le fait que les asymétries avant-arrière varient linéairement avec l'énergie $\sqrt{s}$, au voisinage de la résonnance du Z^0. La valeur théorique de l'asymétrie attendue pour chacun de ces lots est celle qui correspond à l'énergie moyenne $\langle\sqrt{s}\rangle$ de l'échantillon.

La sélection des événements multihadroniques est effectuée en 3 étapes successives, dont l'objectif est de réduire au minimum la contamination par des processus tels que les interactions faisceaux-tube à vide, photon-photon ou encore la réaction $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$.

10.1.1 Le filtrage en-ligne

Dès la prise de donnée, les événements sont partiellement reconstruits et classés suivant différentes catégories, dont les principales sont :

- les diffusions Bhabha à incidente rasante, utilisées pour la mesure de la luminosité, et qui constituent plus des 2/3 des événements pour lesquels l'acquisition est déclenchée.
- les paires de leptons, c'est-à-dire les événements $e^+e^- \to e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$.
- les événements multihadroniques qualifiés de GPMH (Gold Plated Multi-Hadrons).

La sélection multihadronique GPMH est basé sur des critères lâches, permettant une classification rapide mais sans chercher à optimiser la réjection des événements indésirables. Elle repose essentiellement sur l'information fournie par le calorimètre électromagnétique, et requiert :

- $\sum_{amas} E_{amas} > 8$ GeV,
- $N_{amas} \geq 6$,
- $\sum_{amas} E_{amas} > 2$ GeV dans l'hémisphère opposé à l'amas le plus énergétique,
- au moins 3 barres TOF touchées (s'il y a au moins deux amas dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique, totalisant une énergie d'au moins 2 GeV.).

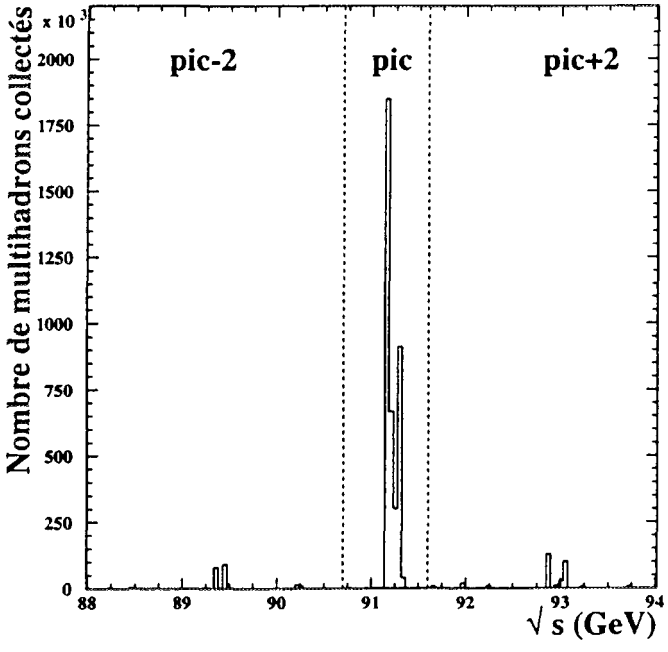


Figure 10.1: *Distribution du nombre d'événements multihadroniques collectés par OPAL entre 1990 et 1995 en fonction de l'énergie $\sqrt{s}$ dans le centre de masse.*

E_{amas} désigne l'énergie d'un amas reconstruit dans le calorimètre électromagnétique. Ces coupures ont principalement pour but de rejeter les événements à faible multiplicité, ainsi que ceux dûs au passage de muons cosmiques. Pour s'affranchir du bruit électronique du calorimètre, seuls les amas constitués d'un bloc de plus de 100 MeV (200 MeV) et d'au moins un bloc adjacent de plus de 50 MeV (100 MeV) sont pris en compte dans la partie centrale (les bouchons).

10.1.2 La sélection standard hors-ligne

Une fois l'événement complètement reconstruit, un ensemble de critères plus stricts et plus précis permet de réduire la contamination non-multihadronique à un niveau négligeable pour la plupart des analyses. Cette sélection standard à OPAL, décrite en détails en [1], repose sur les coupures suivantes :

- l'événement doit contenir au moins 7 "bons" amas électromagnétiques et 5 "bonnes" traces chargées.

- l'énergie totale vue dans le calorimètre électromagnétique (en ne considérant que les bons amas) doit être supérieure ou égale au 1/10 de l'énergie disponible :

$$R_{vis} = \frac{\sum E_{amas}}{2E_{faisceau}} = \frac{E_{vis}}{\sqrt{s}} > 0.1$$

- l'énergie doit être répartie symétriquement de part et d'autre du point d'interaction dans la direction des faisceaux, ce qui se traduit par la condition :

$$R_{bal} = \frac{|\sum E_{amas} \cos\theta_{amas}|}{\sum E_{amas}} < 0.65$$

où θ_{amas} désigne l'angle polaire de chaque amas.

Les "bons" amas doivent totaliser un énergie de plus de 100 MeV dans la partie centrale et 200 MeV dans les bouchons; une "bonne" trace est une trace reconstruite à partir d'au moins 20 points mesurés dans les chambres constituant le détecteur central et dotée d'une impulsion transverse p_{xy} par rapport à l'axe du faisceau de plus de 50 MeV/c. Elle doit également passer suffisement près du point d'interaction, à moins de 2 cm dans le plan r-ϕ et à moins de 40 cm suivant z.

La coupure sur le nombre de traces et d'amas élimine la plupart des désintégrations leptoniques du Z^0, alors que les interactions dues aux rayons cosmiques sont complètement rejetées par les critères utilisés pour la définition des bonnes traces, qui, dans un événement multihadronique, sont censées provenir du point d'interaction. Les coupures sur R_{vis} et R_{bal} permettent quant à elles d'exclure les événements d'origine diverse, interactions photon-photon ou "bruit" de la machine (interaction des faisceaux avec la paroie du tube à vide ou avec les molécules de gaz résiduel), qui se caractérisent par une énergie visible faible et répartie de façon fortement asymétrique dans le détecteur.

Cette sélection présente une excellente efficacité pour les mutlihadrons, estimée à $(98.4 \pm 0.4)\%$ [1]. Les événements $\tau^+\tau^-$ sont les seuls à pouvoir donner lieu à des multiplicités élevées, et constituent de ce fait l'essentiel du bruit de fond restant, qui se monte à $(0.11 \pm 0.03)\%$.

10.1.3 La sélection 'BT'

Pour la physique du b, et plus généralement des saveurs lourdes, la sélection multihadronique standard s'avère insuffisante. La contamination en événements $\tau^+\tau^-$, bien que déjà très réduite, peut en particulier constituer un problème. Ces derniers sont en effet susceptibles d'imiter les propriétés caractéristiques des événements $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$: présence de leptons énergétiques et isolés ou de vertex secondaires nettement séparés du vertex primaire.

La sélection 'BT' (B-Tagging) développée à OPAL pour satisfaire aux exigences de la physique du b, utilise des critères similaires mais plus stricts que la sélection standard : en plus des conditions déjà requises, un événement multihadronique doit contenir un minimum de 7 "bonnes" traces, une "bonne" trace au sens de la sélection BT devant être caractérisée par :

- un minimum de 20 coups dans la chambre à jets (CJ);
- une impulsion transverse par rapport à l'axe du faisceau p_{xy} supérieure à 0.15 GeV et un impulsion totale inférieure à 65 GeV/c;
- une distance d'approche au point d'interacion inférieure à 5 cm dans le plan r-ϕ et 200 cm suivant z;

Finalement, on requiert que les principaux sous-détecteurs (les chambres à dérive CV et CJ et les calorimètres électromagnétiques EB et EE) aient été en parfait état de fonctionnement au moment où l'événement a été enregistré.

L'ensemble des critères de sélection utilisés permet de retenir $(97 \pm 1)\%$ des événements multihadroniques enregistrés par OPAL, avec un contamination pratiquement nulle. Le nombre d'événements sélectionnés par année et par domaine d'énergie est indiqué dans le tableau 10.2. Au total, la mesure présentée porte donc sur environ 4.3 millions de désintégrations multihadroniques du Z^0.

Année	pic−2 $\langle\sqrt{s}\rangle$=89.44 GeV	pic $\langle\sqrt{s}\rangle$=91.24 GeV	pic+2 $\langle\sqrt{s}\rangle$=92.89 GeV	total
1990	14631	97492	21514	133637
1991	28515	265978	40093	334586
1992	0	753292	0	753292
1993	88112	489366	127653	705131
1994	0	1677733	0	1677733
1995	82821	467734	138696	688523
90–95	214079	3751595	327956	4293630

Tableau 10.2: *Nombre d'événements multihadroniques sélectionés, par année et par domaine d'énergie.*

10.1.4 Reconstruction des quarks primaires

Dans chaque événement multihadronique, la direction de la paire quark-antiquark peut être approximée par l'axe du "Thrust" de l'événement, défini comme l'axe $\vec{n}$ qui maximise la quantité $T(\vec{n})$:

$$T(\vec{n}) = \frac{\sum_i |\vec{p}_i.\vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$$

où la somme sur i porte sur toutes les bonnes traces de l'événement (au sens de BT défini au paragraphe précédent) ainsi que sur tous les amas électromagnétiques non associés à ces traces, p_i désignant selon le cas l'impulsion ou l'énergie de ces derniers [2]. La distribution de l'angle du Thrust noté θ_{Thrust}, comparé à l'angle θ_q du quark primaire obtenue d'après la simulation, est représenté sur la figure 10.2. On constate que θ_{Thrust} permet d'approximer θ_q avec une résolution d'environ 7^0 (120 mrad).

La reconstruction des jets utilise l'algorithme BTCONE [3] présenté au chapitre 9. Contrairement aux algorithmes traditionellement utilisés dans les collisions e^+e^- qui associent deux par deux les particules de l'événement suivant leur masse invariante, BTCONE regroupe les traces en jets en se basant sur leur proximité angulaire. Cette approche aboutit comme on l'a vu à une meilleure séparation des particules issues de la fragmentation de celles provenant de la désintégration du hadron primaire. Les jets ainsi reconstruits sont plus représentatifs des hadrons primaires, et permettent une détermination plus précise de leur direction de vol et de leur point de désintégration.

La procédure dépend de deux paramètres dont les valeurs ont été optimisées pour la physique

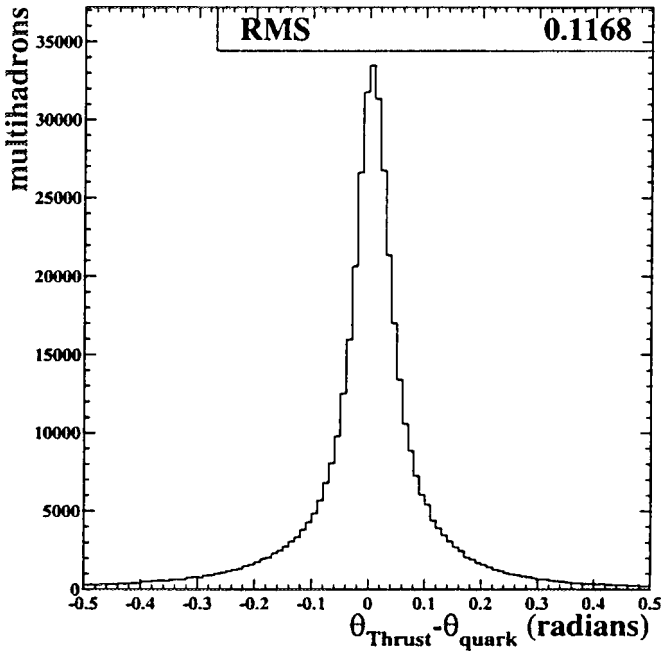


Figure 10.2: *Approximation de l'angle polaire d'émission du quark (ou de l'anti-quark) par l'angle du "Thrust" de l'événement. Cette distribution provient d'un lot d'événements simulés.*

du b : le demi-angle d'ouverture maximum d'un cone $R = 0.55$ rad et l'énergie minimale d'un jet $\mathcal{E}$=5 GeV. BTCONE reconstruit en moyenne 2.5 jets par événement multihadronique, et la plupart du temps seulement deux (60%) ou trois (30%).

Dans chaque jet reconstruit, la recherche d'un éventuel vertex secondaire est menée suivant la procédure désignée par BTGVFT [4] et dont la description a été également donnée au chapitre précédent. Le principe consiste à déterminer le point d'intersection moyen de toutes les traces appartenant au jet, en éliminant une à une les traces qui en sont les plus éloignées. Cet algorithme possède des performances tout à fait comparables à d'autres algorithmes plus élaborés, fonctionnant sur un principe totalement différent [4]. Dans un événement $b\bar{b}$, la probabilité de reconstruire un vertex secondaire par BTGVFT dans chacun des deux jets les plus énergétiques est supérieure à 93%.

10.2 L'identification des leptons

10.2.1 Coupures de préselection

La deuxième étape de la mesure est la recherche, parmi les événements multihadroniques sélectionnés, de leptons énergiques et isolés qui signent la présence (et indiquent la charge) des quarks b et c dont ils sont issus. Ces leptons directs se distinguent aisément des hadrons par la nature de leur interaction avec le détecteur mais sont difficilement séparables des leptons secondaires, tels que les électrons issus des conversions de photon ou les muons provenant des

désintégrations de kaons et de pions. Ceux-ci, produits en beaucoup plus grande quantité que les leptons directs, doivent être éliminés de l'échantillon au préalable, à l'aide de coupures de préselection choisies suffisamment lâches pour ne pas réduire dramatiquement le signal qu'on cherche à identifier.

Le premier objectif de cette préselection consiste à s'assurer que les propriétés des traces considérées (impulsion p, angle polaire $\cos\theta$,...) ont été correctement mesurées, en imposant des conditions minimales sur la qualité de leur reconstruction. Pour cela, le plus simple est d'appliquer les critères définissant une "bonne" trace au sens de la sélection BT déjà mentionnée. Ces critères rejettent en particulier les traces émises à moins de 20^0 de l'axe des faisceaux, soit environ 15% de l'ensemble des leptons directs produits dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$.

Parmi les bonnes traces, les leptons secondaires sont 2 fois plus nombreux que les leptons directs dans le cas des muons, et jusqu'à 10 fois plus nombreux dans le cas des électrons (du fait du grand nombre d'électrons issus de conversions de photons). Afin de réduire cette contamination, on impose la condition supplémentaire :

$$d_0 < 5 \text{ mm}$$

où d_0 représente le paramètre d'impact, c'est-à-dire la plus petite distance d'approche de la trace au vertex primaire de l'événement. Cette coupure élimine les traces passant loin du vertex primaire, ce qui est le cas de près de la moitié des leptons secondaires, électrons ou muons, mais ne concerne que 4% des leptons directs issus d'un quark b.

Malgré cette première présélection, les leptons secondaires restent dominants par rapport aux leptons directs, en particulier à basse impulsion. Pour être en mesure de sélectionner un échantillon de leptons directs suffisamment pur, il est donc nécessaire de se limiter aux traces d'impulsion élevée. On choisit une coupure lâche, $p > 2$ GeV/c, qui conserve 90% des leptons de type b$\rightarrow\ell$ tout en permettant de réduire d'un facteur 4 à 5 la contribution des leptons secondaires.

L'effet des coupures de préselection ainsi que la composition de l'échantillon de traces préselectionnées estimée sur un échantillon Monte Carlo sont indiquées dans le tableau 10.3. L'efficacité de l'ensemble des coupures de préselection est supérieure à 60% pour les leptons directs, toutes sources confondues (c'est-à-dire pour l'ensemble des leptons b$\rightarrow\ell$, c$\rightarrow\ell$, et b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$). Cette efficacité est sensiblement plus élevée pour les muons b$\rightarrow\mu$ ($\sim$ 77%) que pour les électrons b$\rightarrow$e ($\sim$ 72%) qui rayonnent davantage d'énergie sous forme de Bremsstrahlung et ont de ce fait un spectre en impulsion plus mou.

10.2.2 La sélection des leptons

Identification des électrons.

Pour identifier les électrons, on a recours au réseau de neurones IDNNEL [5] dont les caractéristiques et les performances ont été décrites en détail au chapitre 8. Cet algorithme offre, par rapport aux méthodes traditionnelles, une efficacité plus élevée et plus uniforme sur toute l'acceptance du détecteur, et est particulièrement adapté aux besoins de cette analyse.

En modifiant uniquement la coupure sur la valeur de sortie NET_{el} du réseau (figure 10.3),

Coupures de	électrons		muons		hadrons
présélection	directs	secondaires	directs	secondaires	
générés	132851	47350296	131968	3204800	112066369
bonnes traces (BT)	110485	1191291	114615	242362	13600065
$d_0 < 5$ mm	104091	595347	109898	134999	12418289
$p > 2$ GeV/c	78547	130705	86883	23655	5975652
composition	1.25%	2.07%	1.38%	0.38%	94.92%

Tableau 10.3: *Nombre de traces passant la préselection (correspondants à 1 million d'événements multihadroniques Monte-Carlo générés). Les leptons directs regroupent les leptons de type* b→ℓ, c→ℓ *et* b→c→ℓ.

il est aisé de faire varier l'efficacité et la pureté de la sélection dans une large gamme. Une coupure lâche ($\mathrm{NET}_{el} > 0.8$) offre une efficacité élevée mais une pureté médiocre, une coupure dure ($\mathrm{NET}_{el} > 0.99$) permet en revanche d'atteindre une excellente pureté mais au prix d'une efficacité réduite (figure 8.4).

La valeur optimale de la coupure pour cette analyse résulte d'un compromis entre l'erreur statistique (qui augmente lorsque l'efficacité en signal décroît) et l'erreur systématique liée au fond (qui diminue quand la pureté augmente) et ne peut donc être déterminée qu'à postériori, une fois la mesure faite en tenant compte de tous les sources d'incertitude, d'origine à la fois statistique et systématique. Le choix fait ici ne sera donc justifié que plus loin dans ce chapitre. La coupure retenue :

$$\mathrm{NET}_{el} > 0.90$$

permet de rejeter plus de 99.8% des hadrons tout en conservant 78% des électrons directs b→e présélectionnés.

Etiquetage des conversions de photon

Les electrons issus de la matérialisation des photons dans les chambres du détecteur central représentent après cette sélection le bruit de fond dominant (tableau 10.3). Ils sont étiquetés grâce au réseau de neurones IDNNCV [6], également décrit au chapitre 8. La coupure :

$$\mathrm{NET}_{cv} < 0.8$$

rejette près de 90% des électrons issus de conversions de photons, mais élimine moins de 4% des leptons directs.

Identification des muons

L'identification des muons utilise l'algorithme standard d'OPAL [7] dont une description détaillée a été donnée au chapitre 7. Les muons sont identifiés dans le même domaine cinématique que les électrons ($p > 2$ GeV/c) et sans restriction sur $\cos\theta$. Comme pour les électrons, le choix optimal de la coupure sur la variable principale de la sélection, notée χ_{pos}, nécessite de tenir compte simultanément de l'erreur statistique et systématique. La sélection standard souffrant

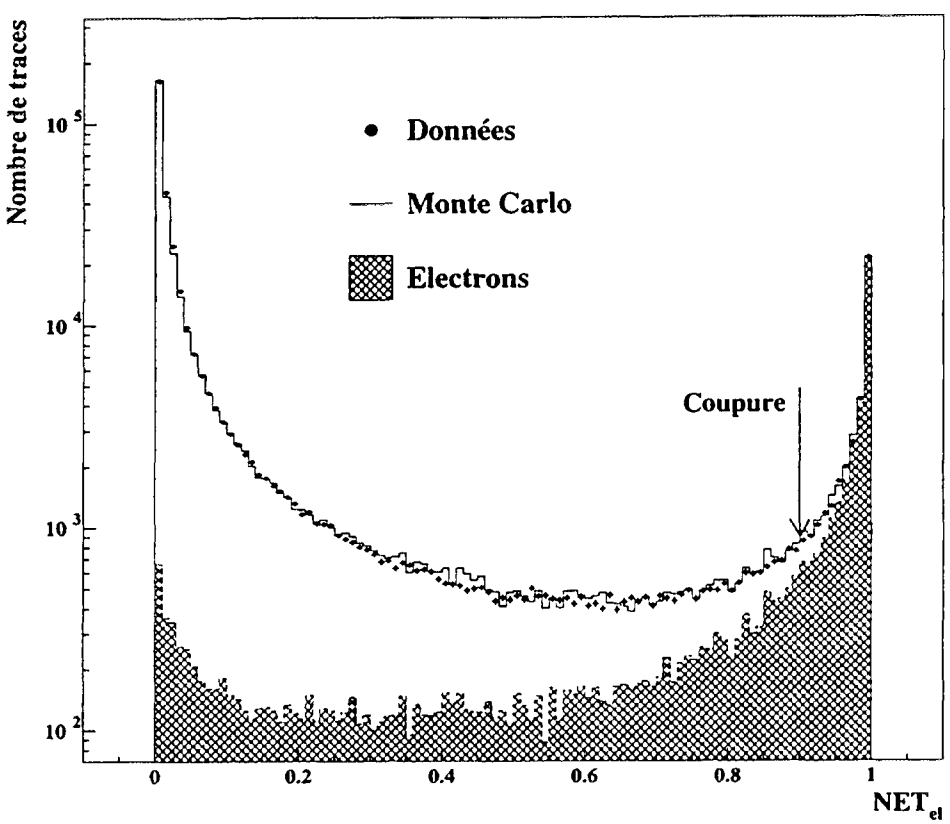


Figure 10.3: *Valeur de sortie* NET_{el} *du réseau IDNNEL pour les traces d'impulsion supérieure à 2 GeV/c dans les données (points) et la simulation (histogramme).*

d'une contamination hadronique nettement plus élevée que dans le cas des électrons, il s'avère que l'erreur sur la mesure des asymétries avant-arrière diminue en utilisant une coupure plus sévère sur l'impulsion et sur $\chi_{\rm pos}$. Les conditions :

$$\chi_{\rm pos} < 2.5 \qquad \text{et} \qquad p > 3 \text{ GeV}/c,$$

permettent de sélectionner 66% des muons directs passant la préselection, en réduisant la contamination hadronique à environ 20%. La contamination en muons secondaires (issus des désintégrations en vol de pions ou de kaons) est beaucoup plus réduite que dans le cas des électrons et ne nécessite pas d'avoir recours à un algorithme d'étiquetage spécifique.

