

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00068927

THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du
DIPLOME de DOCTORAT
(arrêté du 30.3.1992)

par

ZACH François

Mesure du temps de vie du méson B_s^0 et étude de ses oscillations temporelles par le détecteur DELPHI au LEP

Soutenue le 10 Mai 1996
devant la Commission d'Examen

Jury :	Mme	M.B.	Gavela	
	M.	J.E.	Augustin	
	M.	D.	Decamp	
	M.	A.	Falvard	Rapporteur
	M.	L.	Fayard	Rapporteur
	M.	G.	Smadja	

229006

A mes amis,

à ma famille,

à Nathalie.

Je tiens à remercier Monsieur Jean-Pierre BURQ de m'avoir accueilli au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je veux remercier aussi Monsieur Gérard SMADJA qui a dirigé cette thèse avec beaucoup d'entrain et de dynamisme, son enthousiasme qu'il m'a communiqué et les encouragements qu'il n'a cessé de me témoigner tout au long de mon travail. Depuis mes débuts dans DELPHI jusqu'à la correction de la thèse, sa disponibilité et ses connaissances m'ont été très bénéfiques et je lui en suis très reconnaissant.

Messieurs Louis FAYARD et Alain FALVARD pour l'attention qu'ils ont portée sur mon travail et les remarques qui ont largement contribué à la finalité de cette thèse.

Madame Maria Belen GAVELA, Messieurs Jean-Eudes AUGUSTIN et Daniel DE-CAMP qui ont accepté de participer au jury.

Aux membres du groupe DELPHI de Lyon, je voudrais témoigner toute mon admiration pour la patience sans limite qu'ils m'ont témoignée. Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur Imad LAKTINEH sans lequel je n'aurais pu mener à bien tous les développements de cette thèse, pour sa disponibilité, ses encouragements et les discussions instructives que nous avons eues. Je remercie également les autres membres du groupe DELPHI qui m'ont souvent permis par d'intéressantes discussions de voir sous un autre aspect les problèmes que je pouvais rencontrer.

Je tiens aussi à remercier un membre du groupe DELPHI de Lyon que d'autres activités ont appelé sur Paris, Monsieur Pascal VINCENT, qui, par ses connaissances informatiques et d'analyse des données, m'a très souvent permis de gagner un temps précieux.

Je tiens maintenant à remercier, pour l'aide et le soutien moral qu'ils m'ont apporté pendant la période où j'ai eu des problèmes de santé, de nouveau Monsieur Pascal VINCENT, ainsi que tous mes amis, membres des différents groupes de recherche à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Que toutes les personnes qui m'ont aidé dans ces moments difficiles, sachent que je leur en suis à tout jamais reconnaissant.

Sommaire

Introduction	1
I L'expérience DELPHI au LEP	3
I.1 Le LEP, Large Electron Positron collider:	3
I.2 DELPHI, DEtector with Lepton Photon Hadron Identification:	6
I.2.1 Les détecteurs de particules chargées:	6
I.2.1.a Le détecteur de micro-vertex (VD)	8
I.2.1.b Le détecteur interne (ID)	10
I.2.1.c La chambre à échantillonnage temporel (TPC)	10
I.2.1.d Le détecteur d'images annulaires Cherenkov (RICH)	13
I.2.1.e Le détecteur externe (OD)	15
I.2.1.f Les chambres à muons (MUF et MUB)	15
I.2.1.g Les chambres avant (FCA et FCB)	17
I.2.1.h Les compteurs à scintillation (TOF et HOF)	17
I.2.2 Les calorimètres	17
I.2.2.a Le calorimètre électromagnétique (HPC et FEMC)	18
I.2.2.b Le calorimètre hadronique (HCAL)	18
I.2.2.c Les luminomètres (SAT et VSAT)	19
I.3 Le déclenchement de l'acquisition	20
I.3.1 Les quatre niveaux	20
I.3.2 L'acquisition	21
I.3.3 La chaîne de reconstruction	22
I.3.4 La zone d'interaction	22
I.3.5 La simulation	23
I.4 TPC et RICH, les outils principaux:	23
I.4.1 Introduction	23
I.4.2 L'ionisation des traces chargées dans la TPC	24
I.4.3 L'effet Cherenkov	27
I.4.3.a Principe	27
I.4.3.b Méthode d'identification	29
I.4.4 L'identification des hadrons	29
I.5 Le futur de DELPHI:	30
II La physique de la beauté au LEP	32
II.1 Introduction	32
II.2 Le Modèle Standard	34
II.2.1 Le lagrangien électrofaible	34

II.2.2	Le mécanisme de Higgs	35
II.2.3	L'origine des masses	36
II.2.4	La matrice CKM	38
II.3	Les désintégrations faibles des mésons beaux	41
II.3.1	La production du quark b	41
II.3.2	Production des hadrons beaux au LEP	42
II.3.2.a	Événements produits au LEP	42
II.3.2.b	Hadronisation	43
II.3.2.b.i	Phase perturbative : les gerbes de partons	44
II.3.2.b.ii	Phase non-perturbative : le modèle des cordes	44
II.3.2.b.iii	Contenu d'un événement hadronique	45
II.3.2.c	Quels hadrons beaux observables au LEP ?	46
II.3.3	Désintégration faible de la beauté	47
II.3.3.a	Largeur de désintégration non-leptonique	49
II.3.3.b	Largeur de désintégration semi-leptonique	51
II.3.3.c	Mesure des temps de vie des hadrons beaux	53
II.3.4	Le méson B_s^0 au LEP	53
II.4	Etude du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$	54
II.4.1	Introduction	54
II.4.2	Formalisme de base du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$	55
II.4.2.a	Base théorique	55
II.4.2.b	Dépendance en temps et mélange	57
II.4.2.c	Implications des diagrammes en boîtes sur les mélanges $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ et $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$	59
II.5	Les désintégrations faibles des mésons charmés	63
II.5.1	Le modèle du quark spectateur	63
II.5.2	Le modèle de factorisation	66
II.5.3	Utilisation des règles de somme	68
III	Recherche des processus $D_s \rightarrow \phi \pi$, $D_s \rightarrow K^{*0} K$ et $D_s \rightarrow \pi \pi \pi$	70
III.1	Introduction	70
III.2	Sélection des traces chargées	71
III.3	Sélection des événements hadroniques	72
III.4	Identification des particules	73
III.4.1	Sélection des D^*	73
III.4.2	Sélection des K^0	75
III.4.3	Identification des hadrons dans DELPHI	79
III.5	Canal de désintégration du $D_s \rightarrow \phi \pi$	79
III.5.1	Reconstruction du $D_s \rightarrow \phi \pi$	82
III.5.2	Résultats sur les données 1992 - 1994	85
III.5.3	Efficacité de reconstruction des D_s	87
III.5.4	Mesure de la section efficace de production du D_s	88
III.5.5	Erreurs systématiques	89
III.5.6	Résultat final et comparaison	90
III.6	Canal de désintégration du $D_s \rightarrow K^{*0} K$	91
III.6.1	Reconstruction du $D_s \rightarrow K^{*0} K$	92
III.6.2	Traitement de la réflexion	93