10.2.3 Récapitulatif

Le tableau 10.4 donne la composition des échantillons de traces identifiées comme des électrons ou des muons. L'efficacité totale d'identification des leptons de type b$\rightarrow\ell$, en tenant compte de l'ensemble des coupures de préselection et de sélection, est de l'ordre de 50%. Environ 40% des leptons sélectionnés sont issus de la désintégration directe d'un quark b, et 18% de celle d'un quark c. La contamination hadronique est de l'ordre de 15 à 20%.

	electrons	muons
b$\rightarrow\ell$	42.8 %	38.9 %
c$\rightarrow\ell$	18.8 %	18.1 %
b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$	12.0 %	9.9 %
leptons secondaires	10.9 %	11.2 %
hadrons	15.5 %	22.1 %
événements	232 123	238 751

Tableau 10.4: *Composition des échantillons d'électrons et de muons sélectionés dans les données. Il s'agit de la composition des échantillons d'événements monoleptons obtenus au pic du* Z^0.

On considère deux échantillons d'événements contenant soit un seul soit deux candidats leptons. L'échantillon de monoleptons permettra d'extraire la valeur des asymétries $A_{\rm FB}^{\rm b}$ et $A_{\rm FB}^{\rm c}$, à partir d'un ajustement des distributions des variables discriminantes $\rm NET_b$ et $\rm NET_c$, l'échantillon de dilepton contraignant quant à lui la valeur du mélange B^0-$\overline{B^0}$.

La mesure du mélange B^0-$\overline{B^0}$ à partir des événements dileptons repose sur l'hypothèse que les deux leptons sont issus de deux quarks distincts (plus précisément du quark et de l'anti-quark). Par conséquent, on ne retient que les événements dans lesquels les deux leptons sont associés à des jets distincts et "opposés". L'axe du Thrust étant utilisé pour séparer l'événement en deux hémisphères, on convient de dire que deux jets sont opposés lorsque leurs directions sont contenues dans des hémisphères différents.

Si un événement contient plus d'un lepton candidat, le lepton de plus grand $\rm NET_b$ est retenu dans l'échantillon de monoleptons. De même, si un événement contient plus de deux leptons candidats, appartenant à des jets opposés, seuls les deux leptons de plus grand $\rm NET_b$ dans chaque jet sont retenus. Environ 10% des événements monoleptons (resp. dileptons) contiennent

en réalité plus de 1 (resp. 2) leptons. Le tableau 10.5 donne la composition des échantillons ee, $\mu\mu$, et eμ sélectionnés dans les données.

	ee	$\mu\mu$	eμ
(b→ℓ, b→ℓ)	41.9 %	37.5 %	39.9 %
(b→ℓ, b→c→ℓ)	26.7 %	21.3 %	24.6 %
(c→ℓ, c→ℓ)	10.0 %	10.0 %	10.3 %
(b→c→ℓ, b→c→ℓ)	4.7 %	3.1 %	3.7 %
autres	16.7 %	28.1 %	21.5 %
événements	10621	9983	19845

Tableau 10.5: *Composition des échantillons d'événements dileptons* ee, eμ, *et* $\mu\mu$, *sélectionnés dans les données.*

10.3 Procédure d'ajustement

10.3.1 L'observable y et la notion d'asymétrie effective

On sait que l'asymétrie avant-arrière du processus $e^+e^-\to q\bar{q}$ se manifeste sous la forme d'un terme impair en $\cos\theta$ dans l'expression de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} \propto 1+\cos^2\theta_q + \frac{8}{3}A_{FB}^q \cos\theta_q \qquad (10.1)$$

où θ_q représente l'angle entre la direction d'émission du quark et celle de l'électron incident.

Dans les événements multihadroniques contenant un lepton direct, la meilleure approximation de l'angle d'émission du quark θ_q est fournie par l'axe de Thrust orienté positivement dans la direction du jet associé au lepton, la charge de ce dernier étant utilisée pour distinguer le quark de l'anti-quark. Ainsi, dans le cas du processus b→ℓ, l'axe du Thrust orienté suivant cette convention indique la direction d'émission du quark b si le lepton est négatif ($Q_\ell = -1$) et la direction opposée dans le cas contraire ($Q_\ell = +1$), ce qu'on peut résumer par l'identité :

$$\cos\theta_q \approx -Q_\ell \cos\theta_{Thrust}$$

La distribution angulaire des événements de type b→ℓ sélectionnés, exprimée à l'aide de la quantité $y = -Q_\ell \cos\theta_{Thrust}$, présente l'avantage de s'écrire sous une forme unique, que le lepton viennne du quark ou de l'anti-quark :

$$\frac{dN(b\to\ell)}{dy} \propto \left(1+y^2+\frac{8}{3}A_{FB}^b\, y\right)\epsilon(|y|) \qquad (10.2)$$

où $\epsilon(|y|)$ est une fonction de $|y|$ qui traduit le fait que l'efficacité de la sélection des événements b→ℓ n'est pas en générale uniforme sur toute l'acceptance du détecteur.

Dans le cas des processus c→ℓ (et b→c→ℓ), un lepton de charge négative signe non pas le quark mais l'anti-quark, et la formulation (10.2) ne reste valable qu'à condition de changer y en $-y$. De façon équivalente et pour conserver la même définition de la variable y quelque soit

le processus mis en jeu, on conviendra de dire que les événements c→ℓ (resp. b→c→ℓ) ont une asymétrie "effective" $-A_{FB}^{c}$ (resp. $-A_{FB}^{b}$), la distribution angulaire pouvant s'écrire:

$$\frac{dN(c\to\ell)}{dy} \propto \left(1 + y^2 + \frac{8}{3}(-A_{FB}^{c})y\right)\ \epsilon(|y|)$$

10.3.2 Asymétrie différentielle

On qualifie de "forward" (resp. "backward") les événements où le quark est émis vers l'avant, c'est-à-dire ayant $y > 0$ (resp. $y < 0$). La différence entre les nombres d'événements forward (n_F) et backward (n_B), définis par:

$$n_F = \int_0^1 \frac{dN}{dy}dy \qquad \text{et} \qquad n_B = \int_{-1}^0 \frac{dN}{dy}dy$$

est reliée à la valeur de l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^{q} par:

$$\frac{n_F - n_B}{n_F + n_B} = \frac{\int_0^1 \frac{8}{3}A_{FB}^{q} y\epsilon(|y|)dy}{\int_0^1 (1+y^2)\epsilon(|y|)dy}$$

Cette expression dérive de l'équation (10.2) en tenant compte du fait que la fonction d'acceptance $\epsilon(|y|)$ est paire en y.

La dépendance de ϵ avec $|y|$ a de nombreuse origines (la perte d'hérméticité du détecteur à bas angle, mais aussi les algorithmes de sélection des leptons...) et doit être déterminée par une simulation. Pour contourner cette difficulté, on peut se contenter de mesurer l'asymétrie avant-arrière dans la région centrale du détecteur, définie par $|y| < y_0$. Dans ce cas, l'acceptance, supposée uniforme $\epsilon(|y|) = c^{nst}$, s'annule entre le numérateur et le dénominateur, et l'on obtient :

$$\frac{n_F - n_B}{n_F + n_B} = \frac{4y_0}{3 + y_0^2}A_{FB}^{q}$$

Mais cette solution n'est guère satisfaisante car, outre la perte en événements due à la coupure $|y| < y_0$, l'erreur statistique sur la mesure de A_{FB}^{q} est égale à l'erreur statistique sur le rapport $(n_F - n_B)/(n_F + n_B)$ augmentée du facteur d'acceptance $(3 + y_0^2)/4y_0$, soit environ 25% pour $y_0 = 0.7$ ($\theta \approx 45^0$).

Afin de pouvoir utiliser tous les événements sélectionnés sans diminuer la sensibilité statistique de la mesure, on considère non pas l'asymétrie avant-arrière globale, c'est-à-dire intégrée sur tout l'angle solide, mais l'asymétrie avant-arrière différentielle $A_{FB}^{q}(y)$ intégrée sur un domaine élémentaire (un 'bin') de y suffisamment étroit pour qu'on puisse supposer l'acceptance $\epsilon(|y|)$ constante. Les nombres d'événements forward (n_F^i) et backward (n_B^i) observés dans le domaine compris entre $y_i - \frac{dy}{2}$ et $y_i + \frac{dy}{2}$ sont alors reliés à l'asymétrie avant-arrière différentielle $A_{FB}^{q}(y_i)$ par:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{q}(y_i) &= \frac{n_F^i - n_B^i}{n_F^i + n_B^i} \\ &= \frac{8}{3}\frac{|y_i|}{1 + y_i^2 + \frac{dy_i^2}{12}}A_{FB}^{q} \end{aligned}$$

expression qui est désormais indépendante de la fonction d'acceptance $\epsilon(|y|)$.

10.3.3 Influence du mélange B^0-$\overline{B^0}$

Dans un événement $b\bar{b}$, l'un des quarks peut osciller en son anti-particule avant de se désintégrer. Dans ce cas, c'est $-y$ qui donne la direction d'émission du quark produit (avant oscillation). De façon équivalente, on pourra dire que la fraction d'événements pour lesquels l'oscillation a eu lieu est affectée d'une asymmétrie effective négative $-A_{FB}^{b}$. Notant $\overline{\chi}$, la probabilité moyenne qu'un quark b oscille avant de se désintégrer, l'asymétrie effective des événements de type b$\rightarrow\ell$ (et b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$) est ainsi diluée sous l'effet du mélange d'un facteur (1-2$\overline{\chi}$).

Dans les événements dileptons, le mélange se manifeste par la présence d'événements où les deux leptons ont le même signe. La fraction R de tels événements, dans le cas où les deux leptons sont issus directement d'un quark b, exprime la probabilité qu'un et un seul des quarks ait oscillé, et vaut :

$$R^{(b\rightarrow\ell,b\rightarrow\ell)} = 2\overline{\chi}(1-\overline{\chi}).$$

Dans le cas d'événements dileptons de type (b$\rightarrow\ell$, b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$) en revanche, les deux leptons auront le plus souvent le même signe, plus précisément à chaque fois qu'aucun des quarks n'a oscillé, ou que les deux quarks ont oscillé, ce qu'on peut traduire par :

$$R^{(b\rightarrow\ell,b\rightarrow c\rightarrow\ell)} = (1-\overline{\chi})^2 + \overline{\chi}^2$$

10.3.4 La fonction de vraisemblance

Les leptons candidats sont classés en différentes catégories, numérotées de 1 à 4, suivant la valeur de leur asymétrie effective :

1. les leptons b$\rightarrow\ell$, d'asymétrie effective : A_{FB}^{1}=(1−2 $\overline{\chi}$) A_{FB}^{b}
2. les leptons c$\rightarrow\ell$, d'asymétrie effective : A_{FB}^{2}= − A_{FB}^{c}
3. les leptons b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$, d'asymétrie effective : A_{FB}^{3}= − (1−2 $\overline{\chi}$)A_{FB}^{b}
4. le fond "non-direct" qui regroupe les leptons secondaires et les hadrons incorrectement identifiés, d'asymétrie effective : A_{FB}^{4}= 0.

Les leptons du premier type correspondent à la désintégration directe b$\rightarrow\ell$, mais également aux processus b$\rightarrow\bar{c}\rightarrow\ell$ et b$\rightarrow\tau\rightarrow\ell$, qui ont des rapports d'embranchement beaucoup plus faibles, mais qui engendrent la même asymétrie que le processus b$\rightarrow\ell$.

Les valeurs des asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} ainsi que celle du paramètre de mélange B^0-$\overline{B^0}$ sont déterminées en maximisant la fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{(\ell)} \times \mathcal{L}^{(\ell\ell)}, \tag{10.3}$$

où $\mathcal{L}^{(\ell)}$ et $\mathcal{L}^{(\ell\ell)}$ sont les fonctions de vraisemblance calculées respectivement à partir des événements monoleptons et dileptons.

Fonction de vraisemblance $\mathcal{L}^{(\ell)}$

La fonction de vraisemblance calculée sur les événements monoleptons a pour expression :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{(\ell)} &= \prod_{\mathrm{NET_b},\mathrm{NET_c}} \prod_{|y|} \\ &\times \frac{(n_F^i + n_B^i)!}{n_F^i!\, n_B^i!} \left(\frac{1+\mathcal{A}_{\mathrm{FB}}^i}{2}\right)^{n_F^i} \left(\frac{1-\mathcal{A}_{\mathrm{FB}}^i}{2}\right)^{n_B^i} \\ &\times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\mu_i}} \exp\left(-\frac{(n_T^i-\mu_i)^2}{2\sigma_{\mu_i}^2}\right). \end{aligned} \tag{10.4}$$

Les quantités n_F^i et n_B^i désignent respectivement le nombre d'événements forward et backward dans un bin i de l'espace $(\mathrm{NET_b}, \mathrm{NET_c}, |y|)$. Le découpage choisi, $(6 \times 6 \times 10)$, c'est-à-dire le nombre de bins suivant chaque direction, est suffisant pour tirer au mieux profit de la séparation fournie par les variables $\mathrm{NET_b}$ et $\mathrm{NET_c}$ tout en conservant un nombre élevé (~ 1000) d'événements par bin. Suivant $|y|$, les bins doivent être suffisamment étroits afin de pouvoir considérer l'acceptance comme constante.

La première partie de l'expression (10.4) traduit le fait que n_F^i suit une loi binomiale, de paramètre $\frac{1+\mathcal{A}_{\mathrm{FB}}^i}{2}$, où $\mathcal{A}_{\mathrm{FB}}^i$ est l'asymétrie avant-arrière différentielle totale dans le bin i:

$$\mathcal{A}_{\mathrm{FB}}^i(\mathrm{NET_b}, \mathrm{NET_c}, |y|) = \sum_{l=1}^{4} f_l(\mathrm{NET_b}, \mathrm{NET_c}, |y|) \frac{8}{3} \frac{|y_i|}{1 + y_i^2 + \frac{\mathrm{d}y_i^2}{12}} A_{\mathrm{FB}}^{\ell}. \tag{10.5}$$

A_{FB}^{ℓ} représente l'asymétrie avant-arrière effective des événements contenant un lepton de type l et f_l la fraction de tels événements dans le bin i, paramétrisée sous la forme :

$$f_l(\mathrm{NET_b}, \mathrm{NET_c}, |y|) = F_l\, C(|y|)\, \rho_l(\mathrm{NET_b}, \mathrm{NET_c}) \tag{10.6}$$

où F_l est la fraction totale d'événements de type l dans l'échantillon, ρ_l la distribution normalisée dans le plan ($\mathrm{NET_b}$, $\mathrm{NET_c}$) correspondante, et $C(|y|)$ un facteur correctif tenant compte du fait que la composition varie avec $|y|$ et dont le rôle sera discuté plus loin dans ce chapitre (cf paragraphe 10.5.3).

La deuxième partie de la fonction de vraisemblance (10.4) permet de contraindre le nombre absolu d'événements observés dans le bin i. Ce nombre $n_T^i = n_F^i + n_B^i$ suit une loi gaussienne, de moyenne μ_i et d'écart type σ_{μ_i}, où le nombre d'événements attendus μ_i est donné par :

$$\mu_i = N_T(|y|) \sum_{l=1}^{4} F_l \rho_l(\mathrm{NET_b}, \mathrm{NET_c}).$$

Ici $N_T(|y|)$ représente le nombre total d'événements monoleptons observés dans le bin de la variable $|y|$. La variance $\sigma_{\mu_i}^2$ de la gaussienne vaut :

$$\sigma_{\mu_i}^2 = \mu_i + (\delta_{\mathrm{MC}}\sigma_{\mu_i})^2,$$

où le terme $\delta_{\mathrm{MC}}\sigma_{\mu_i}$ représente l'erreur théorique sur la prédiction de μ_i liée au fait qu'on utilise un nombre limité d'événements Monte Carlo.

Fonction de vraisemblance $\mathcal{L}^{(\ell\ell)}$

La fonction de vraisemblance calculée à partir des événements dileptons :

$$\mathcal{L}^{(\ell\ell)} = \frac{(n_{\ell^\pm\ell^\pm} + n_{\ell^\pm\ell^\mp})!}{n_{\ell^\pm\ell^\pm}!\, n_{\ell^\pm\ell^\mp}!} R^{n_{\ell^\pm\ell^\pm}} (1-R)^{n_{\ell^\pm\ell^\mp}}, \tag{10.7}$$

traduit le fait que le nombre d'événements dileptons pour lesquels les deux leptons sont de même signe ($n_{\ell^\pm\ell^\pm}$) suit une loi binomiale de paramètres R, qui s'exprime à partir du mélange moyen $\overline{\chi}$ et des fractions f_{ij} d'événements contenants un leptons de type i et un lepton de type j. En généralisant les considérations énoncées plus haut concernant l'influence du mélange sur le signe des leptons, on se convaincra aisément de la validité de l'expression suivante :

$$\begin{aligned} R \;=\; & 2f_{11}\overline{\chi}(1-\overline{\chi}) \;+\; f_{13}(\overline{\chi}^2+(1-\overline{\chi})^2) \;+\; f_{14}/2 \\ & +\; 2f_{33}\overline{\chi}\,(1-\overline{\chi}) \;+\; f_{34}/2 \\ & +\; (f_{24}+f_{44})/2. \end{aligned} \tag{10.8}$$

10.4 Résultats de l'ajustement

10.4.1 Paramètres libres et rôle du Monte-Carlo

Les paramètres libres déterminés à partir des données sont les asymétries A_{FB}^b et A_{FB}^c, le paramètre de mélange $\overline{\chi}$, ainsi que les fractions de fond non direct F_4 dans l'échantillon d'électrons et de muons. Ces fractions n'apportent en elles-mêmes aucune information intéressante, mais les laisser libre dans l'ajustement permet de ne pas dépendre des prédictions Monte-Carlo concernant la contamination hadronique des algorithmes d'identification utilisés.

La contribution totale des leptons directs (la somme $F_1 + F_2 + F_3$) est donc libre, mais les fractions de leptons directs sont déterminées les unes par rapport aux autres par les valeurs des largeurs partielles $\Gamma_{b\bar{b}}$ et $\Gamma_{c\bar{c}}$, des rapports d'embranchement correspondant à chaque processus, ainsi que des efficacités de sélection[1]. Ces quantités doivent être prises de mesures indépendantes, ou tirées de la théorie ou du Monte Carlo et constituent de ce fait dans la mesure une source d'erreur systématique dont l'amplitude sera estimée au paragraphe 10.5. Il est important de noter malgré tout que seules les valeurs relatives des largeurs, des rapports d'embranchement et des efficacités entrent en jeu, la mesure des asymétries avant-arrière n'étant pas sensible à leur valeur absolue.

Les distributions normalisées ρ_l pour chaque type de lepton sont prises d'un échantillon d'événements simulés passant exactement les même coupures de sélection que les données réelles. On utilise un total de 3 millions d'événements multihadroniques générés avec le programme simulation JETSET73 [8]. Les paramètres de ce programme décrivant l'évolution de la cascade partonique ainsi que la fragmentation ont été ajustés pour reproduire au mieux les propriétés des événements enregistrés par OPAL selon la procédure décrite en [9]. Par ailleurs, la fragmentation des quarks b et c est décrite par la fonction de fragmentation de Peterson, et la désintégration semi-leptonique des hadrons beaux et charmés par le modèle d'Altarelli *et al.*, dit modèle ACCMM (cf chapitre 4).