III.6.3	Résultats sur les données 1992 - 1994	94
III.6.4	Efficacité de reconstruction des D_s	96
III.6.5	Efficacité d'identification	96
III.6.6	Mesure de la section efficace de production du D_s et du rapport $\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$	98
III.6.7	Erreurs systématiques	99
III.6.8	Résultat final et comparaison	99
III.7	Canal de désintégration du $D_s \rightarrow \pi \pi \pi$	100
III.7.1	Reconstruction du $D_s \rightarrow \pi \pi \pi$	101
III.7.2	Résultats sur les données 1992 - 1994	101
III.7.3	Efficacité de reconstruction des D_s	102
III.7.4	Efficacité d'identification	103
III.7.5	Mesure de la section efficace de production du D_s et du rapport $\frac{Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$	104
III.7.6	Erreurs systématiques	105
III.7.7	Résultat final et comparaison	106
III.8	Conclusion	106
IV	Mesures de la durée de vie des mésons beaux et du méson B_s^0	109
IV.1	Introduction	109
IV.2	Détermination du temps de vie	109
IV.2.1	Méthode	110
IV.2.2	Paramétrisation de l'impulsion du B	111
IV.2.3	Impulsion du méson D_s	111
IV.2.4	Evaluation du rapport $c\bar{c}/b\bar{b}$	112
IV.3	Application sur les données 1992 à 1994	118
IV.4	Tests de validité sur la simulation	121
IV.4.1	Simulation $c\bar{c}$	121
IV.4.2	Simulation $b\bar{b}$	122
IV.4.3	Simulation $q\bar{q}$	123
IV.4.4	Simulation et temps de vie du B_s^0	124
IV.5	Temps de vie des hadrons beaux	125
IV.5.1	Evaluation du rapport $c\bar{c}/b\bar{b}$	125
IV.5.2	Détermination du temps de vie	125
IV.5.3	Systématiques	126
IV.5.4	Résultats	128
IV.6	Temps de vie du méson B_s^0	129
IV.6.1	Estimation du rapport $\frac{B_s}{B_{u,d}}$	129
IV.6.2	Temps de vie du B_s^0	130
IV.6.3	Systématiques	130
IV.6.4	Résultats	132
IV.7	Conclusion	133
V	Vers les oscillations $B_s^0 \bar{B}_s^0$	139
V.1	Introduction	139
V.2	Outils pour estimer x_s	140
V.2.1	Etiquetage des événements	140

V.2.1.a	Différentes sources de mésons D_s	140
V.2.1.b	Méthode dite de la Charge du Jet	143
V.2.1.c	Simulation	143
V.2.1.d	Contributions à la Charge du Jet des différents mésons beaux	145
V.2.2	Reconstruction de la distance de vol	146
V.2.2.a	Méthode	146
V.2.2.b	Contrôle sur la simulation	147
V.2.3	Reconstruction de l'impulsion du méson beau	150
V.2.4	Conclusion sur le temps de vie reconstruit	151
V.3	Estimation de x_s	152
V.3.1	Principe de la mesure	153
V.3.2	Contrôle sur la simulation	154
V.3.3	Application aux données	158
V.3.3.a	Canal $\phi \pi$	158
V.3.3.b	Canal $K^{*0} K$	159
V.3.3.c	Rapports signal sur bruit	159
V.3.4	Définition d'une limite en x_s	163
V.3.4.a	Longueur de décorrélation	163
V.3.4.b	Définition d'une limite	164
V.3.4.c	Comparaison données-simulation	167
V.4	Conclusion sur les oscillations	167
Conclusion.		171
A Etude de la résolution dans les données.		174
A.1	Sélection des événements et des traces.	174
A.2	Etude sur les données 1994	176
A.3	Résolution sur la longueur de vol.	176
B Probabilité de fragmentation d'un quark c ou b en un méson D_s		186
Bibliographie		196
Liste des figures		200

Introduction

Le Modèle Standard des interactions fortes et électrofaibles est devenu le pilier théorique de la physique des particules depuis que le LEP, qui a débuté en 1989, a permis de vérifier l'exactitude de ses prédictions avec une précision élevée. Néanmoins, malgré ses succès éclatants, certaines régions du Modèle Standard restent dans l'ombre. En premier lieu, la génération des masses des particules, en particulier des fermions, reste inélégante et son origine n'est pas réellement expliquée. C'est pour tenter de mieux comprendre les mécanismes qui sont à l'origine des masses des particules que la recherche du boson de Higgs est actuellement l'objectif majeur de la physique des particules expérimentale, en particulier avec le projet LHC. Le second problème plus technique concerne l'utilisation à basse énergie de la partie du modèle décrivant l'interaction forte, domaine où la méthode perturbative n'est plus applicable. Ce problème qui concerne la physique hadronique est activement étudié grâce aux hadrons lourds, et en particulier les hadrons beaux, car il peut être alors simplifié grâce à certaines symétries. La physique de la beauté est donc à l'heure actuelle un champ de recherche particulièrement actif et devrait encore continuer à l'être pendant plusieurs années grâce aux futures usines à B .

Parmi la physique de la beauté, la mesure des durées de vie des hadrons beaux et des oscillations temporelles des mésons beaux est devenue un objectif important pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les durées de vie individuelles sont utilisées pour la détermination d'éléments de la matrice de mélange, qui sont souvent des paramètres du Modèle Standard reliés au problème des masses. Une autre raison est que la hiérarchie de ces durées de vie est prédite par différents modèles phénoménologiques. Ainsi, la mesure précise de ces durées de vie devrait permettre de confirmer ou d'infirmer ces modèles et donc de mieux comprendre le comportement non-perturbatif des interactions fortes.

Lorsqu'en 1977 on observe à Fermilab une résonance de masse à $9.5 \text{ GeV}/c^2$, celle-ci est très vite interprétée comme un état lié $b\bar{b}$. C'est la première mise en évidence expérimentale du quark beau dont l'existence avait été proposée par la théorie. En effet, la présence d'une troisième famille constituée des quarks beau et top permet de décrire la violation de la symétrie CP par le Modèle Standard grâce au formalisme de la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Depuis l'ouverture du LEP, c'est un nouveau champ d'investigation de la physique de la beauté qui s'est ouvert. Avec 22 % des désintégrations hadroniques qui ont lieu en une paire $b\bar{b}$, ce collisionneur est une très bonne usine à b . Le LEP offre la possibilité d'étudier chaque espèce puisque tous les hadrons beaux y sont produits. En ce qui concerne les durées de vie, des résultats existent déjà de la part des expériences du LEP mais aussi de CLEO et ARGUS. Les précisions actuelles ne permettent pas encore de tester les

prédictions des modèles théoriques. Pour les oscillations, elles ont déjà été mises en évidence et on dispose d'une mesure de la fréquence d'oscillation du B_d^0 . La fréquence d'oscillation du B_s^0 , plus élevée, n'est pas encore mesurée.

La première partie de cette thèse est consacrée à la description du détecteur DELPHI utilisé pour réaliser l'étude expérimentale. On insistera en particulier les deux sous-détecteurs les plus importants, la TPC et le RICH, qui permettent l'identification des particules.

La seconde partie résume les aspects théoriques du Modèle Standard, de la physique de la beauté, des oscillations des mésons beaux et de la physique du méson D_s , qui sera le pilier essentiel de toute notre analyse. Les modèles de désintégrations des hadrons B seront abordés et nous insisterons sur l'intérêt de l'étude du méson B_s^0 et les possibilités ouvertes par le détecteur DELPHI. Nous évoquerons aussi les difficultés théoriques liées à l'estimation séparée des fréquences recherchées pour les oscillations des mésons beaux. Puis nous terminerons ce chapitre par une présentation des désintégrations du méson D_s , et des différents modèles existants.

Les trois derniers chapitres sont consacrés à notre analyse et décriront les différentes étapes pour aborder les temps de vie et l'étude des oscillations. Tout d'abord, nous nous intéresserons au méson D_s , dont nous estimerons la section efficace de production dans trois modes. Ceci nous permettra de disposer d'échantillons nécessaires à l'application de notre méthode pour le calcul des temps de vie. Celle-ci sera exposée dans le quatrième chapitre de façon précise, puisqu'elle est totalement différente des méthodes utilisées jusqu'à présent dans la détermination des temps de vie des mésons beaux. Elle nous permettra donc d'estimer les temps de vie des mésons beaux en général et du méson B_s^0 en particulier. Le dernier chapitre sera l'occasion de débiter l'étude sur les oscillations pour fixer une limite inférieure à la valeur de la fréquence associée au B_s^0 .

Chapitre I

L'expérience DELPHI au LEP

I.1 Le LEP, Large Electron Positron collider :

Le LEP est un collisionneur électron-positron de 26.67 kms de circonférence, fonctionnant en mode synchrotron (figure I.1).

DELPHI est une des quatre collaborations qui opèrent sur ce collisionneur . Deux paramètres sont particulièrement importants pour les études de la physique liée à cet appareil, ce sont l'énergie et la luminosité. Le LEP fonctionnait jusqu'en 1993 à une énergie dans le centre de masse voisine de la masse du Z^0 . L'adjonction de cavités supraconductrices doit permettre d'augmenter cette énergie jusqu'à environ 180 GeV.