[1] Ceci concerne non seulement les fractions F_l dans les événements monoleptons mais aussi les fractions f_{ij} dans les événements dileptons.

La figure 10.4 permet de constater l'accord entre les distributions des variables NET_b et NET_c prédites par la simulation et celles obtenues pour les données est satisfaisant.

10.4.2 Optimisation de la mesure du paramètre de mélange

La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}^{(\ell\ell)}$ calculée sur les événements dileptons permet d'extraire la valeur du paramètre R dont l'expression en fonction de $\overline{\chi}$ est donnée en (10.8). La précision de la mesure de $\overline{\chi}$ qui en résulte dépend à la fois de la précision statistique sur la mesure de R, donc du nombre total d'événements dileptons utilisés, et de la sensibilité de R à $\overline{\chi}$:

$$\frac{\partial R}{\partial \overline{\chi}} = 2(f_{11} + f_{33} - f_{13})(1 - 2\overline{\chi})$$

Comme on peut le voir, la fraction f_{13} d'événements de type (b→ℓ,b→c→ℓ) réduit considérablement la sensibilité de R au paramètre de mélange. Cette fraction étant par ailleurs mal connue, elle est source d'une erreur systématique importante sur la mesure de $\overline{\chi}$. Pour augmenter la sensibilité de R à $\overline{\chi}$, ainsi que pour réduire l'erreur systématique, il est nécessaire de diminuer la contribution des événements de type f_{13} (de l'ordre de 25%, voir tableau 10.5) en demandant que les deux leptons soient identifiés comme provenant directement d'un quark b (c'est-à-dire deux leptons de type b→ℓ), grâce à la coupure:

$$NET_b > 0.8$$

Cette coupure est choisie de façon à minimiser l'erreur totale (statistique et systématique) sur la mesure de $\overline{\chi}$, tout en cherchant à réduire le plus possible la part d'incertitude systématique. Comme le montre la figure 10.5, une coupure un peu plus lâche ($NET_b > 0.7$) offrirait une erreur expérimentale légèrement plus faible, mais dominée par la systématique, et de ce fait moins intéressante.

La composition de l'échantillon dilepton après cette coupure est donnée dans le tableau 10.6. Environ 87% des événements sont du type (b→ℓ, b→ℓ), la contamination en événements de type (b→ℓ, b→c→ℓ) étant réduite à moins de 7%.

	ee	$\mu\mu$	eμ
(b→ℓ, b→ℓ)	87.8 %	85.1 %	88.2 %
(b→ℓ, b→c→ℓ)	6.8 %	7.5 %	6.7 %
(b→c→ℓ, b→c→ℓ)	0.2 %	0.1 %	0.3 %
autres	5.2 %	7.3 %	4.8 %
événements	954	1191	2166

Tableau 10.6: *Composition des 3 échantillons dileptons après la coupure* $NET_b > 0.8$.

10.4.3 Résultats

Les résultats de la mesure des asymétries A_{FB}^b et A_{FB}^c ainsi que du mélange $\overline{\chi}$ sont indiqués dans le tableau 10.7. La mesure des asymétries est effectuée séparément pour les trois domaines

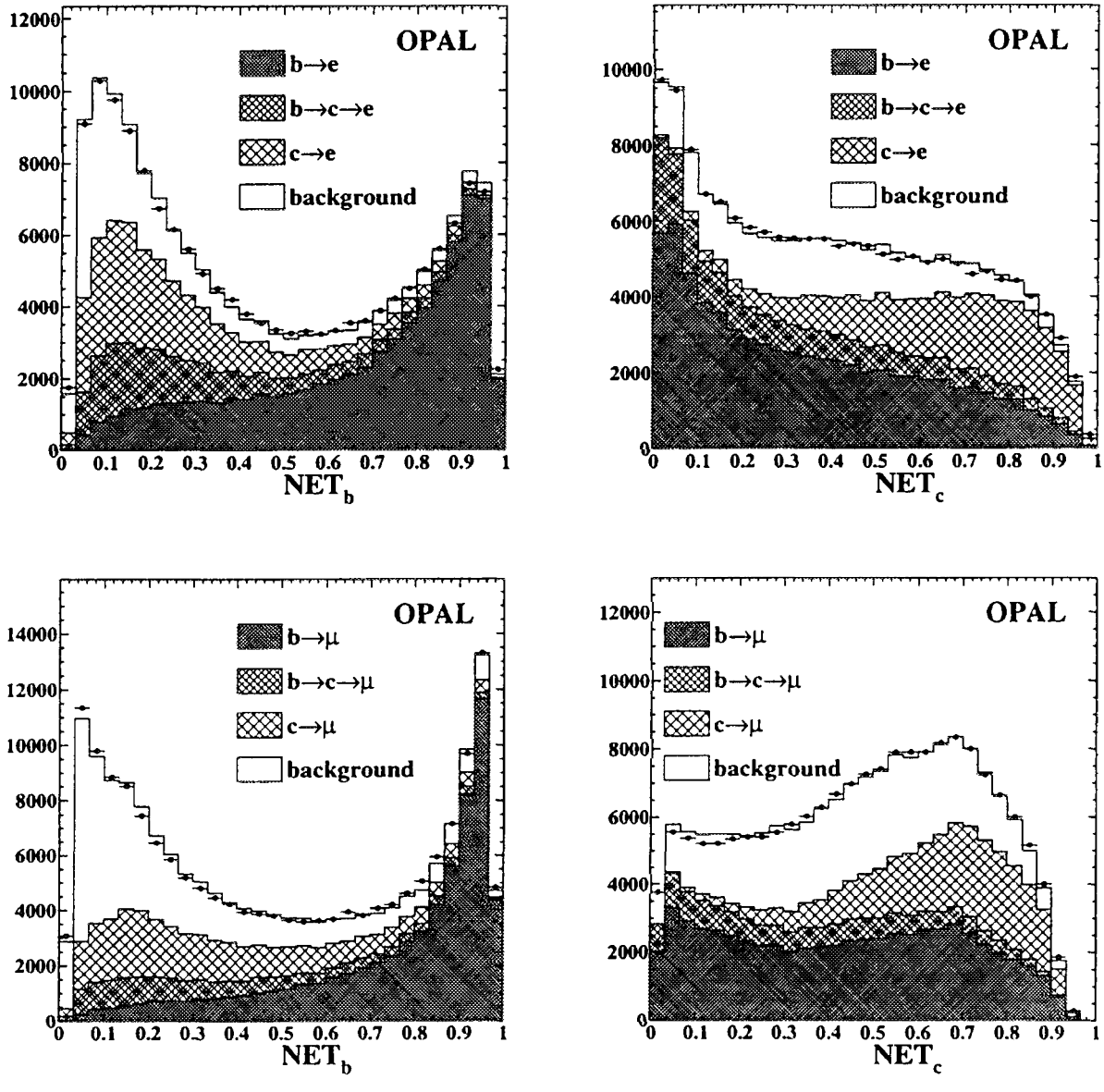


Figure 10.4: *Distributions des variables discriminantes* NET_b *et* NET_c *pour les électrons et les muons. Les points correspondent aux distributions observées dans les données, les histogrammes aux distributions prédites par la simulation. La contribution des différentes sources de leptons est également indiquée.*

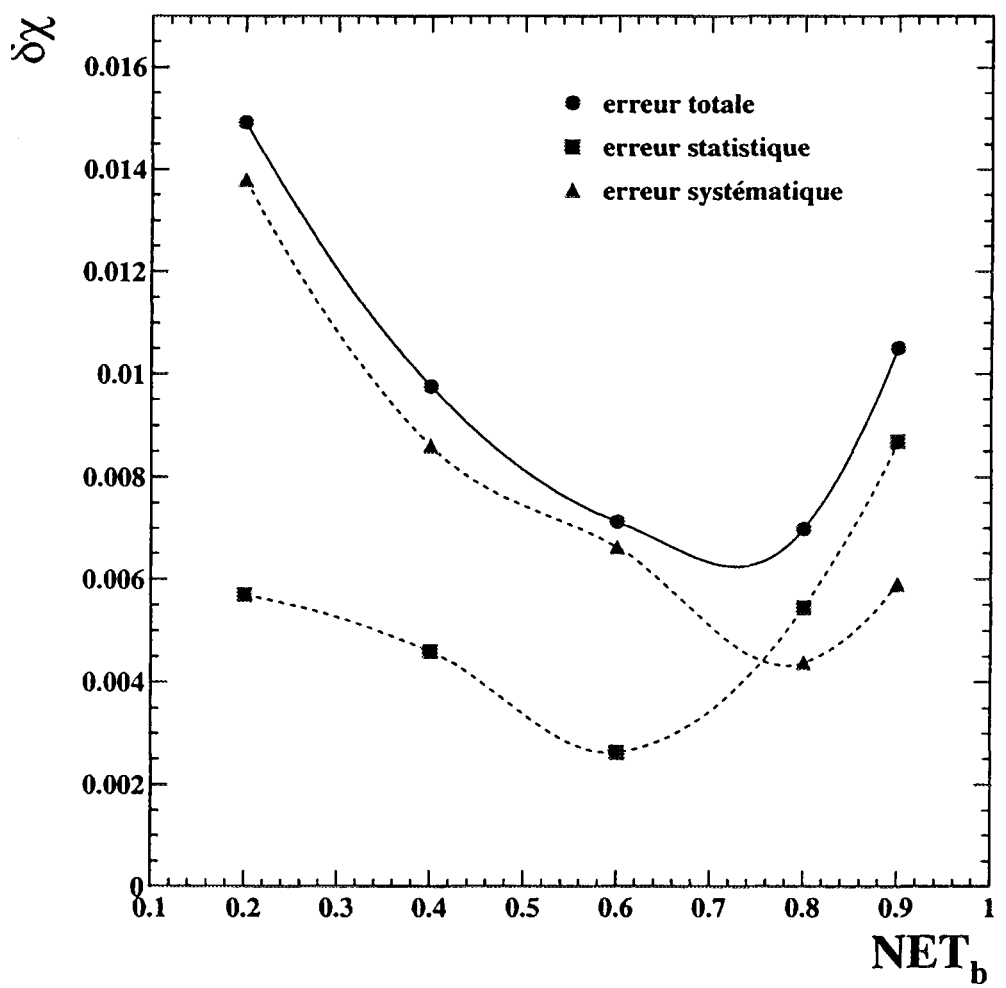


Figure 10.5: *Evolution des erreurs statistique, systématique et totale affectant la mesure de* $\overline{\chi}$ *à partir des événements dileptons, en fonction de la coupure sur* $\mathrm{NET_b}$.

d'énergie pic, pic−2 et pic+2, alors que la valeur de $\overline{\chi}$ est obtenue en combinant les événements d'énergie différente. Les mesures réalisées à partir des échantillons électrons et muons seuls sont en bon accord entre elles, ainsi qu'avec les résultats de l'ajustement global. Comme le montre la figure 10.6, les résultats obtenus année par année pour les données au pic du Z^0 sont également parfaitement compatibles les uns avec les autres dans les erreurs statistiques.

Ajustement (NET_b,NET_c)		Electrons	Muons	Combinés
pic	A_{FB}^b	9.33±0.62	8.82±0.62	8.88±0.42
	A_{FB}^c	5.73±0.75	5.95±0.85	6.29±0.60
pic−2	A_{FB}^b	2.3±2.3	5.6±2.4	4.0±1.6
	A_{FB}^c	−8.4±3.1	−5.7±3.5	−6.7±2.4
pic+2	A_{FB}^b	8.6±2.0	13.5±2.0	10.3±1.4
	A_{FB}^c	16.4±2.6	15.0±2.9	15.8±2.0
	$\overline{\chi}$	0.1321±0.0089	0.1213±0.0092	0.1158±0.0054

Tableau 10.7: *Comparaison des résultats de la mesure des asymétries avant-arrière et du paramètre de mélange à partir des échantillons électrons seuls, muons seuls, puis électrons et muons combinés. Les asymétries (exprimées en %) sont mesurées dans les trois domaines d'énergie dénotés pic, pic−2 et pic+2, le mélange étant quant à lui toujours extrait de l'échantillon total. Les erreurs sont uniquement d'origine statistique.*

A titre de première vérification, la mesure a aussi été effectuée en utilisant, au lieu des variables NET_b et NET_c, les variables traditionnelles : l'impulsion p et l'impulsion transverse p_t du lepton par rapport au jet le plus proche[2]. Les résultats donnés dans le tableau 10.8 sont en bon accord avec les résultats obtenus en ayant recours aux variables optimales NET_b et NET_c, mais affectés d'erreurs statistiques plus importantes. Le gain en pouvoir de discrimination des variables NET_b et NET_c apparaît comme étant équivalent à une augmentation de 30% de la statistique pour A_{FB}^b et de 60% pour A_{FB}^c.

Ajustement (p,p_t)		Electrons	Muons	Combinés
pic	A_{FB}^b	8.56±0.72	8.06±0.66	8.32±0.47
	A_{FB}^c	3.90±1.00	4.95±1.01	5.00±0.74
pic−2	A_{FB}^b	3.0±2.5	3.5±2.6	3.3±1.8
	A_{FB}^c	−11.1±4.1	−8.2±4.5	−9.3±3.2
pic+2	A_{FB}^b	5.7±2.1	11.9±2.1	8.7±1.5
	A_{FB}^c	15.5±3.5	16.7±3.5	15.7±2.6
	$\overline{\chi}$	0.1265±0.0154	0.0962±0.0134	0.1121±0.0071

Tableau 10.8: *Comparaison des résultats de la mesure des asymétries avant-arrière et du paramètre de mélange à partir des échantillons électrons seuls, muons seuls, puis électrons et muons combinés. L'ajustement utilise les variables traditionelles (p,p_t). Pour la mesure de $\overline{\chi}$, les deux leptons doivent satisfaire $p_t > 1.8$ GeV/c.*

Il est également possible de mesurer séparément les asymétries A_{FB}^b et A_{FB}^c, à partir d'échantillons enrichis en événements b$\rightarrow\ell$ ou c$\rightarrow\ell$. Dans ce cas, seule la connaissance des fractions globales

[2]Comme d'habitude, le lepton n'est pas utilisé dans le calcul de l'axe du jet.

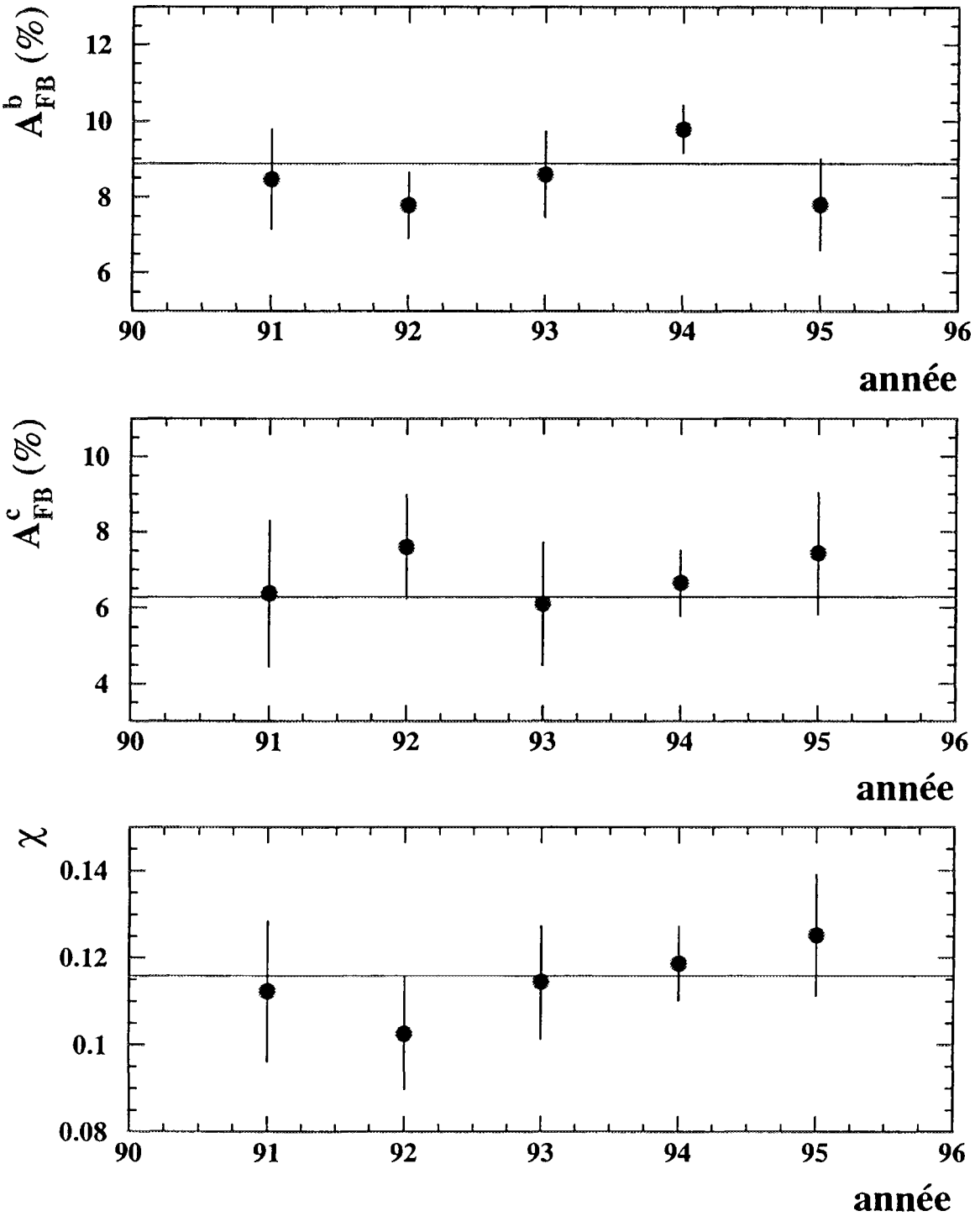


Figure 10.6: *Mesures de A^b_{FB}, A^c_{FB} et $\overline{\chi}$ obtenues à partir des événements au pic du Z^0 enregistrés au cours de chaque année de prise de données (les données de 1990 sont ajoutées à celles de 1991). Les mesures sont indépendantes, et les erreurs uniquement statistiques.*

F_l importe, et la mesure ne dépend plus du détail de la modélisation par la simulation des variables séparatrices NET_b et NET_c. Pour obtenir un lot d'événements enrichi en b→ℓ, on utilise la coupure $NET_b > 0.8$, ou alternativement $p_t > 1.8$. La sélection d'un échantillon relativement pur en c→ℓ ne peut se faire en revanche que par une combinaison de coupure sur NET_b et NET_c. Le choix: $NET_b < 0.3$ et $NET_c > 0.7$ offre un bon compromis entre efficacité et pureté. La composition des échantillons enrichis en b→ℓ ou c→ℓ, ainsi que le nombre total d'événements monoleptons sélectionnés dans chaque cas, sont indiqués dans le tableau 10.9.

	Enrichi en b→ℓ		Enrichi en c→ℓ
	$p_t > 1.8$	$NET_b > 0.8$	$NET_b < 0.3$ & $NET_c > 0.7$
b→ℓ	80.4%	85.6%	10.7%
c→ℓ	5.5%	3.5%	56.9%
b→c→ℓ	3.0%	3.2%	11.1%
fond non direct	11.1%	7.7%	21.3%
événements	95838	117274	31165

Tableau 10.9: *Composition des échantillons enrichis en événements de type* b→ℓ *ou* c→ℓ.

Le résultat des ajustements effectués sur chacun de ces échantillons est donné dans le tableau 10.10. Dans chaque cas, seule l'asymétrie A_{FB}^b ou A_{FB}^c est mesurée, le mélange $\overline{\chi}$ étant fixé à la valeur obtenue lors de l'ajustement global (tableau 10.7). Lorsque c'est A_{FB}^b qui est mesurée, la valeur de A_{FB}^c est constante, choisie égale à la valeur théorique prédite par le Modèle Standard, et inversement. Les mesures obtenues sont en bon accord avec les résultats de l'ajustement global, mais avec des erreurs statistiques plus importantes.

		Enrichi en b→ℓ (p_t)	Enrichi en b→ℓ (NET_b)	Enrichi en c→ℓ
pic	A_{FB}^b	8.18± 0.53	8.57± 0.46	9.1 (fixe)
	A_{FB}^c	6.0 (fixe)	6.0 (fixe)	7.52±1.00
pic−2	A_{FB}^b	2.9 ± 2.2	5.4 ± 1.8	5.4 (fixe)
	A_{FB}^c	−3.3 (fixe)	−3.3 (fixe)	−10.0 ± 3.8
pic+2	A_{FB}^b	10.5 ± 1.7	10.4 ± 1.5	11.4 (fixe)
	A_{FB}^c	11.9 (fixe)	11.9 (fixe)	10.7 ± 3.2

Tableau 10.10: *Mesures de* A_{FB}^c *et* A_{FB}^c *effectuées à partir déchantillons enrichis en* b→ℓ *et* c→ℓ. *Quand* A_{FB}^b *ou* A_{FB}^c *est considéré fixe, la valeur indiquée correspond à la prédiction du Modèle Standard obtenue par ZFITTER [10], avec* m_{top}=*180 GeV/c*^{2} *et* m_{Higgs}=*300 GeV/c*^{2}. *Les erreurs sont uniquement statistiques.*

La procédure d'ajustement est illustrée sur la figure 10.7 dans le cas des échantillons enrichis en événements b→ℓ (par une coupure sur NET_b) et c→ℓ. Cette figure représente l'asymétrie avant-arrière différentielle, c'est-à-dire le rapport $(n_F - n_B)/(n_F + n_B)$ en fonction de l'observable $|y| = \cos\theta_{Thrust}$. La mesure de l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^b ou A_{FB}^c à partir de ces échantillons ne nécessite pas de connaitre les distributions NET_b et NET_c et consiste uniquement à ajuster la distribution de l'asymétrie différentielle par la courbe d'équation $\frac{8}{3}\frac{|y|}{1+y^2}A_{FB}$, où A_{FB} est l'asymétrie avant-arrière totale qui ne dépend que de la composition et des asymétries avant-arrière

de chaque type de leptons.

10.5 Bilan des incertitudes d'origine systématique

La mesure des asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} est tributaire de la connaissance de la composition de l'échantillon de leptons dans chaque bin de NET_b, NET_c et $|y|$. Celle ci est fonction à la fois des fractions globales de chaque type de leptons, et des distributions normalisées ρ_l. Les sources d'incertitudes systématiques, liées au fait qu'on doit avoir recours à la simulation pour prédire la valeur de ces fractions et la forme de ces distributions, peuvent être regroupées en trois catégories, associées respectivement :

- aux modèles phénoménologiques.
- aux mesures indépendantes des rapports d'embranchement et prédictions théoriques des largeurs partielles.
- à la fiabilité de la simulation du détecteur.

Par ailleurs, la méthode d'ajustement choisie repose sur un certain nombre d'hypothèses ou d'approximations dont la validité doit également être vérifiée.

10.5.1 Incertitudes liées aux modèles phénoménologiques

Les propriétés cinématiques des leptons directs (impulsion, isolation), qui jouent un rôle majeur dans la définition des variables NET_b et NET_c, sont particulièrement sensibles au choix des modèles permettant de décrire dans la simulation la fragmentation des quarks lourds et la désintégration semi-leptonique des hadrons beaux et charmés.

La fragmentation des quarks lourds

La fragmentation des quarks b et c est décrite par la fonction de Peterson *et al.* (cf chapitre 4). Les paramètres contrôlant la forme de cette fonction de fragmentation sont fixés respectivement à $\epsilon_b = 0.0055$ et $\epsilon_c = 0.070$, et correspondent aux valeurs d'énergie normalisée moyenne des hadrons beaux ou charmés mesurées à LEP : $\langle x_E \rangle_b = 0.70$ et $\langle x_E \rangle_c = 0.49$.

On estime l'erreur systématique associée au modèle de fragmentation utilisé en faisant varier les paramètres de fragmentation entre 0.0025 et 0.0095 pour les quarks b et entre 0.050 et 0.100 pour les quarks c. Ce domaine de variation de ϵ_b et ϵ_c équivaut à une incertitude de ± 0.02 sur $\langle x_E \rangle_b$ et $\langle x_E \rangle_c$. L'amplitude de cette incertitude est choisie 2 à 3 fois plus grande que l'erreur expérimentale sur la mesure de $\langle x_E \rangle_b$ et $\langle x_E \rangle_c$, de façon à refléter également l'incertitude liée à la forme de la paramétrisation de Peterson proprement dite.

Modèles de désintégration semi-leptonique

Le processus de désintégration semi-leptonique des quarks b et c est décrit dans la simulation par le modèle d'Altarelli, dit modèle ACCMM. Ce modèle de quark spectateur amélioré (chapitre 4)

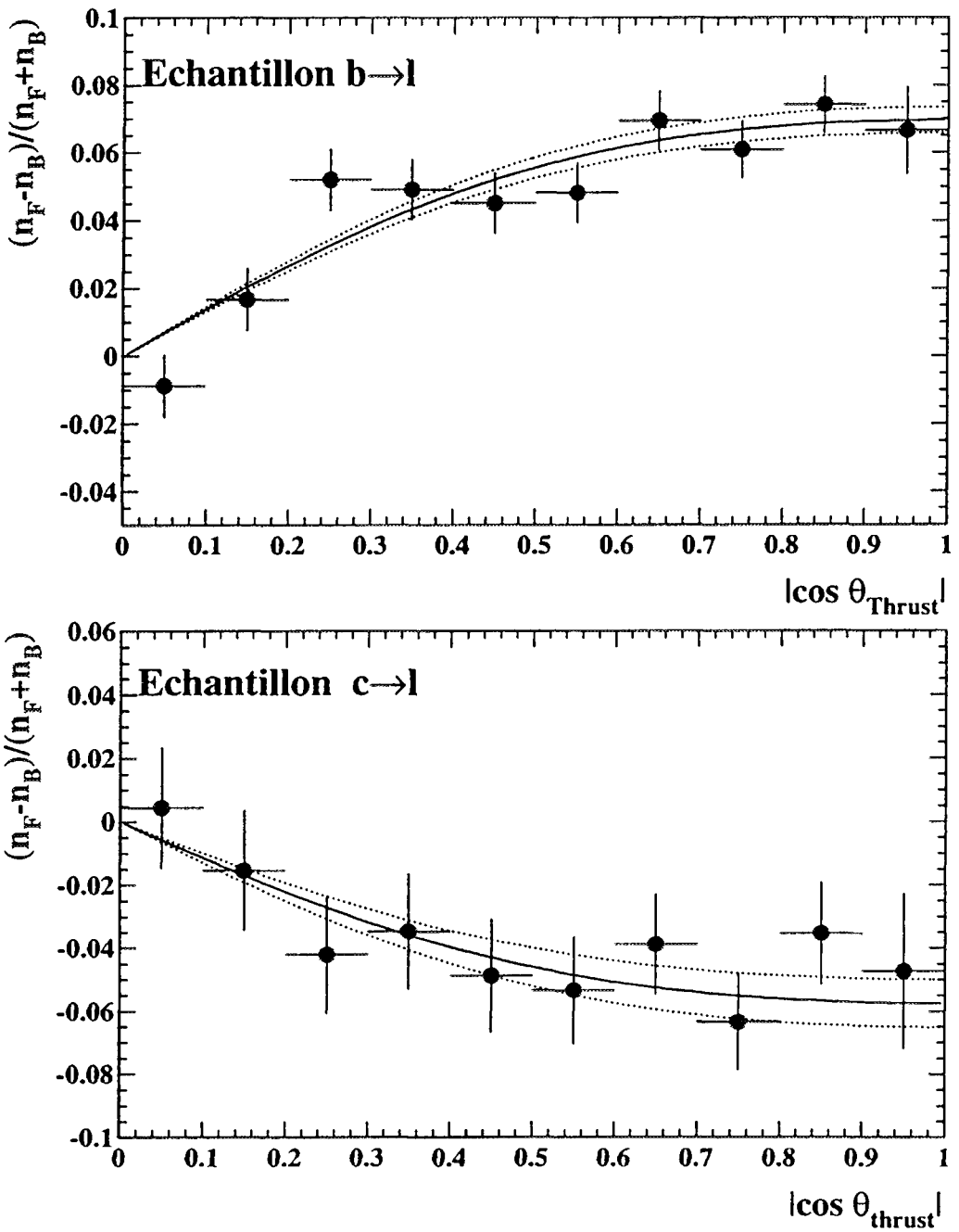


Figure 10.7: *Asymétrie avant-arrière différentielle* $(n_F - n_B)/(n_F + n_B)$ *en fonction de la variable* $|y| = |\cos\theta_{Thrust}|$ *mesurée dans les échantillons enrichis en événements de type* b→ℓ *et* c→ℓ. *Les courbes sont le résultat de l'ajustement de cette asymétrie par une fonction de la forme* $8A_{FB}|y|/3(1+y^2)$. *Les courbes pleines correspondent aux valeurs de* A_{FB}^b *ou* A_{FB}^c *données dans le tableau 10.10, et les courbes en pointillés à l'erreur statistique à* $\pm 1\sigma$.

possède deux paramètres libres : le moment de Fermi p_f du quark lourd à l'intérieur du hadron, et la masse du quark (c ou s) produit dans la désintégration.

Dans le cas des quarks b, ces paramètres ont été déterminés par un ajustement des données de CLEO, et fixés à : p_f=0.298 GeV/c et m_c=1.673 GeV/c^2. Pour les quarks c, les mesures combinées de DELCO et de MARK III conduisent aux valeurs p_f=0.467 GeV/c et m_s=0.001 GeV/c^2.

On estime l'erreur systématique relative à cette modélisation des désintégrations semi-leptoniques en faisant varier les paramètres du modèle, ou en ayant recours à des modèles différents, selon les recommendations faites par le groupe de travail électrofaible du LEP [11] :

- Pour le processus b→ℓ, le modèle de Isgur *et al.* fournit une autre paramétrisation possible du spectre en impulsion du lepton dans le référentiel de repos du hadron beau. Ce modèle, noté ISGW, ne possède aucun paramètre libre, mais il décrit cependant mieux les données de CLEO lorsque la fraction de hadrons beaux se désintégrant en D** est fixé à 32% au lieu des 11% prédits par le calcul. Cette version modifiée, notée ISGW**, est également utilisée dans le calcul des erreurs systématiques.

- Les incertitudes affectant la modélisation des désintégrations c→ℓ sont estimées en utilisant plusieurs versions du modèle ACCMM, correspondant à différents jeux des paramètres p_f et m_s. Les résultats obtenus avec les valeurs centrales p_f=0.467 GeV/c et m_s=0.001 GeV/c^2 sont comparés aux résultats obtenus en utilisant tour à tour :

  - p_f=0.353 GeV/c et m_s=0.001 GeV/c^2 (ACCMM1)
  - p_f=0.467 GeV/c et m_s=0.153 GeV/c^2 (ACCMM2)

On fait varier indépendamment les modèles de désintégration utilisés pour les processus b→ℓ et c→ℓ. Pour la désintégration en cascade b→c→ℓ, le spectre en impulsion du lepton est obtenu en combinant le spectre en impulsion des mésons D mesuré par CLEO [12] au modèle de désintégration utilisé pour le processus c→ℓ. L'incertitude expérimentale affectant le spectre en impulsion du processus b → D mesuré par CLEO est négligeable par rapport à l'effet obtenu en faisant varier les paramètres p_f et m_s et n'est pas prise en compte.

10.5.2 Incertitudes liées aux mesures indépendantes et aux prédictions théoriques

La composition de l'échantillon de leptons sélectionnés dépend des valeurs des rapports d'embranchement semi-leptoniques et des largeurs partielles $\Gamma_{b\bar{b}}$ et $\Gamma_{c\bar{c}}$. Les premières sont issues de mesures indépendantes effectuées à LEP ou à plus basse énergie, les secondes contraintes par les prédictions du Modèle Standard.

Rapports d'embranchement semi-leptoniques

Les valeurs des rapports d'embranchement BR(b→ℓ) et BR(b→c→ℓ) utilisés sont données dans le tableau 10.11. Ces valeurs sont déduites de mesures indépendantes effectuées par ALEPH, OPAL et DELPHI et combinées de façon à tenir compte des corrélations entre les erreurs systématiques [11]. Lors des mesures de BR(b→ℓ) et BR(b→c→ℓ) à LEP, une part importante de l'erreur est liée au choix du modèle de désintégration semi-leptonique. Dans le tableau 10.11,

la première erreur est l'erreur totale sur la mesure, et l'erreur entre parenthèses, la partie de l'erreur due spéficiquement au modèle de désintégration. L'effet de cette deuxième erreur est estimé en même temps que l'incertitude associée aux modèles de désintégration semi-leptonique, de façon à tenir compte de la corrélation entre les valeurs de rapports d'embranchement mesurées à LEP et le choix du modèle de désintégration ayant servi à ces mesures.

Rapports D'embranchement semileptoniques	
BR(b→ℓ)	11.10 ± 0.23 (∓ 0.21)
BR(b→c→ℓ)	7.78 ± 0.37 (± 0.20)
BR(b→$\bar{c}$→ℓ)	1.30 ± 0.50
BR(b→τ→ℓ)	0.70 ± 0.20
BR(c→ℓ)	9.80 ± 0.50

Tableau 10.11: *Valeurs des rapports d'embranchement semi-leptoniques utilisés. Pour BR(*b→ℓ*) et BR(*b→c→ℓ*), la première erreur est l'erreur expérimentale totale, et l'erreur indiquée entre parenthèses, l'incertitude liée au choix du modèle de désintégration semi-leptonique. (Les erreurs à* $+1\sigma$ *correspondent au passage du modèle ACCMM au modèle ISGW).*

Le rapport d'embranchement BR(c→ℓ) est issu de la combinaison des mesures faites à ARGUS, PEP et PETRA [13]. BR(b→τ→ℓ) est déduit du taux de désintégrations b →τ mesuré par ALEPH, BR(b→τ^-)=(4.08±0.98)% [14], et de la moyenne mondiale des rapports d'embranchement semi-leptoniques du tau, BR(τ→ℓ)=(17.8±0.2) [15]. La valeur de BR(b→$\bar{c}$→ℓ) = (1.3 ± 0.5)% est celle prédite par JETSET 7.3, et correspond à un taux de désintégration b→$\bar{c}$ de 15%, affecté d'une incertitude relative de 30%. L'erreur sur BR(b→$\bar{c}$→ℓ) tient également compte d'une incertitude de ±15% sur la valeur du rapport d'embranchement semi-leptonique de l'anti-quark $\bar{c}$.

Largeurs partielles

Au cours de l'ajustement, les rapports $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ et $R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}$ sont fixés aux valeurs théoriques prédites par le Modèle Standard (avec un quark top de 180 GeV): $R_b^{SM} = 0.2155$ et $R_c^{SM} = 0.172$. On peut paramétriser la dépendance des asymétries avec R_b et R_c sous la forme:

$$\begin{cases} \Delta A_{FB}^b = \sum_q a_b(R_q) \dfrac{\Delta R_q}{R_q^{SM}} \\ \Delta A_{FB}^c = \sum_q a_c(R_q) \dfrac{\Delta R_q}{R_q^{SM}} \end{cases}$$

où $\Delta R_q = R_q - R_q^{SM}$ et q=b,c. Les coefficients $a_b(R_q)$ et $a_c(R_q)$ sont donnés dans le tableau 10.12 pour chaque mesure. Le paramètre de mélange n'est pas affecté par de petites variations de R_b ou R_c.

L'utilisation, au lieu des valeurs théoriques, des valeurs expérimentales de R_b et R_c obtenues à LEP [16]:

$$R_b = 0.2216 \pm 0.0017 \qquad \text{et} \qquad R_c = 0.1546 \pm 0.0074$$

	pic	pic−2	pic+2
$a_b(R_b)$	−0.008	−0.002	−0.007
$a_c(R_b)$	+0.045	−0.038	+0.100
$a_b(R_c)$	+0.006	+0.002	+0.008
$a_c(R_c)$	−0.041	+0.036	−0.091

Tableau 10.12: *Valeurs des coefficients* $a_b(R_q)$ *et* $a_c(R_q)$ *exprimant la dépendance des asymétries avec* R_b *et* R_c.

conduirait ainsi à une diminution de la valeur de A_{FB}^b (au pic du Z^0) de 0.08% et à une augmentation de A_{FB}^c de 0.54% la différence étant due pour l'essentiel (3/4) à R_c.

Le choix des valeurs de R_b et R_c utilisées dépend de l'interprétation qu'on souhaite donner à la mesure des asymétries avant-arrière. Si l'on désire vérifier la validité du Modèle Standard lui même, de façon non biaisée, ce sont les valeurs expérimentales qu'il faudrait utiliser. Si on souhaite plus précisément, comme c'est notre cas, tester la cohérence interne du Modèle, à travers des mesures de $\sin^2\theta_W^{eff}$ ou de m_{top}, indépendantes des autres mesures, il est préférable d'avoir recours aux prédictions théoriques. Dans le Modèle Standard, les valeurs de R_b et R_c dépendent peu de $\sin^2\theta_W^{eff}$ ou de m_{top}, (voir tableau 2.2, chapitre 2), et ne biaisent donc pas la mesure de ces paramètres par l'intermédiaire des asymétries avant-arrière.

10.5.3 Incertitudes liées à la simulation du détecteur

Efficacités relatives

Les fractions relatives de leptons directs sélectionnés ne dépendent pas de l'efficacité absolue de la sélection, mais sont sensibles au fait que cette efficacité est différente pour chaque processus. En effet, les algorithmes utilisés pour identifier les leptons sont plus efficaces pour des traces isolées, et favorisent donc les leptons de type b→ℓ par rapport aux processus c→ℓ (et dans une moindre mesure b→c→ℓ). Cet effet est particulièrement marqué pour les électrons, étant donné que la plupart des variables entrant dans la définition de NET_{el} sont très affectées par la présence de particules émises à proximité (tableau 10.13).

	b→ℓ	b→c→ℓ	c→ℓ
électrons	1	0.929	0.841
muons	1	0.943	0.935

Tableau 10.13: *Efficacités relatives des procédures d'identification des leptons pour les différentes types de leptons directs prédites par la simulation. Ces efficacités sont normalisées à l'efficacité obtenue pour les leptons de type* b→ℓ, *estimée respectivement à 80% et 76% pour les électrons et les muons.*

Afin de tester la capacité du Monte Carlo a bien reproduire la dépendance de l'efficacité avec l'isolation, on peut, dans le cas des électrons, comparer l'efficacité de la sélection dans les données et la simulation en fonction des variables les plus sensibles à l'isolation (notamment p_t, E/P,..) en utilisant un échantillon d'électrons pur identifiés comme provenant de conversions de photons. Les efficacités ainsi mesurées dans les données et la simulation restent en accord

à mieux que 3% dans tout le spectre d'isolation. Les mêmes comparaisons effectués à partir d'électrons isolés produits dans les événements 2 photons $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ permettent de s'assurer que le Monte Carlo reproduit la variation de l'efficacité avec l'isolation à mieux que 3%. L'efficacité de sélection pour chaque type de leptons est donc affectée d'une incertitude de $\pm 3\%$ pour les électrons. De façon conservative, on adopte la même incertitude pour les muons.

Fraction de leptons secondaires

S'il n'est pas nécessaire de connaitre la contamination hadronique des algorithmes d'identification des leptons, puisque celle-ci est laissée libre dans l'ajustement, on doit en revanche avoir recours au Monte Carlo pour prédire la contribution des leptons secondaires.

Les électrons secondaires proviennent pour l'essentiel de photons qui se sont matérialisés dans le détecteur central, et qui n'ont pas été rejetés par l'algorithme IDNNCV. Le nombre de ces électrons peut être déduit du nombre total d'électrons étiquetés par IDNNCV dans les données, et de l'efficacité d'étiquetage estimée d'après la simulation. Cette efficacité, proche de 90%, est affectée d'une incertitude de $\pm 2\%$ qui se traduit par une incertitude relative de $\pm 20\%$ sur la fraction d'électrons secondaires restants dans l'échantillon. Pour les muons, on considère que la fraction de muons produits dans les désintégrations de pions et de kaons prédite par la simulation est correcte à $\pm 10\%$.

Dépendance de la composition avec $\cos\theta_{Thrust}$

La composition de l'échantillon diffère légèrement suivant le domaine de $\cos\theta_{Thrust}$ considéré. Ces différences proviennent en partie du fait que les performances des algorithmes d'identification des leptons ne sont pas uniforme dans toute l'acceptance du détecteur. Ainsi, la contamination hadronique dans l'échantillon d'électrons est sensiblement plus importante dans un domaine restreint de $|\cos\theta|$ ($0.7 < |\cos\theta| < 0.8$) où les détecteurs de la partie centrale et des bouchons se recouvrent. Par ailleurs, la probabilité de conversion des photons augmente à bas angle, du fait de la quantité croissante de matière présente. La façon dont ces effets sont reproduits dans la simulation est difficile à tester avec précision. Les prédictions du Monte Carlo sont donc affectées d'une incertitude de $\pm 100\%$.