Pour atteindre ces énergies, il existe, avant même l'anneau proprement dit du LEP où l'énergie sera progressivement augmentée jusqu'à sa valeur nominale, une série d'accélérateurs préparant les paquets d'électrons et de positrons jusqu'à une énergie de 20 GeV/c² (figure I.2).

Une fois dans l'anneau, ces paquets se rencontrent deux par deux dans les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL à une fréquence de 45.000 Hz. Le nombre de Z^0 créé par unité de temps dN_{Z^0}/dt est obtenu en connaissant la luminosité L qui dépend de l'accélérateur et de la section efficace σ déterminée par les lois de la physique.

$$\frac{dN_{Z^0}}{dt} = L \sigma$$

La luminosité dépend à la fois du nombre de particules stockées dans chacun des faisceaux (N_1, N_2), du nombre de paquets de chaque faisceau (N_b), de la fréquence de révolution (f) et des tailles transverses (σ_x et σ_y) des paquets et s'exprime de la façon suivante :

$$L = N_b \frac{f N_1 N_2}{4 \pi \sigma_x \sigma_y}$$

Les paramètres nominaux du LEP sont les suivants :

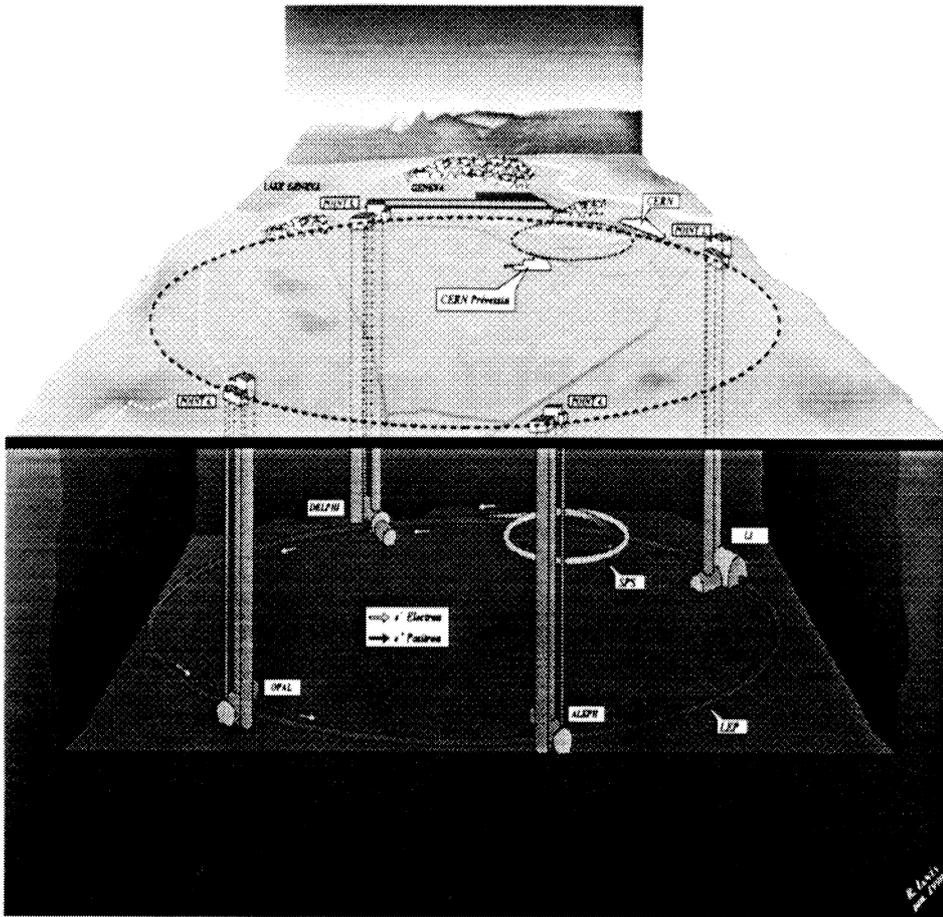


Figure I.1: Le LEP et les sites des différentes expériences.