Résolution de la reconstruction

La résolution en z (et en r-ϕ) des traces reconstruites dans la simulation est trop optimiste par rapport à la résolution observée dans les données. On a donc eu recours à un algorithme ad-hoc, permettant de dégrader de façon artificielle la résolution des traces après la reconstruction des événements simulés. Cet algorithme [17] améliore en particulier l'accord données/Monte Carlo des distributions de la distance de vol et du paramètre d'impact normalisé. L'erreur systématique associée est estimée en comparant les résultats des mesures de A_{FB}^b, A_{FB}^c et $\overline{\chi}$ obtenue en utilisant le Monte Carlo original ou dégradé.

Corrections des variables d'entrée

Les distributions de certaines des variables d'entrée des réseaux de neurones NET_b et NET_c (telles que E_{jet}^{vis}, $P_{jet}^{\perp}$,L/σ_L...) peuvent être mal reproduites du fait d'imperfections diverses au niveau de la simulation du détecteur, comme au niveau du générateur (multiplicités, temps de vie des mésons D, etc...).

L'accord entre les données et le Monte Carlo étant en général satisfaisant, et les réseaux de neurones NET_b et NET_c peu sensibles à la forme exacte de ces distributions, on choisit de tenir compte de ces imperfections de façon globale, en introduisant un facteur correctif multiplicatif sur chacune des variables d'entrée. Ces facteurs sont choisis de manière à optimiser l'accord entre les données et la simulation. L'effet total de ces corrections tient lieu d'erreur systématique.

10.5.4 Incertitudes liées aux approximations utilisées dans la méthode d'ajustement

Corrélation entre les variables (NET_b,NET_c) et y

Dans le calcul de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}^{(\ell)}$, on a fait l'hypothèse que les variables NET_b et NET_cne sont pas corrélées avec la variable $|y| = |\cos\theta_{Thrust}|$ (voir équation (10.6)). Il s'agit d'une approximation qui ne tient pas compte du fait que la forme des distributions de NET_b et NET_c évolue avec $\cos\theta_{Thrust}$. Ceci est particulièrement vrai pour NET_c, qui dépend de variables (d/σ_d et L/σ_L) sensibles à la dégradation de la résolution des traces à bas angle. Pour tenir compte de cette corrélation, on utilise deux paramétrisations des distributions ρ_l, obtenues respectivement pour $|y| < 0.7$ et $|y| > 0.7$. Ce découpage est justifié par le fait que le détecteur à micro-vertex (SI), qui joue un rôle essentiel dans la mesure de d/σ_d et L/σ_L, ne s'étend que jusqu'à $\cos\theta$=0.7.

Si l'on veut minimiser l'effet des fluctuations statistiques du Monte Carlo par rapport aux données, il est crucial que le nombre de paramétrisations utilisées reste bien inférieur au nombre de bins suivant $|y|$ dans lesquels les données sont projetées. C'est pourquoi on se contente de deux paramétrisations (pour 10 bins suivant $|y|$). Nonobstant, et afin de vérifier que ces deux paramétrisations suffisent pour tenir compte des corrélations entre (NET_b,NET_c) et $\cos\theta_{Thrust}$, on répète l'ajustement en doublant le nombre de paramétrisations[3] ainsi que le nombre de bins suivant $|y|$ de façon à ne pas augmenter artificiellement la sensibilité des résultats aux fluctuations statistiques du Monte Carlo. La différence permet d'estimer l'erreur commise en ayant recours à un nombre réduit de paramétrisations.

Statistique Monte Carlo

Les distributions ρ_l, et dans une moindre mesure les fractions F_l fournies par la simulation, sont sensibles aux fluctuations statistiques de l'échantillon Monte Carlo utilisé. Bien que cet échantillon contienne un peu moins d'événements que l'échantillon de données, les fluctuations statistiques y sont réduites par rapport aux données, qui sont réparties en 10 bins suivant $|y|$. Pour estimer l'importance de ces fluctuations, l'échantillon Monte Carlo a été divisé en

[3] 4 paramétrisations valables dans les domaines $0 < |y| < 0.4$, $0.4 < |y| < 0.7$, $0.7 < |y| < 0.85$ et $0.85 < |y| < 0.95$.

trois sous-échantillons, et l'ajustement répété en utilisant tour à tour uniquement l'un des sous-échantillons. La valeur moyenne des différences observées entre ces nouvelles mesures de A_{FB}^{b}, A_{FB}^{c} et $\overline{\chi}$, et les mesures utilisant la totalité de l'échantillon Monte Carlo est utilisée comme erreur systématique liée au nombre limité d'événements simulés dont on dispose.

Dépendance avec la durée de vie

La variable discriminante NET_c dépend de la durée de vie de hadrons beaux, par l'intermédiaire des quantités qui entrent dans sa définition, à savoir la distance de vol et le paramètre d'impact normalisés. Cette dépendance peut a priori rendre la mesure des asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} sensibles à la fréquence des oscillations dans le systéme B^0-$\overline{B^0}$, et non plus seulement à la valeur du mélange moyen $\overline{\chi}$. Parce que ces quantités n'interviennent que dans la définition de NET_c, et que la mesure de A_{FB}^{b}, la seule à être directement sensible aux oscillations, repose avant tout sur la variable NET_b, cette dépendance avec la durée de vie a peu d'influence sur le résultat et n'est pas prise en compte explicitement dans l'ajustement.

Son effet peut facilement être mis en évidence dans la simulation, et se traduit par le fait que la fraction de leptons directs $b\rightarrow\ell$ (ou $b\rightarrow c\rightarrow\ell$) issus d'un quark b ayant oscillé varie légèrement avec NET_c (elle augmente aux basses valeurs de NET_c qui correspondent aux durées de vie plus élevées). Pour estimer l'effet de cette variation sur la mesure de asymétries avant-arrière, on "fait osciller" de façon aléatoire les leptons de type $b\rightarrow\ell$ ou $b\rightarrow c\rightarrow\ell$ dans la simulation, de sorte que la fraction de leptons issus d'un quark b ayant oscillé soit constante avec NET_c (ce qui revient à dire que NET_c ne dépend plus de la fréquence d'oscillation), sans changer la probabilité d'oscillation totale (c'est-à-dire la valeur de $\overline{\chi}$). On effectue alors l'ajustement sur le Monte Carlo, de la même façon que pour les données, et l'on compare les résultats de cet ajustement à celui effectué sur le Monte Carlo original. Afin de ne pas être sensible aux fluctuations statistiques introduites par la modification aléatoire utilisée, on répète cette procédure une centaine de fois. La différence entre la valeur moyenne des asymétries A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} mesurées sur la simulation modifiée, et la valeur des asymétries mesurées sur la simulation non modifiée, est utilisée comme erreur systématique.

Asymétrie du fond non direct

On considère que les leptons non directs ainsi que les hadrons sélectionnés par erreur ne contribuent pas à l'asymétrie avant-arrière (A_{FB}^{4}=0). Cette hypothèse peut être invalidée soit parce que ces particules, de grande impulsion ($p > 2$ GeV/c), gardent la mémoire de la charge des quarks dont elles sont issues, soit parce que le détecteur ou la procédure d'identification introduit une asymétrie (c'est-à-dire favorise les traces de charges + ou − vers l'avant ou vers l'arrière).

Afin d'estimer l'importance du premier effet, l'asymétrie avant-arrière des hadrons identifiés comme des leptons dans la simulation a été mesurée dans différents domaines cinématiques. Pour tenir compte d'une éventuelle asymétrie du détecteur, qui ne serait pas pris en compte dans la simulation, l'asymétrie avant-arrière du fond non direct a également été estimée sur les données à partir de différents sous-échantillons de traces: les traces passant les coupures cinématiques mais ne satisfaisant pas les critères de sélection des leptons, ou encore les électrons étiquetés comme provenant de la conversion de photons. Tous ces tests indiquent que l'asymétrie avant-

arrière du fond non direct est compatible avec 0, dans la limite de $\pm 0.5\%$. Cette incertitude est utilisée comme erreur systématique.

10.5.5 Récapitulatif

La liste complète des erreurs systématiques affectant la mesure des asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c}, et du mélange $\overline{\chi}$, au pic du Z^0 et dans son voisinage, est donnée dans les tableaux 10.14 et 10.15. La précision reste dans chaque cas limitée par l'erreur statistique, bien que pour A_{FB}^{c} au pic et pour $\overline{\chi}$ les incertitudes d'origine systématiques et statistiques soient pratiquement du même ordre.

La mesure de A_{FB}^{b} est surtout affectée par l'incertitude sur la fragmentation du quark c, qui représente à elle seule plus de la moitié de l'erreur systématique. L'incertitude sur les rapports d'embranchement (BR(b$\rightarrow\bar{c}\rightarrow\ell$) et BR(c$\rightarrow\ell$) en particulier) ainsi que sur l'asymétrie avant-arrière résiduelle du fond représente l'essentiel de l'erreur systématique sur A_{FB}^{c}. L'erreur sur $\overline{\chi}$ est principalement due au modèle de désintégration semi-leptonique décrivant le processus c$\rightarrow\ell$ (et qui donne également la forme du spectre des leptons b$\rightarrow$c$\rightarrow\ell$) et aux flutuations statistiques dans l'échantillon Monte Carlo utilisé pour prédire la composition des échantillons dileptons.

De manière générale, les erreurs statistiques et systématiques varient proportionellement avec la valeur absolue des asymétries. A pic-2, la faiblesse de l'erreur systématique sur A_{FB}^{b} s'explique par le fait que A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} sont de signe opposés, de sorte que les effets systématiques ont tendance à se compenser.

10.5.6 Optimisation des critères d'identification des leptons

Les figures 10.8 et 10.9 permettent de justifier à posteriori le choix des coupures de sélection des leptons adopté au paragraphe 10.2. Ces figures représentent l'évolution de l'erreur totale (statistique et systématique) sur la mesure de A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} à partir des échantillons électrons ou muons en fonction de la coupure sur la variable principale de la procédure d'identification (NET_{el} pour les électrons et χ_{pos} pour les muons) et de la coupure sur l'impulsion.

Pour les électrons, la coupure $NET_{el} > 0.9$ est celle qui correspond au compromis optimal entre efficacité et pureté, c'est-à-dire rendant l'erreur totale sur A_{FB}^{c} minimale. L'erreur sur A_{FB}^{b} ne dépend que peu du choix de la coupure, à condition toutefois que celui ci ne fasse pas chuter dramatiquement l'efficacité. Augmenter la valeur de la coupure en impulsion a essentiellement pour effet de réduire la contamination en électrons de conversion, et ne présente aucun intérêt pour la mesure des asymétries.

Dans le cas des muons, la sélection standard souffre d'une contamination hadronique élevée (supérieure à 25%), qu'il s'avère intéressant de réduire en choisisant une coupure un peu plus dure sur χ_{pos} et sur l'impulsion. La combinaison optimale des coupures diffère légèrement pour A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c}. Le choix retenu :

$$\chi_{pos} < 2.5 \qquad \text{et} \qquad p > 3 \text{ GeV}/c$$

est celui qui permet de minimiser l'erreur totale sur A_{FB}^{b}, sans trop dégrader la précision de la mesure de A_{FB}^{c}.

	$A_{FB}^{b}(\%)$	$A_{FB}^{c}(\%)$	$\overline{\chi}$
Valeur	8.88	6.29	0.1158
Erreur statistique	±0.42	±0.60	±0.0054
Erreur systématique	±0.20	±0.55	±0.0043
Détail des erreurs systématiques			
$\langle x_E \rangle_b - 0.02$	+0.01	+0.06	−0.0010
$\langle x_E \rangle_c + 0.02$	−0.12	+0.06	+0.0001
b→ℓ (ACCMM TO ISGWW**)	−0.01	+0.22	−0.0005
c→ℓ (ACCMM TO ACCMM1)	+0.07	−0.08	−0.0024
Total modèles	**±0.14**	**±0.24**	**±0.0026**
BR(b→ℓ)+0.10%	0.00	+0.05	+0.0001
BR(b→c→ℓ)+0.25%	−0.01	−0.06	−0.0010
BR(b→$\bar{c}$→ℓ)+0.50%	−0.02	+0.24	+0.0007
BR(b→τ→ℓ)+0.20%	−0.01	+0.10	+0.0003
BR(c→ℓ)+0.50%	+0.03	−0.22	+0.0001
Total BR	**±0.04**	**±0.35**	**±0.0012**
Efficacités relatives	+0.02	+0.14	+0.0009
Fraction non direct électrons	+0.01	+0.03	−0.0003
Fraction non direct muons	+0.00	+0.00	−0.0002
Composition ($\cos\theta_{Thrust}$)	+0.04	−0.07	+0.0000
Résolution reconstruction	−0.06	+0.00	+0.0001
Corrections entrées	+0.02	+0.00	−0.0009
Total détecteur	**±0.08**	**±0.16**	**±0.0013**
Corrélation $\cos\theta_{Thrust}$	−0.05	−0.01	+0.0000
Statistique Monte Carlo	+0.07	+0.09	+0.0028
Dépendance durée de vie	+0.04	+0.04	+0.0000
Asymétrie du fond +0.5%	+0.00	+0.29	+0.0000
Total méthode	**±0.09**	**±0.31**	**±0.0028**

Tableau 10.14: *Bilan des erreurs systématiques affectant la mesure des asymétries et du paramètre de mélange au pic du* Z^0.

	pic−2		pic+2	
	$A_{FB}^{b}(\%)$	$A_{FB}^{c}(\%)$	$A_{FB}^{b}(\%)$	$A_{FB}^{c}(\%)$
Valeur	4.01	−6.68	10.35	15.83
Erreur statistique	±1.64	±2.38	±1.37	±2.00
Erreur systématique	±0.09	±0.54	±0.33	±1.02
Détail des erreurs systématiques				
$\langle x_E \rangle_b - 0.02$	+0.02	−0.24	+0.06	+0.32
$\langle x_E \rangle_c + 0.02$	+0.00	−0.14	−0.20	+0.26
b→ℓ (ACCMM TO ISGWW**)	−0.01	+0.10	−0.09	+0.22
b→ℓ (ACCMM TO ACCMM1)	−0.01	+0.03	+0.15	−0.13
Total modèles	**±0.02**	**±0.29**	**±0.27**	**±0.49**
br(b→ℓ)+0.10%	+0.00	−0.02	−0.01	+0.09
br(b→c→ℓ)+0.25%	−0.01	−0.05	+0.03	−0.05
br(b→$\bar{c}$→ℓ)+0.50%	+0.00	−0.09	−0.06	+0.44
br(b→τ→ℓ)+0.20%	+0.00	−0.04	−0.03	+0.17
br(c→ℓ)+0.50%	+0.01	+0.19	+0.04	−0.49
Total BR	**±0.02**	**±0.22**	**±0.09**	**±0.68**
Efficacités relatives	+0.01	+0.12	+0.04	+0.30
Fraction non direct électrons	+0.01	−0.03	+0.02	+0.07
Fraction non direct muons	+0.00	+0.01	+0.01	+0.00
Composition ($\cos\theta_{Thrust}$)	+0.03	+0.13	+0.08	−0.15
Résolution reconstruction	−0.04	−0.02	−0.10	−0.05
Corrections entrées	−0.01	−0.03	+0.06	+0.01
Total détecteur	**±0.05**	**±0.19**	**±0.14**	**±0.34**
Corrélation $\cos\theta_{Thrust}$	−0.04	−0.20	+0.04	+0.29
Statistique monte carlo	+0.03	+0.09	+0.08	+0.17
Dépendance durée de vie	+0.04	+0.04	+0.04	+0.04
Asymétrie du fond +0.5%	+0.00	+0.28	0.00	+0.33
Total méthode	**±0.06**	**±0.35**	**±0.09**	**±0.47**

Tableau 10.15: *Bilan des erreurs systématiques affectant la mesure des asymétries au voisinage du pic du* Z^0.

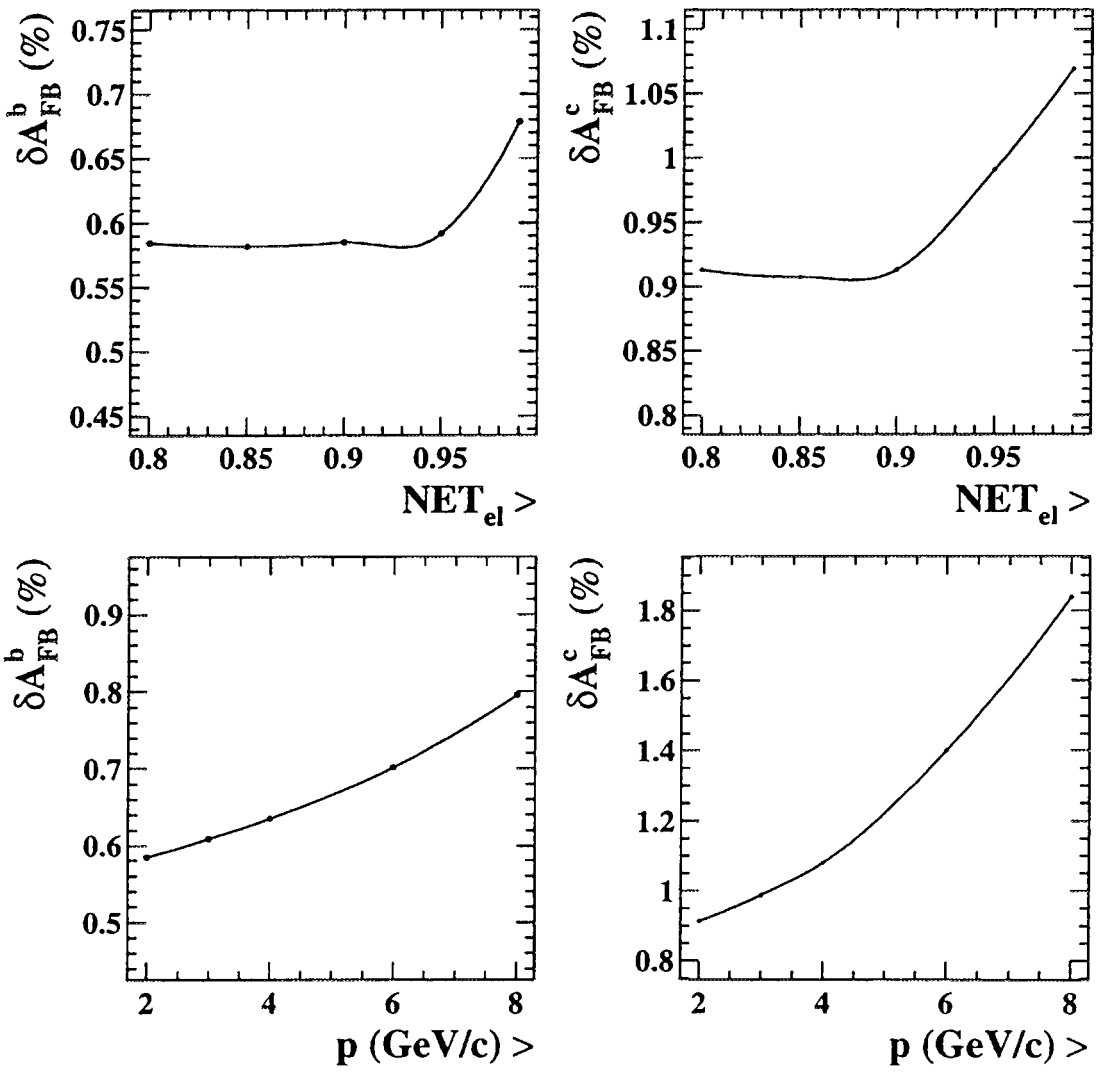


Figure 10.8: *Evolution de l'erreur totale (statistique et systématique) sur la mesure de* A_{FB}^{b} *et* A_{FB}^{c} *à partir de l'échantillon d'électrons en fonction de la coupure sur* NET_{el} *et sur l'impulsion.*

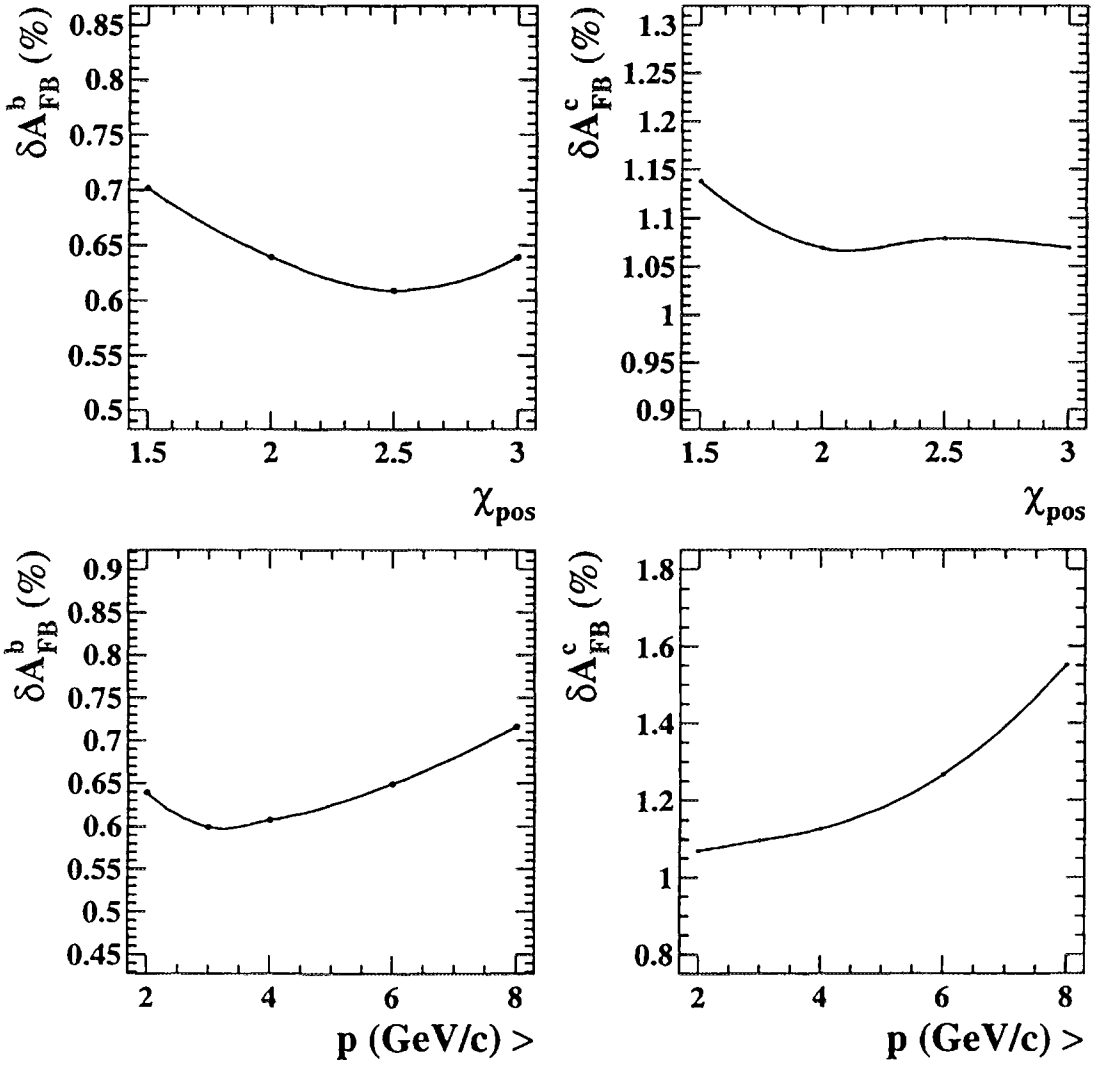


Figure 10.9: *Evolution de l'erreur totale (statistique et systématique) sur la mesure de* A^b_{FB} *et* A^c_{FB} *à partir de l'échantillon de muons en fonction de la coupure sur* χ_{pos} *et sur l'impulsion.*

10.6 Interprétation et discussion des résultats

10.6.1 Comparaison avec les prédictions du Modèle Standard et contrainte sur m_{top}

Les mesures de A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} obtenues pour les trois domaines d'énergie pic−2, pic et pic+2, sont représentées sur la figure 10.10 et comparées aux prédictions du Modèle Standard en fonction de l'énergie $\sqrt{s}$. Toutes les mesures sont, compte tenu de leurs erreurs, en bon accord avec les prédictions théoriques, elles mêmes entachées d'incertitudes assez importantes liées à la valeur de la masse du quark top et du boson de Higgs.

La mesure de A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} au pic du Z^0 fournit également, dans le cadre du Modèle Standard, une mesure indirecte de la masse du quark top (cf chapitre 2). La dépendance des asymétries avant-arrière en fonction de m_{top} est mise en évidence sur la figure 10.11. On notera que dans le Modèle Standard, les asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} restent dans un rapport constant, quelle que soit la valeur des paramètres du Modèle (en particulier quelque soient les masses m_{top} et m_{Higgs}). On obtient :

$$m_{top} = 174 \pm 19(\text{stat}) \pm 10(\text{syst}) \pm 5(\text{théo}) \pm 22(m_{Higgs})\ \text{GeV}/c^2,$$

où la dernière erreur est due à l'incertitude sur la masse du boson de Higgs, et correspond à une variation de m_{Higgs} entre 60 et 1000 GeV. Cette mesure de m_{top}, dont la précision est désormais limitée par l'incertitude sur la masse du boson de Higgs, est en parfait accord avec les mesures directes effectuées récemment auprès du collisionneur $p\bar{p}$ à Fermilab, les résultats combinés de CDF et D0 donnant [18] :

$$m_{top} = 180 \pm 12\ \text{GeV}/c^2.$$

10.6.2 Mesure de $\sin^2\theta_W^{eff}$

Les valeurs des asymétries A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} au pic du Z^0 fournissent une mesure précise de l'angle de mélange électrofaible *effectif*, auquel elles sont reliées, dans l'approximation de Born améliorée, par (cf chapitre 1) :

$$A_{FB}^{0,q} = \frac{3}{4}\,\frac{2(1-4|Q_e|\sin^2\theta_W^{eff})}{1+(1-4|Q_e|\sin^2\theta_W^{eff})^2}\,\frac{2(1-4|Q_q|\sin^2\theta_W^{eff})}{1+(1-4|Q_q|\sin^2\theta_W^{eff})^2} \qquad (10.9)$$

$A_{FB}^{0,q}$ désigne l'asymétrie avant-arrière calculée à $\sqrt{s} = m_Z$ en tenant compte uniquement des effets électrofaibles. Nos mesures de A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} doivent donc être auparavant corrigées des effets QED et QCD, ainsi que du fait que l'énergie moyenne $\langle\sqrt{s}\rangle = 91.24$ GeV des événements utilisés est légèrement supérieure à $m_Z = 91.187$ GeV. Par ailleurs, la relation (10.9) entre $A_{FB}^{0,q}$ et $\sin^2\theta_W^{eff}$ n'est valable que lorsqu'on néglige les contributions du terme d'interférence γZ et du terme QED $\gamma\gamma$, qui doivent par conséquent être soustraites (tableau 10.16).

Les mesures de A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} conduisent ainsi aux valeurs de $\sin^2\theta_W^{eff}$:

$$\sin^2\theta_W^{eff}\ (A_{FB}^{b}) = 0.23309 \pm 0.00075\ (\text{stat}) \pm 0.0036\ (\text{syst}) \pm 0.00018\ (\text{théo})$$
$$\sin^2\theta_W^{eff}\ (A_{FB}^{c}) = 0.23198 \pm 0.00139\ (\text{stat}) \pm 0.0127\ (\text{syst}) \pm 0.00018\ (\text{théo})$$

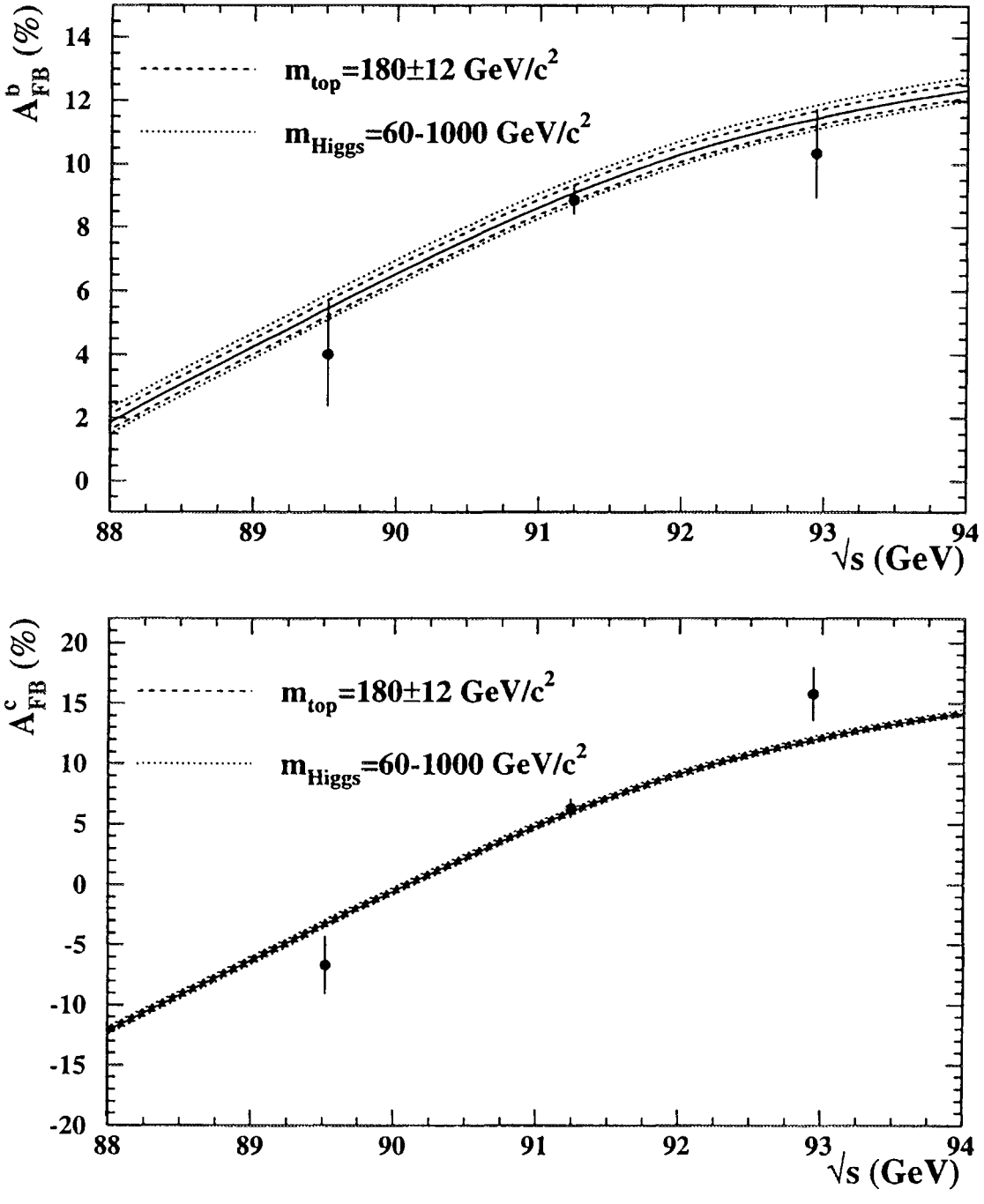


Figure 10.10: *Mesures de A^b_{FB} et A^c_{FB} en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$. La courbe continue correspond à la prédiction du Modèle Standard obtenue pour m_Z=91.187 GeV/c^2, m_{top}=180 GeV/c^2, m_{Higgs}=300 GeV/c^2 et α_s=0.125.*

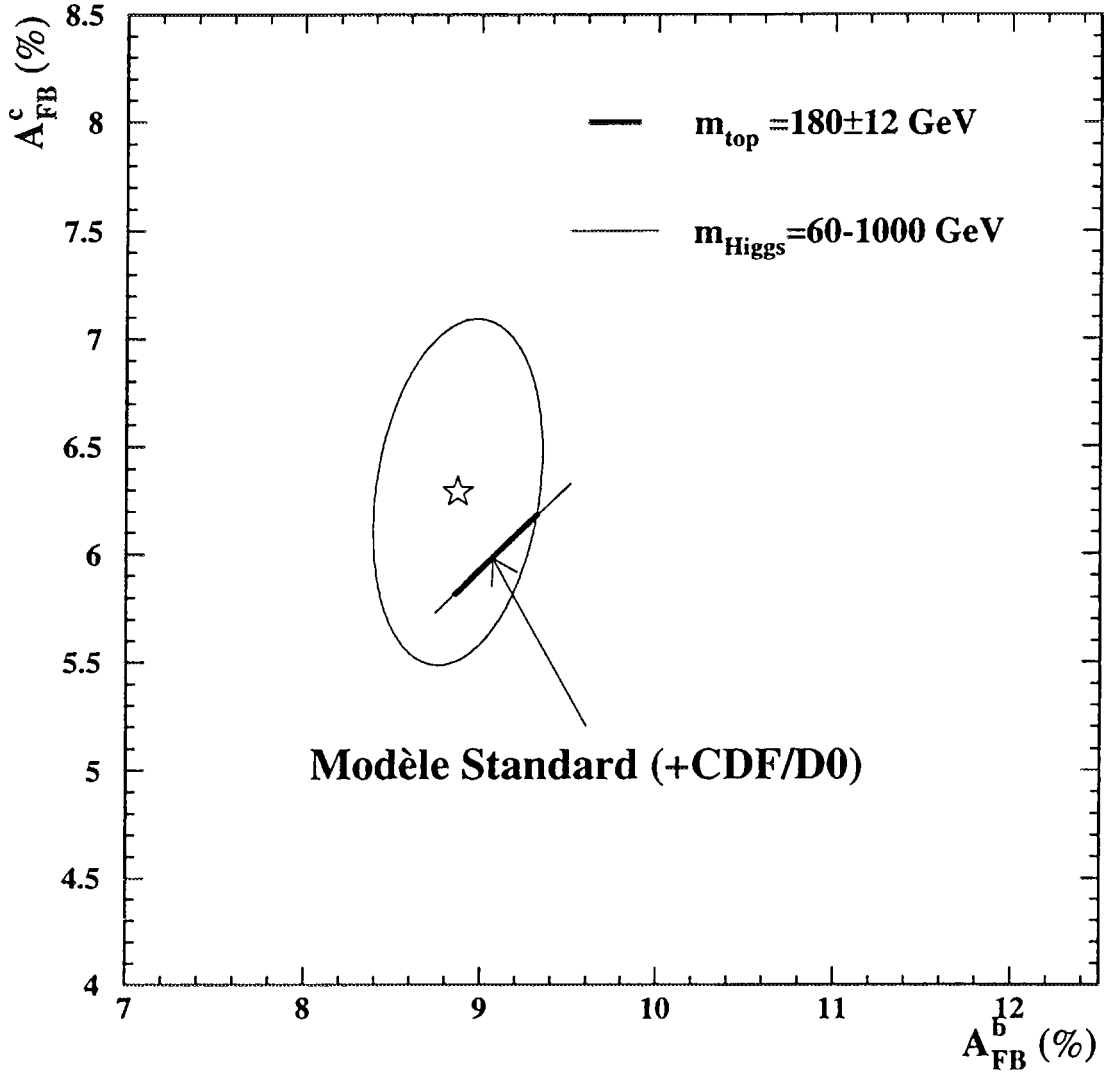


Figure 10.11: *Contour de probabilité correspondant à un écart standard (statistique et systématique) dans le plan* (A^b_{FB}, A^c_{FB}). *Le trait épais correspond à la prédiction du Modèle Standard pour* m_Z=*91.187 GeV/c*^{2}, m_{Higgs}=*300 GeV/c*^{2}, α_s=*0.125 et* m_{top} = 180 ± 12 *GeV/c*^{2}. *Le trait fin est obtenu en fixant* m_{top} = 180 *GeV/c*^{2} *et en faisant varier* m_{Higgs} *entre 60 et 1000 GeV/c*^{2}.

	A_{FB}^{b}	A_{FB}^{c}
Valeur mesurée	8.88	6.29
Corrections QED	+0.40	+1.03
Corrections QCD	+0.32	+0.26
$\sqrt{s} \rightarrow m_Z$	−0.13	−0.34
Contributions $\sigma_{\gamma\gamma}$ et $\sigma_{\gamma Z}$	−0.03	−0.08
$A_{FB}^{0,q}$	9.44	7.16

Tableau 10.16: *Corrections à apporter aux mesures de A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} pour extraire la valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$ (cf chapitre 1).*

où l'erreur théorique provient des incertitudes dans le calcul des corrections QCD affectant A_{FB}^{b} ($\pm 0.10\%$) et A_{FB}^{c} ($\pm 0.08\%$) (cf chapitre 1). La combinaison de ces mesures donne :

$$\sin^2\theta_W^{eff} = 0.23290 \pm 0.00066\,(\text{stat}) \pm 0.0034\,(\text{syst})$$

Ces résultats doivent être comparés à la valeur moyenne des mesures de $\sin^2\theta_W^{eff}$ faites à LEP obtenue en combinant toutes les mesures d'asymétries avant-arrière des quarks b ou c, ou les mesures utilisant les modes de désintégration leptoniques du Z^0 (les asymétries avant-arrière leptoniques et la polarisation du tau) [16] :

$$\begin{aligned}
\sin^2\theta_W^{eff}\,((A_{FB}^{b})_{LEP}) &= 0.23214 \pm 0.00057 \\
\sin^2\theta_W^{eff}\,((A_{FB}^{c})_{LEP}) &= 0.23173 \pm 0.00135 \\
\sin^2\theta_W^{eff}\,(\text{leptons}) &= 0.23160 \pm 0.00049 \\
\Rightarrow \sin^2\theta_W^{eff}\,(\text{LEP}) &= 0.23186 \pm 0.00034
\end{aligned}$$

ainsi qu'à la mesure de $A_{LR}=A_e$ effectuée à SLC :

$$\sin^2\theta_W^{eff}\,((A_{LR})_{SLC}) = 0.23049 \pm 0.00050.$$

Notre mesure de $\sin^2\theta_W^{eff}$ est en accord avec la moyenne des mesures LEP à 1.2 écarts standards (0.9 si on ne compare que les mesures de A_{FB}^{b}), mais sensiblement plus élevée que la mesure de SLD, d'environ 2.6 écarts standards.

On constate que la valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$ extraite des asymétries leptoniques à LEP ne diffère de celle de SLC que par 1.7 écarts standards, alors que si l'on ne considère que les mesures de A_{FB}^{b} (dont la notre), la différence entre la valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$ obtenue à LEP et celle de SLC atteint presque 3 écarts standards, puisque :

$$\sin^2\theta_W^{eff}(A_{FB}^{b}) = 0.23244 \pm 0.00047$$

Faut-il voir ici un simple effet statistique, ou l'indication de la présence d'une nouvelle physique, se manifestant principalement au niveau du vertex $Zb\bar{b}$? Pour essayer d'isoler la contribution de ce vertex, on peut déduire la valeur de l'asymétrie de polarisation A_b (qui ne dépend que des couplages du b au Z^0) à partir de $A_{FB}^{0,b}$, sachant que:

$$A_{FB}^{0,b} = \frac{3}{4} A_b A_e$$

et en utilisant la valeur de A_e obtenue par mesure directe à SLC:

$$A_e = 0.1551 \pm 0.0040$$

Dans ces conditions, la moyenne des mesures de $A_{FB}^{0,b}$ à LEP:

$$A_{FB}^{0,b} = 9.88 \pm 0.28,$$

s'interprète comme une mesure de A_b:

$$A_b \text{ (LEP)} = 0.849 \pm 0.032.$$

mesure (indirecte) qui doit être comparée à la mesure (directe) effectuée à SLC[4]:

$$A_b \text{ (SLC)} = 0.841 \pm 0.053$$

ainsi qu'à la prédiction du Modèle Standard: A_b=0.936. Il apparaît donc, qu'en ce qui concerne A_b seule, les résultats de LEP et de SLC sont parfaitement compatibles, et significativement plus bas que la valeur prédite par le Modèle Standard (de 3.3 écarts standard en combinant LEP+SLC).

10.6.3 Extensions du Modèle Standard

Il est bien sûr tentant de rapprocher cet "éventuel" désaccord entre la mesure de A_b et la prédiction du Modèle Standard, avec un désaccord analogue, observé déjà depuis plusieurs années, et confirmé par les mesures les plus récentes, concernant la valeur de la largeur partielle $\Gamma_{b\bar{b}}$, ou plus précisément du rapport $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$. On sait en effet que la valeur moyenne des mesures de R_b à LEP donne un résultat significativement plus élevé (d'environ 3.1 écarts standards) que la valeur attendue dans le cadre du Modèle Standard [16]:

$$R_b(\text{LEP}) = 0.2205 \pm 0.0016 \qquad \text{alors que: } R_b^{SM} = 0.2155 \text{ (pour } m_{top} = 180 \text{ GeV}/c^2).$$

Parmi les alternatives traditionnelles au Modèle Standard mises au point au cours des dernières décennies, celles qui ont recours à la supersymétrie en constituent des extensions "naturelles" (en particulier le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, MSSM) et sont longtemps apparues comme les plus susceptibles de fournir une explication de ce désaccord. On sait en effet que la présence de particules supersymétriques légères (charginos, neutralinos et s-tops), se couplant au quark b, aurait pour effet d'augmenter sensiblement la valeur de R_b [19], tout en laissant inchangées les autres observables du Modèle Standard, dont les mesures sont en très bon accord avec les prédictions (à condition que les autres s-particules soient hyper-lourdes).