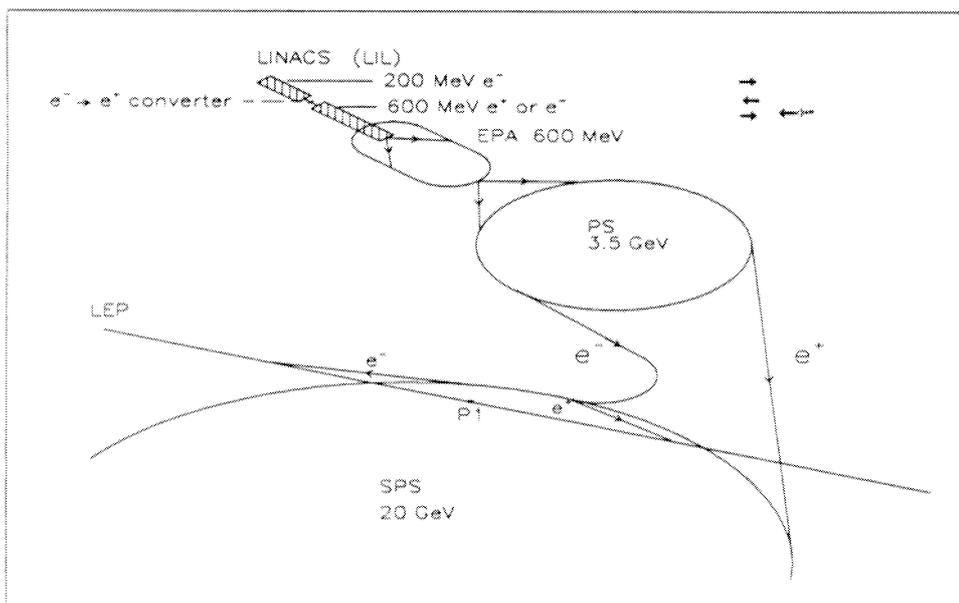


Figure I.2: Le LEP et les sites des différentes expériences.

* $N_{1,2} = 1.7 \times 10^{12}$ particules.

* $N_b = 4$.

* $f = 10.8 \text{ Hz}$.

* $\sigma_x = 250 \mu\text{m}$.

* $\sigma_y = 15 \mu\text{m}$.

Ceci correspond à une luminosité : $L = 1.9 \times 10^{31} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Une telle luminosité équivaut à 3 millions de Z^0 produits au pic de masse par détecteur et par année de fonctionnement. En fait, avec les différents arrêts machines qu'il y a eu, on a atteint une statistique d'environ 1.830.000 désintégrations hadroniques de Z^0 en 1993.

Jusqu'en 1993, le LEP tournait avec quatre paquets d'électrons et de positrons. Le passage à huit paquets a nécessité l'utilisation de la technique "Pretzel" (cf. figure I.3) dans laquelle les paquets sont déviés dans le plan de leur trajectoire. Les phases de développement suivantes dites de *Bunch Train*, *Short Bunch Train* ou *Long Bunch Train* vont consister à regrouper les paquets d'électrons résidant sur un même orbital de façon à augmenter leur nombre (2×16 paquets).