Cette explication se heurte pourtant aujourd'hui à deux difficultés:

[4] Il s'agit de la mesure de l'asymétrie avant-arrière de polarisation du quark b, cf chapitre 1.

- L'analyse des résultats obtenus tout récemment à LEP1.5[5], semble exclure l'existence de particules sypersymétriques de masse inférieure à 65 GeV [20]. Dans ces conditions, les corrections supersymétriques ΔR_b^{susy} (dont l'amplitude croit en raison inverse de la masse des particules supersymétriques) s'avèrent insuffisantes ($\Delta R_b^{susy} < 0.0017$, [21]) pour rendre la prédiction de la valeur de R_b compatible avec la mesure.
- La sypersymétrie joue dans le mauvais sens pour expliquer le "désaccord" relatif à A_b puisqu'elle prédit *nécessairement* une valeur de A_b encore plus élevée que dans le cadre du Modèle Standard [22].

Il existe bien sûr un grand nombre d'autres alternatives au sein desquelles il est toujours possible, par un choix approprié des paramètres, de reproduire plus ou moins les déviations observées (?) à LEP1. Ainsi, un scénario basé sur l'existence d'un Z' lourd ($\sim$ 1 TeV), se couplant fortement aux quarks (un Z' dit "hadrophile"[23]), serait susceptible d'expliquer ces anomalies tout en restant compatible avec les autres mesures. Ce Z' pourrait par ailleurs être à l'origine d'un possible excès d'événements 2 jets à grande masse (> 500 GeV) rapporté tout récemment par CDF [24]. Il n'existe malheureusement aucun moyen naturel d'introduire un tel Z' dans la théorie, si ce n'est de manière purement phénoménologique. Le point intéressant est que cette hypothèse (très spéculative) pourrait être vérifiée à LEP2, puisqu'elle induirait des déviations relatives de l'ordre de 5% sur $\Gamma_{b\bar{b}}$ et 10% sur A_{FB}^b par rapport aux valeurs du Modèle Standard.

On peut également imaginé que le quark top soit en réalité bien plus léger qu'on ne le croit. En effet, comme on l'a vu, R_b et A_{FB}^b décroîssent de façon significative avec m_{top}, de sorte qu'un top de moins de 100 GeV suffirait à rendre pratiquement compatibles prédictions et mesures, à condition toutefois d'introduire de nouvelles particules, pour compenser cet effet parmi les autres observables, et pour expliquer le signal observé par CDF et D0. Ce signal à 180 GeV pourrait ainsi être en réalité le fait d'un quark Q singlet de SU(2), de charge 2/3 [25]. Dans ce scénario le vrai quark top (de masse $m_{top} < m_W$) aurait pu échappé à la détection au Tevatron en se désintégrant de façon dominante dans le mode $t \rightarrow cH^0$. Encore une fois, si une telle hypothèse avait quelque validité, LEP2 devrait être en mesure de voir le quark top (c'est-à-dire de créer le toponium) ainsi qu'un boson de Higgs, ces derniers étant tous deux de masse inférieure à $\sim$ 80GeV.

10.6.4 Le mélange B^0-$\overline{B^0}$

La mesure du paramètre de mélange moyen $\overline{\chi}$ dans le système B^0-$\overline{B^0}$, bien que ne constituant qu'un objectif secondaire dans cette analyse, apporte une contrainte sur la valeur des fréquences d'oscillation Δm_s et Δm_d, ou, de façon équivalente[6], sur les paramètres de mélange χ_d et χ_s, reliés à Δm_s et Δm_d par :

$$\chi_{d,s} = \frac{1}{2}\frac{x_{d,s}^2}{1+x_{d,s}^2} \qquad \text{avec} \qquad x_{d,s} = \tau_{B_{d,s}^0}\Delta m_{d,s}$$

[5]Ce sigle désigne la phase d'opération du LEP pendant laquelle l'énergie des faisceaux a été portée à plus de 65 GeV. Cette phase a eu lieu pendant le mois de novembre 1995, et a permis de moissonner quelques 5.4 pb^{-1} de données à $\sqrt{s}$=130-136 GeV.

[6]A condition de connaitre la durée de vie des particules belles B_s^0 et B_d^0

En effet, $\overline{\chi}$ s'identifie à la somme :

$$\overline{\chi} = f_{B_d^0}\,\chi_d + f_{B_s^0}\,\chi_s \tag{10.10}$$

où $f_{B_d^0}$ et $f_{B_s^0}$ désignent les fractions de mésons B_d^0 et B_s^0 produits dans les événements $b\bar{b}$. $f_{B_s^0}$ est connue par des mesures directes, et vaut : $12 \pm 3\%$, $f_{B_d^0}$ pouvant quant à elle être déduite de la relation :

$$f_{B_d^0} + f_{B_s^0} + f_{B_u^+} + f_{\Lambda_b} = 1$$

En utilisant le fait que $f_{B_d^0} = f_{B_u^+}$ et sachant que $f_{\Lambda_b} = 13 \pm 4\%$, on déduit : $f_{B_d^0} = 37.5 \pm 4\%$. Par l'intermédiaire de la relation (10.10), la mesure de $\overline{\chi}$ fournit une contrainte sur la somme de χ_s et χ_d, qui peut, en prennant $\chi_s = 0.5$, se traduire par une mesure de χ_d:

$$\chi_d = 0.149 \pm 0.018\,(\overline{\chi}) \pm 0.040\,(f_{B_s^0}) \pm 0.016\,(f_{B_d^0})$$

Bien que souffrant d'une large incertitude, cette mesure est en accord avec les mesures directes de la fréquence d'oscillation des mésons B_d^0 à LEP [26] :

$$\chi_d = 0.179 \pm 0.015$$

10.6.5 Comparaison avec les autres mesures

Les mesures faites à OPAL

Les résultats de l'ensemble des mesures des asymétries avant-arrière des quarks b et c effectuées à OPAL sont représentés sur les figures 10.12 et 10.13. Ces résultats ont été obtenu en ayant recours aux trois types de méthode décrits au chapitre 3 :

- la reconstruction des mésons D^*, qui permet une mesure de A_{FB}^c et simultanément, mais avec une précision médiocre, de A_{FB}^b [27, 28].
- la méthode basée sur le calcul de la charge du jet pour identifier la direction prise par le quark ou l'anti-quark, et sur la recherche de vertex secondaires pour l'étiquetage des hadrons beaux. Cette méthode ne se prête qu'à une mesure de A_{FB}^b [29, 30]
- l'identification des leptons directs. Deux mesures utilisant cette méthode sont présentées. Une mesure traditionelle, basée sur un algorithme standard d'identification des électrons et sur l'utilisation des variables p et p_t pour discriminer entre les différentes sources de leptons [31, 32], et la mesure qui fait l'objet de cette thèse.

Aucune des mesures "traditionnelles" d'OPAL ne fait usage des données enregistrées en 1995. Bien que très proche de l'analyse présentée en [33], la mesure décrite dans cette thèse bénéficie d'un certain nombre d'améliorations, ayant trait notamment à l'optimisation des coupures d'identification des leptons ainsi qu'à une utilisation plus judicieuce des événements contenants plus d'un lepton candidat.

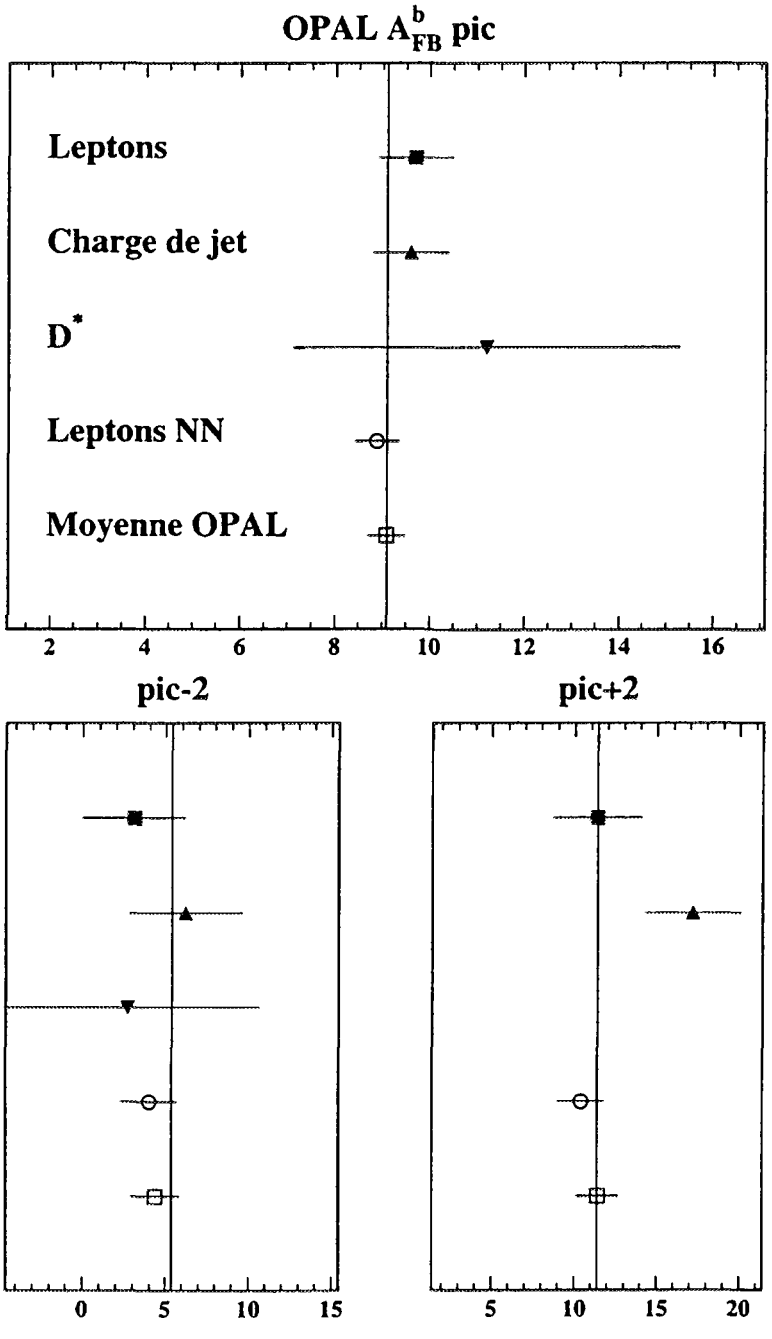


Figure 10.12: *Comparaison des mesures de l'asymétrie avant-arrière du quark b A_{FB}^{b} au pic et au voisinage du pic du Z^0 obtenues à OPAL par trois types d'approches différentes. Toutes ces mesures sont basées sur les données accumulées par OPAL jusqu'à l'année 1994 incluse, à l'exception de la mesure faite dans cette thèse ("leptons NN") qui utilise également les données de 1995. La moyenne OPAL correspond à la moyenne des mesures D*, charge de jet et leptons NN. Les lignes verticales représentent les prédictions du Modèle Standard pour m_{top}=180 GeV/c^2.*

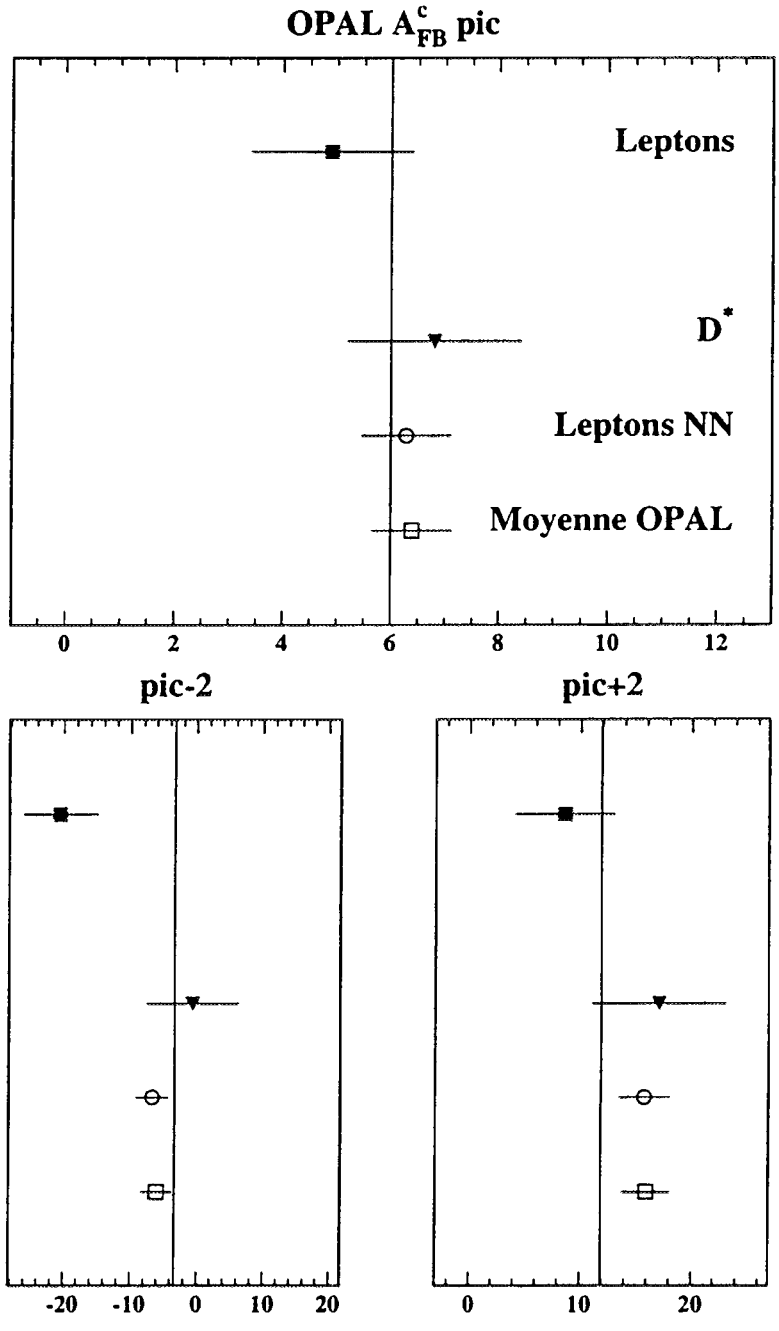


Figure 10.13: *Comparaison des mesures de l'asymétrie avant-arrière du quark b A_{FB}^{b} au pic et au voisinage du pic du Z^0 obtenues à OPAL par 2 types d'approches différentes. Toutes ces mesures sont basées sur les données accumulées par OPAL jusqu'à l'année 1994 incluse, à l'exception de la mesure faite dans cette thèse ("leptons NN") qui utilise également les données de 1995. La moyenne OPAL correspond à la moyenne des mesures* D^* *et leptons NN. Les lignes verticales représentent les prédictions du Modèle Standard pour* $m_{top}=180\ GeV/c^2$.

Les mesures des expériences LEP

Les figures 10.14 et 10.15 permettent de comparer notre mesure de A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} aux mesures les plus récentes effectuées par les quatre expériences LEP [16]. Ces mesures, qui ne font pas toutes usage de la même statistique, sont comme on peut le voir en très bon accord entre elles, ainsi qu'avec les prédictions du Modèle Standard. Nos résultats:

$$A_{FB}^{b} = 8.88 \pm 0.47 \qquad \text{et} \qquad A_{FB}^{c} = 6.29 \pm 0.81$$

sont parfaitement compatibles avec la valeur moyenne des mesures LEP:

$$A_{FB}^{b} = 9.41 \pm 0.30 \qquad \text{et} \qquad A_{FB}^{c} = 6.40 \pm 0.58$$

De même, la valeur du paramètre de mélange $\overline{\chi}$ (figure 10.16) que nous avons obtenue:

$$\overline{\chi} = 0.1158 \pm 0.0069$$

est en bon accord avec la valeur moyenne des mesures faites à LEP [16]:

$$\overline{\chi} = 0.1147 \pm 0.0062$$

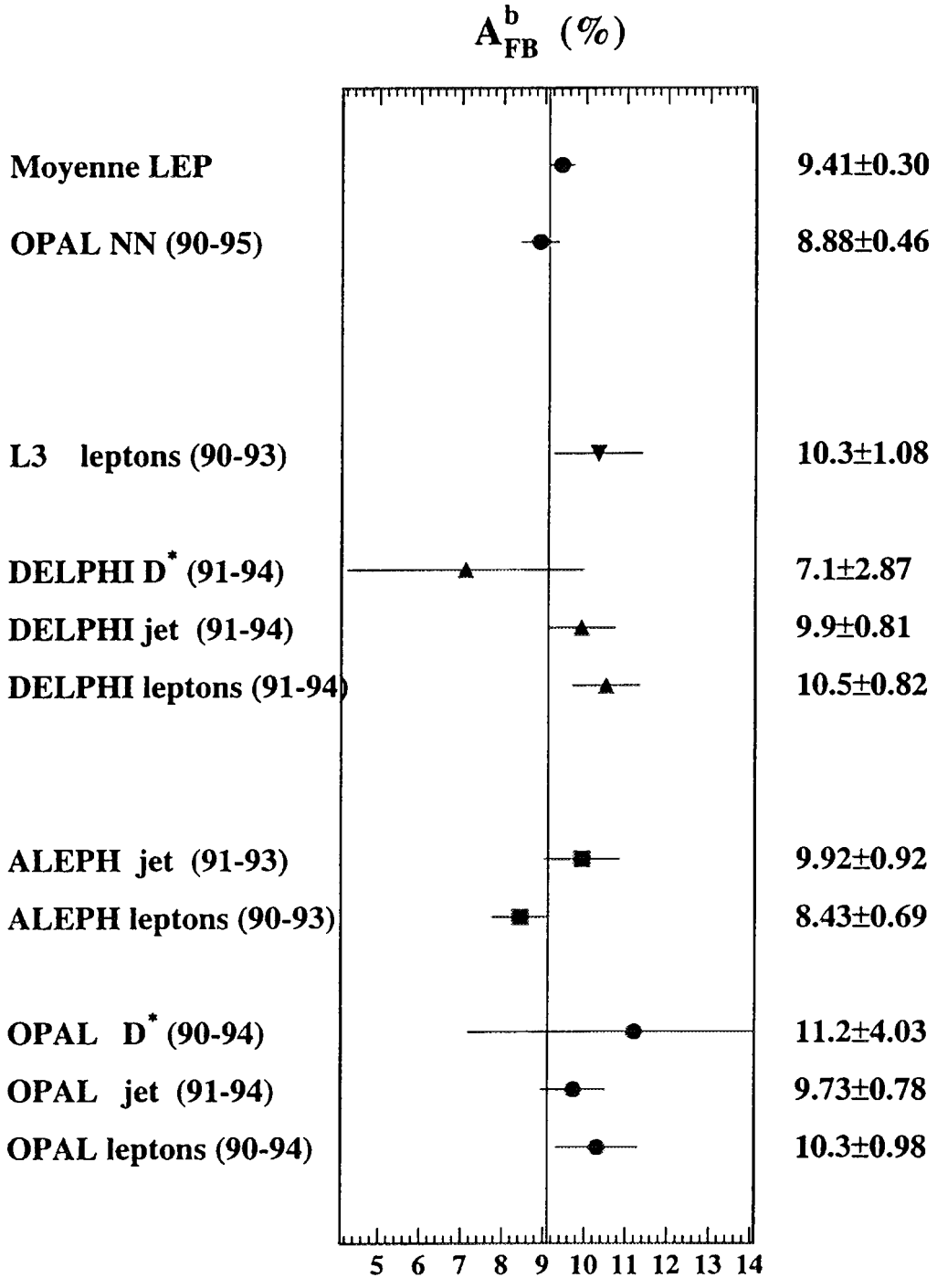


Figure 10.14: *Comparaison des mesures de l'asymétrie avant-arrière du quark b A_{FB}^{b} au pic du Z^0 obtenues par l'ensemble des expériences LEP, toutes méthodes confondues. La "moyenne" LEP est tirée de [16]. La ligne verticale correspond à la prédiction du Modèle Standard pour un quark top de 180 GeV.*