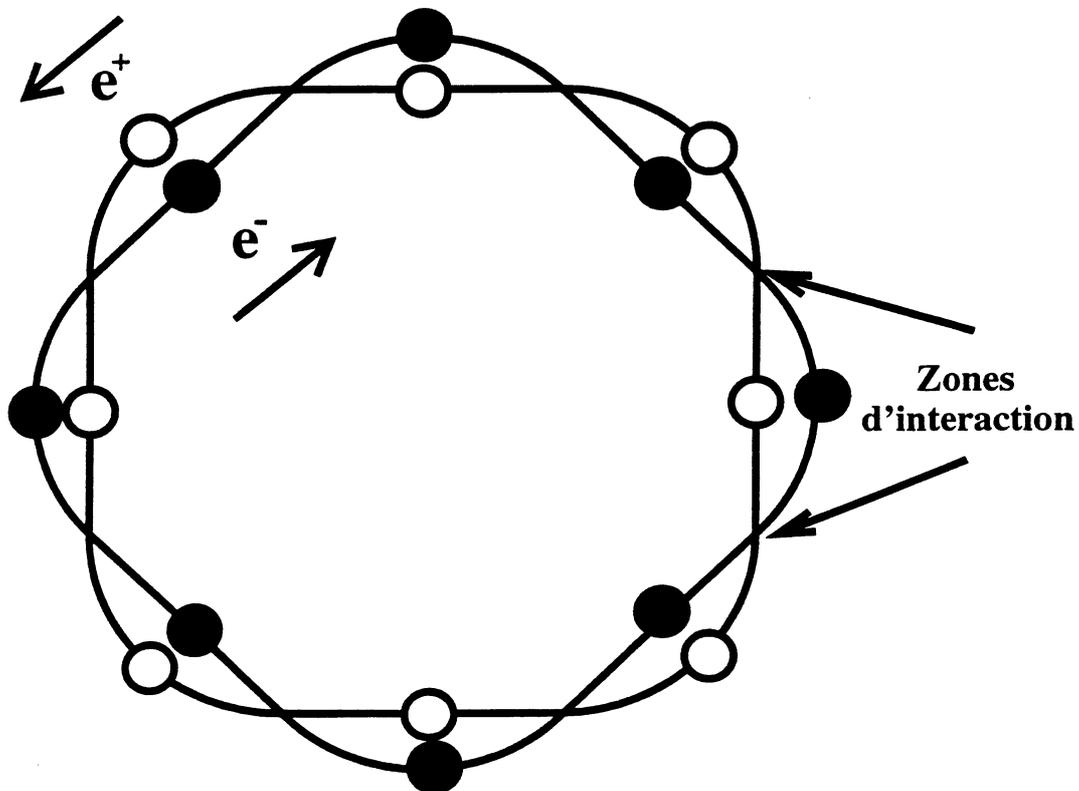


Figure I.3: Orbites décrites par les électrons dans la technique Pretzel utilisée à LEP.

I.2 DELPHI, DEtector with Lepton Photon Hadron Identification :

Au LEP, le Z^0 se couple à l'ensemble des paires fermion-antifermion. Dans le cas de paires d'électrons ou de muons, les deux particules à détecter sont émises à l'opposé l'une de l'autre. Pour les paires de taus, on détectera les produits de leur désintégration. Enfin, dans le cas de paires de quarks, il y a formation de jets de hadrons et la multiplicité moyenne en particules chargées des événements est de l'ordre de 20 (celle en photons ou en particules neutres est du même ordre de grandeur).

Le détecteur DELPHI est un assemblage de différents sous-détecteurs [2], permettant d'étudier les événements produits à LEP en assurant :

- la mesure des paramètres cinématiques des traces chargées.
- la mesure des paramètres cinématiques des photons grâce aux calorimètres électromagnétiques.
- la mesure de l'énergie des hadrons neutres grâce au calorimètre hadronique.
- l'identification des muons par les chambres à muons.
- l'identification des particules chargées par les compteurs Cerenkov de type RICH.

DELPHI fonctionne sur un collisionneur, donc a une structure composée d'une partie centrale (couvrant environ 70 % de l'angle solide) et de deux bouchons (couvrant le reste). Les dimensions correspondent à un cylindre de 5 mètres de rayon par 10 mètres de longueur autour duquel sont disposées des baraques d'appareillages électroniques qui recueillent et traitent les signaux électriques des sous-détecteurs. Sur les figures I.4, est visible la vue d'ensemble du détecteur DELPHI avec ses différents sous-détecteurs.

Le référentiel de DELPHI est donné par la figure I.5, l'axe des faisceaux est l'axe z .

I.2.1 Les détecteurs de particules chargées :

DELPHI est un spectromètre. Les détecteurs de traces ainsi que le calorimètre électromagnétique sont situés à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur dont les dimensions sont de 5.2 m de rayon interne et de 7.4 m de longueur. Il produit un champ magnétique homogène longitudinal de 1.2 T, rendant possible la mesure de l'impulsion des particules chargées.