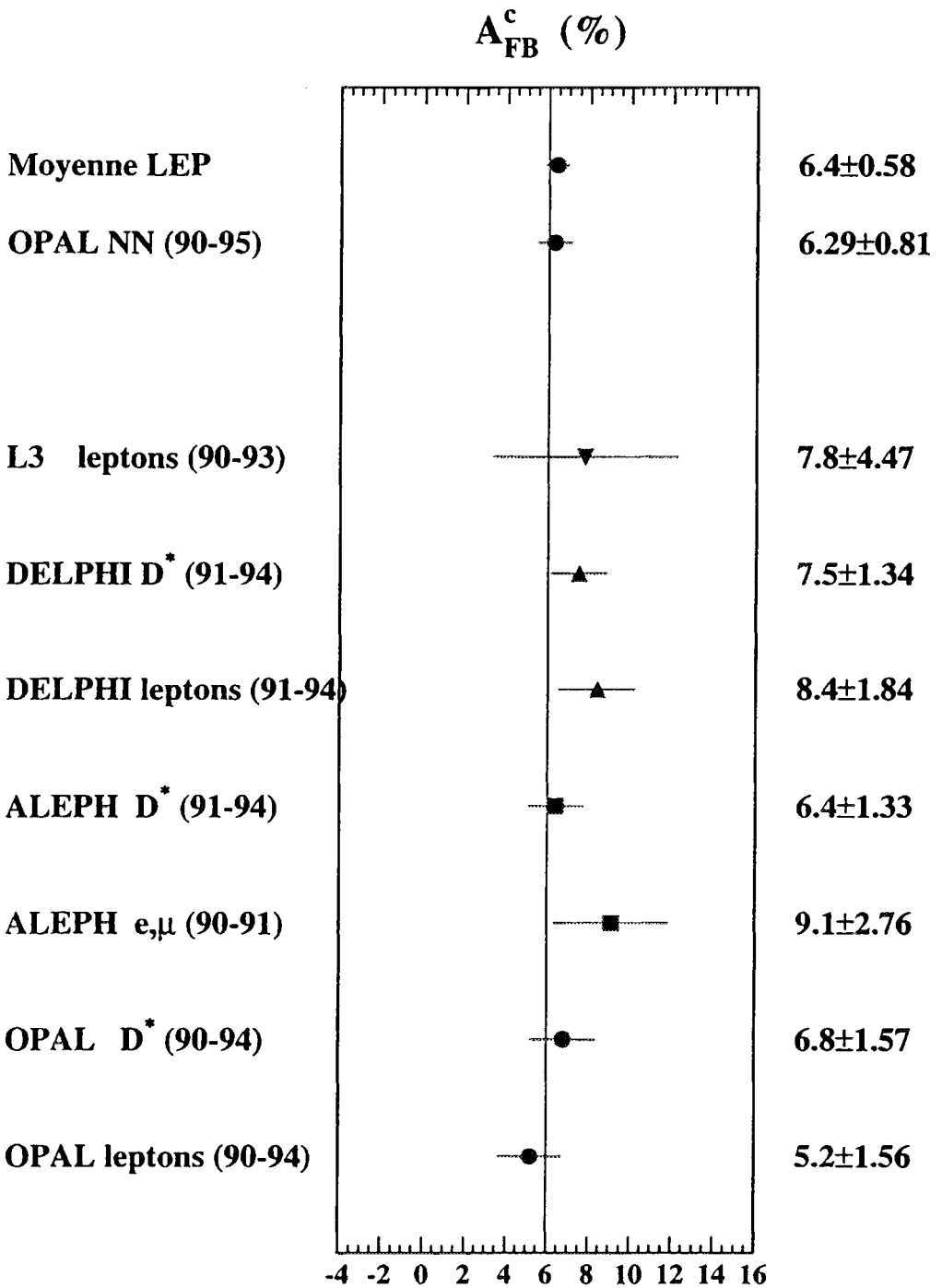


Figure 10.15: *Comparaison des mesures de l'asymétrie avant-arrière du quark c A_{FB}^{c} au pic du Z^0 obtenues par l'ensemble des expériences LEP, toutes méthodes confondues. La moyenne LEP est tirée de [16]. La ligne verticale correspond à la prédiction du Modèle Standard pour un quark top de 180 GeV.*

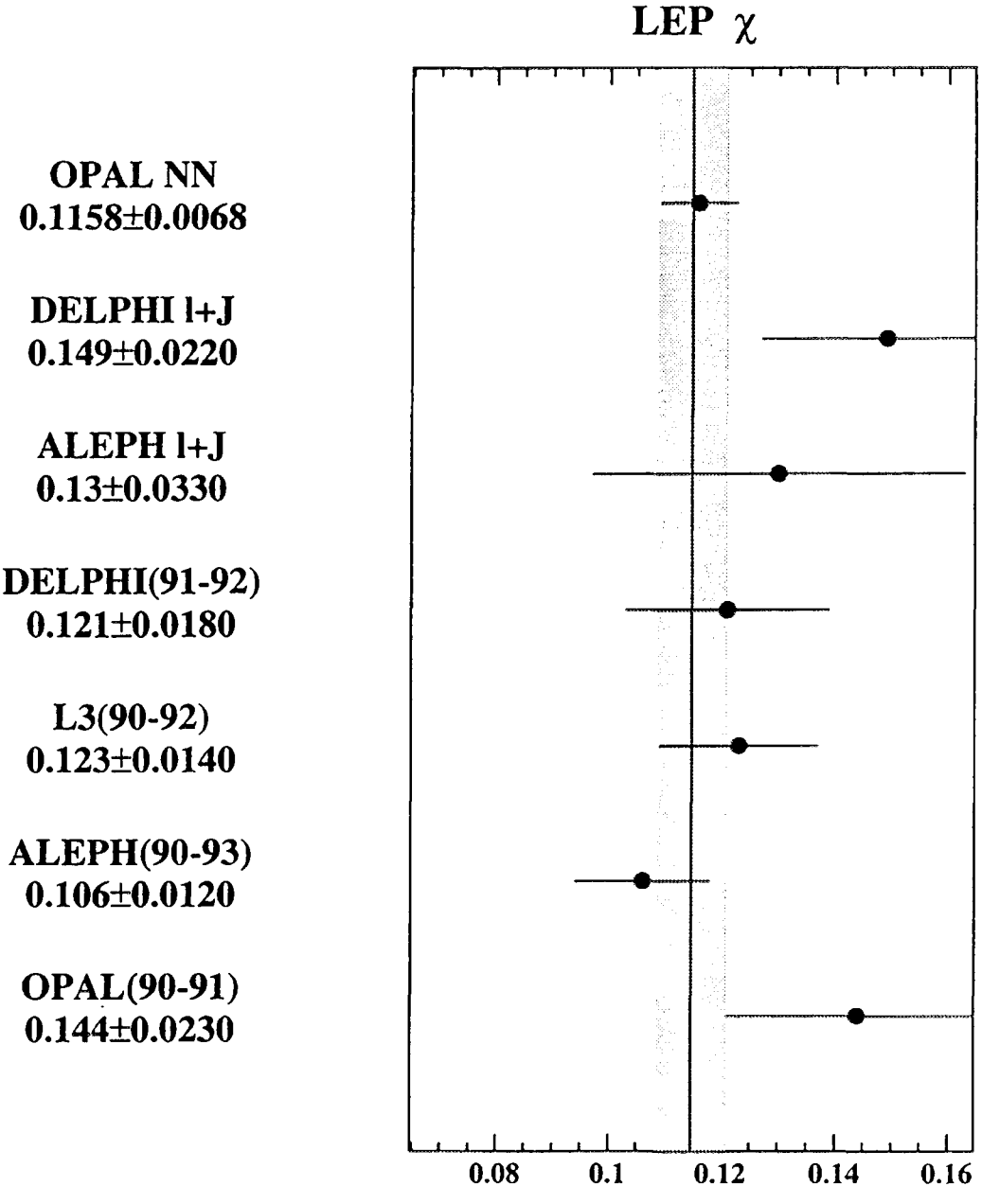


Figure 10.16: *Comparaison des mesures du paramètre de mélange moyen $\overline{\chi}$ obtenues par l'ensemble des expériences LEP [34]. La région hachurée correspond à la valeur moyenne LEP calculée en [16], qui n'utilise que les mesures de mélange basées sur les dileptons.*

Bibliographie

[1] Collaboration OPAL, *Measurement of the* Z^0 *lineshape parameters and the electroweak couplings of charged leptons*, Z. Phys. C **52** (1991) 175.

[2] Pippa Wells, *Jet and Thrust Axis Definitions for b Physics*, Note Technique OPAL TN069.

[3] Collaboration OPAL, R. Akers *et al.*, Z. Phys. **C63** (1994) 197
Louis del Pozo, *Jet Finding with a Cone Algorithm*, Note interne OPAL TN170.

[4] Collaboration OPAL, R. Akers *et al.*, Z. Phys. **C65** (1995) 17;
Bob Kowalewski, *Study of lifetime tagging of b hadrons in OPAL*, Note Technique OPAL, TN181.

[5] Hervé Lafoux, *Update of the Neural Electron ID*, note interne OPAL TN317, 15 septembre 1995.

[6] Hervé Lafoux, *A Neural Conversion Finder*, note interne OPAL TN290, 30 mars 1995.

[7] Collaboration OPAL, R. Akers *et al.*, Z. Phys. **C65** (1995) 17;
Dave Charlton, *Muon Identification Efficiency and Background for 1990 to 1992 Pass-5 and 1993 Pass-3 Data*, note interne OPAL TN239, 28 juin 1994.

[8] T. Sjöstrand, *JETSET 7.3: physics and manual*, CERN-TH/92-6488;
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- *Physics*, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347.

[9] Collaboration OPAL, P. Acton *et al.*, Z. Phys. **C58** (1993) 387.

[10] D. Bardin *et al.*, *An Analytical Program for Fermion Pair Production in* e^+e^- *Annihilation*, CERN-TH 6443/92, mai 1992.

[11] Les expériences LEP ALEPH, DELPHI, L3, et OPAL, *Combining Heavy Flavour Electroweak Measurements at LEP*, CERN-PPE/95-017, soumis à Nucl. Inst. Meth.

[12] CLEO Collaboration, D. Bortoletto *et al.*, Phys. Rev. **D45** (1992) 21.

[13] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. **B278** (1992) 202.

[14] ALEPH, D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **B298** (1993) 479.

[15] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1.

[16] Les collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, et le LEP Electroweak Working Group, *A combination of Preliminary LEP Electroweak Results and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE/95-172, 24 novembre 1995.

[17] B. King, *A New Routine for Global Track Smearing of OPAL Monte Carlo Event Samples*, note interne OPAL TN295, 21 avril 1995.

[18] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626;
D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.

[19] A. Dabelstein, W. Hollik, W. Mösle, *Z Boson Observables in the MSSM*, KA-THEP-5-1995.

[20] Collaboration OPAL, *Search for Chargino and Neutralino Production Using the OPAL Detector at $\sqrt{s}$= 130-136 GeV at LEP*, note interne PN202, à paraitre dans Phys. Lett. **B**.

[21] J. Ellis, J. Jorge, D.V. Nanopoulos, *Supersymmetry and* R_b *in the light of LEP1.5*, CERN-TH/95-314.

[22] P. Chankowski, S. Potorski, *Precision Tests of the MSSM*, IFT-95/5.

[23] P. Chiappetta, J. Layssac, F. Renard et C. Verzegnassi, *Hadrophilic Z': a bridge from LEP1, SLC and CDF to LEP2 anomalies*, PM/96-05, janvier 1996.

[24] E. Buckley-Geer, FERMILAB-Conf-95/316-E (1995), Conférence HEP-EPS95, Bruxelles.

[25] G. Bhattacharyya, G. Branco, W. Hou, R_b-R_c *Crisis and New Physics*, CERN-TH/95-326.

[26] P. S. Wells, B^0-$\overline{B^0}$ *mixing from* e^+e^- *colliders*, conférence HEP-EPS95, Bruxelles, juillet 1995.

[27] Collaboration OPAL, *A Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of* $e^+e^-\to c\bar{c}$ *and* $e^+e^-\to b\bar{b}$ *at Centre of Mass Energies on and near the* Z^0 *peak using* $D^{*\pm}$ *Mesons*, R. Akers *et al.*, Z. Phys. **C60** (1993) 601.

[28] Collaboration OPAL, *A Measurement of the Charm and Bottom Forward-Backward Asymmetry using D Mesons with the OPAL Detector at LEP*, contributed paper to EPS-HEP-95 Brussels, **eps0290**, note interne PN183, 17 juillet 1995.

[29] Collaboration OPAL, *A Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of* $e^+e^-\to b\bar{b}$ *by Applying a Jet Charge Algorithm to Lifetime Tagged Events*, R. Akers *et al.*, Z. Phys. **C67** (1995) 365.

[30] Collaboration OPAL, *A Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of* $e^+e^-\to b\bar{b}$ *Applying a Jet Charge Algorithm and Lifetime Tagged Events*, note interne PN168, 28 février 1995.

[31] Collaboration OPAL, *The Forward-Backward Asymmetry of* $e^+e^-\to b\bar{b}$ *and* $e^+e^-\to c\bar{c}$ *and Using Leptons in Hadronic Z0 Decays* P. Acton *et al.*, Z. Phys. **C60** (1993) 19.

[32] Collaboration OPAL, *Measurement of the Forward-Backward Asymmetries of* $e^+e^- \to Z^0 \to b\bar{b}$ *and* $e^+e^- \to Z^0 \to c\bar{c}$ *from Events Tagged by a Lepton, including 1994 data*, contributed paper to EPS-HEP-95 Brussels, **eps0279**, Note interne PN165, 27 février 1995.

[33] Collaboration OPAL, *Measurement of Heavy Quark Forward-Backward Asymmetries and Average B Mixing Using Leptons in Multihadronic Events*, CERN-PPE/95-179, 8 décembre 1995, version revue et corrigée le 8 février 1996.

[34] Collaboration OPAL, Z. Phys. **C60** (1993) 199;
L3, Phys. Lett. **B335** (1994) 542;
DELPHI, Phys. Lett. **B332** (1994) 488;
DELPHI, Phys. Lett. **B332** (1994) 459;
M. Jimack, *Review of b-hadron physics at LEP*, XXX^{eme} Rencontres de Moriond, 11-18 mars 1995.

Conclusion

A partir de l'ensemble des données accumulées par OPAL au cours de la première phase de fonctionnement du LEP, nous avons mesuré l'asymétrie avant-arrière des quarks b et c au voisinage du pic du Z^0. Partant d'une méthode traditionelle, basée sur la détection des leptons produits dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds, notre but a été de tenter d'optimiser chaque étape de la mesure, en mettant en oeuvre les algorithmes les plus appropriés. Le recours aux réseaux de neurones artificiels s'est en particulier avéré d'une grande utilité lorsque le problème à résoudre impliquait la prise en compte simultanée de multiples sources d'informations, d'origine et de nature très variées.

Nos résultats :

$$A_{FB}^{b} = (\ 4.0 \pm 1.6\ \pm 0.1\ )\% \quad A_{FB}^{c} = (-6.7 \pm 2.4\ \pm 0.5\ )\% \quad \text{à } \langle\sqrt{s}\rangle = 89.44 \text{ GeV},$$
$$A_{FB}^{b} = (8.88 \pm 0.42 \pm 0.20)\% \quad A_{FB}^{c} = (\ 6.29 \pm 0.60 \pm 0.55)\% \quad \text{à } \langle\sqrt{s}\rangle = 91.24 \text{ GeV},$$
$$A_{FB}^{b} = (10.3 \pm 1.4\ \pm 0.3\ )\% \quad A_{FB}^{c} = (\ 15.8 \pm 2.0\ \pm 1.0\ )\% \quad \text{à } \langle\sqrt{s}\rangle = 92.89 \text{ GeV},$$

sont en bon accord avec ceux des autres mesures effectuées à LEP et compatibles avec les prédictions du Modèle Standard pour un quark top de 174 ± 31 GeV/c^2 et un boson de Higgs de masse comprise entre 60 et 1000 GeV/c^2.

Indépendamment de la masse du quark top, la mesure des asymétries avant-arrière A_{FB}^{b} et A_{FB}^{c} s'interprète dans le cadre du Modèle Standard comme une mesure de l'angle de mélange électrofaible $\sin^2\theta_W^{eff}$. Il apparaît que la valeur de $\sin^2\theta_W^{eff}$ déduite des mesures de A_{FB}^{b} à LEP est sensiblement plus élevée (de 3 écarts standards) que celle extraite de la mesure de l'asymétrie gauche-droite A_{LR} en faisceaux e^+e^- polarisés obtenue à SLC. Cet apparent désaccord, mis en relation avec un désaccord du même ordre observé dans la mesure de la largeur partielle R_b, pourrait, s'il se confirmait, être l'indice de la contribution de processus nouveaux, non prédits par le Modèle Standard, et affectant préférentiellement l'intensité des couplages électrofaibles du quark b au Z^0.

Les extensions traditionelles du Modèle Standard, dont la plus naturelle, ou du moins la plus populaire, est la supersymétrie, ne semblent pas à l'heure actuelle être en mesure de proposer une explication satisfaisante de ces éventuels désaccords. Certes des solutions ad-hoc, faisant intervenir de nouvelles particules non encore detectées aux propriétés bien spécifiques sont toujours envisageables, mais il faut bien avouer que celles ci n'ajoutent rien à la simplicité ni à la beauté du modèle original.

Quoi qu'il en soit, il est très probable que toute modification apportée au Modèle Standard permettant d'expliquer les anomalies observées à LEP1 aura des répercussions importantes à LEP2. D'ores et déjà les récents résultats de LEP1.5 ont permis de remettre en question l'intérêt

des modèles supersymétriques. Il importe certes toujours de raffiner les mesures à partir des données de LEP1, de façon à éventuellement confirmer ces anomalies, et l'on doit rester attentif aux résultats encore à venir de SLC, mais il ne serait guère surprenant que ce soit LEP2 qui nous livre, le premier, la solution du mystère...

Résumé

A partir de l'ensemble des données accumulées par OPAL au cours de la première phase de fonctionnement du LEP, baptisée LEP1, nous avons mesuré l'asymétrie avant-arrière des quarks b et c au voisinage du pic du Z^0. La méthode de mesure utilisée, basée sur la détection et l'identification des leptons produits dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds, a été optimisée en ayant recours à des réseaux de neurones artificiels chaque fois que cela était nécessaire, c'est-à-dire chaque fois que le problème à résoudre impliquait la prise en compte simultanée d'un grand nombre d'informations. Nos résultats :

$A^b_{FB} = (\ 4.0 \pm 1.6\ \pm 0.1\ )\%$ $A^c_{FB} = (-6.7 \pm 2.4\ \pm 0.5\ )\%$ à $\langle\sqrt{s}\rangle = 89.44$ GeV,
$A^b_{FB} = (8.88 \pm 0.42 \pm 0.20)\%$ $A^c_{FB} = (\ 6.29 \pm 0.60 \pm 0.55)\%$ à $\langle\sqrt{s}\rangle = 91.24$ GeV,
$A^b_{FB} = (10.3 \pm 1.4\ \pm 0.3\ )\%$ $A^c_{FB} = (\ 15.8 \pm 2.0\ \pm 1.0\ )\%$ à $\langle\sqrt{s}\rangle = 92.89$ GeV,

sont en bon accord avec ceux des autres mesures effectuées à LEP et compatibles avec les prédictions du Modèle Standard pour un quark top de 174 ± 31 GeV/c^2 et un boson de Higgs de masse comprise entre 60 et 1000 GeV/c^2.

Abstract

Using all data collected by OPAL during the first phase of LEP operation, called LEP1, we have measured the b and c quark forward-backward asymmetries on and around the Z^0 peak. The measurement, which is based on prompt leptons produced in semileptonic decays of heavy quarks, has been optimized using artificial neural networks whenever necessary, that is whenever the problem to solve implied taking into account simultaneously a large number of parameters. Our results:

$A^b_{FB} = (\ 4.0 \pm 1.6\ \pm 0.1\ )\%$ $A^c_{FB} = (-6.7 \pm 2.4\ \pm 0.5\ )\%$ at $\langle\sqrt{s}\rangle = 89.44$ GeV,
$A^b_{FB} = (8.88 \pm 0.42 \pm 0.20)\%$ $A^c_{FB} = (\ 6.29 \pm 0.60 \pm 0.55)\%$ at $\langle\sqrt{s}\rangle = 91.24$ GeV,
$A^b_{FB} = (10.3 \pm 1.4\ \pm 0.3\ )\%$ $A^c_{FB} = (\ 15.8 \pm 2.0\ \pm 1.0\ )\%$ at $\langle\sqrt{s}\rangle = 92.89$ GeV,

are compatible with other LEP measurements and with the Standard Model predictions for a top quark of 174 ± 31 GeV/c^2 and a Higgs boson mass between 60 and 1000 GeV/c^2.

Mot clés : LEP - OPAL - Asymétrie avant-arrière - quark b - Réseaux de neurones.
Key words: LEP - OPAL - Forward-backward asymmetry - b quark - Neural networks.