Ce solénoïde est constitué d'une bobine principale et de deux couches terminales qui, après optimisation de leurs courants, assurent une excellente homogénéité longitudinale du champ ($1.2334^{+0.0001}_{-0.0010}$ T) et une composante transverse très faible inférieure à 0.0005 T à 1.22 m du

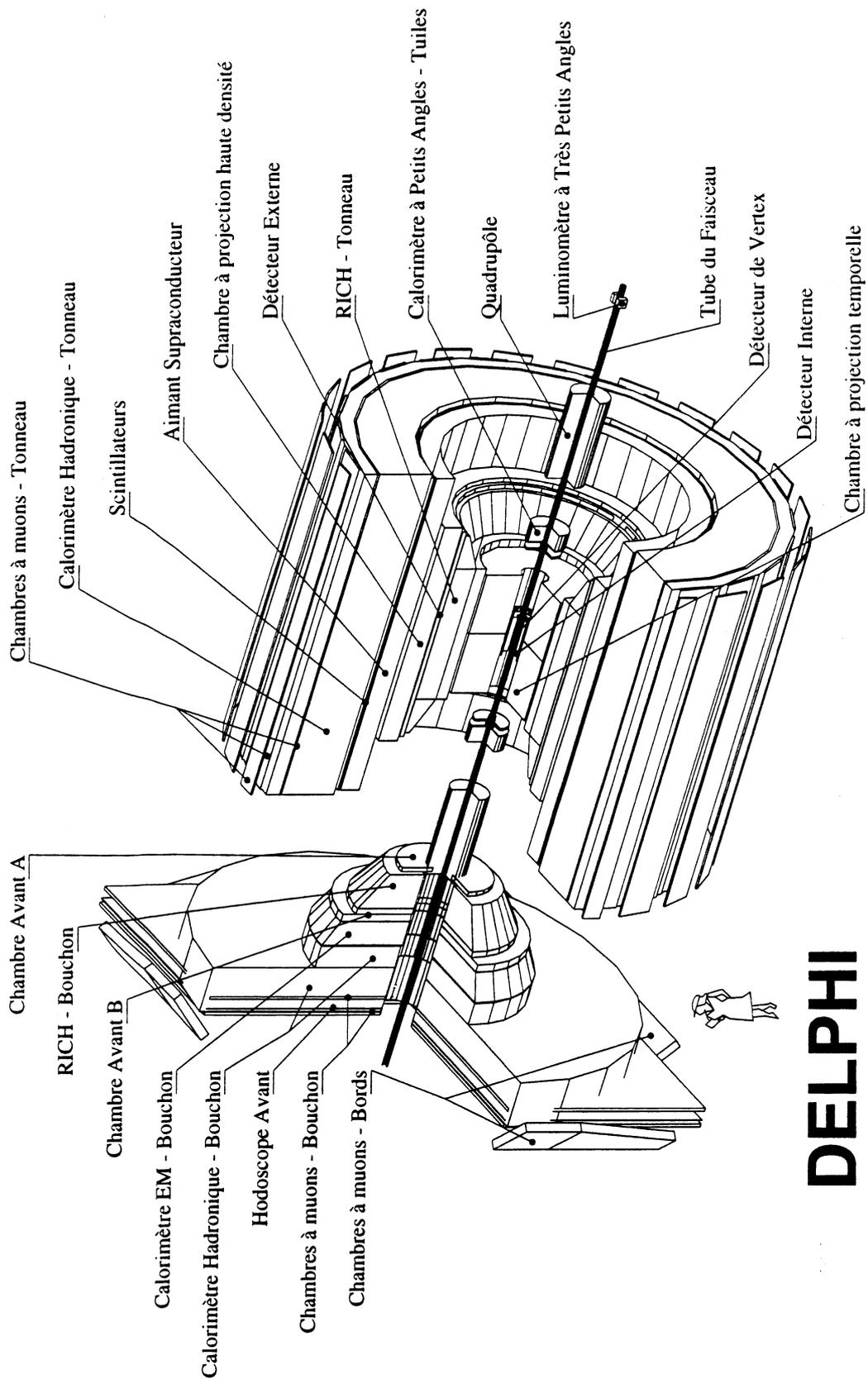


Figure I.4: Vue d'ensemble du détecteur DELPHI

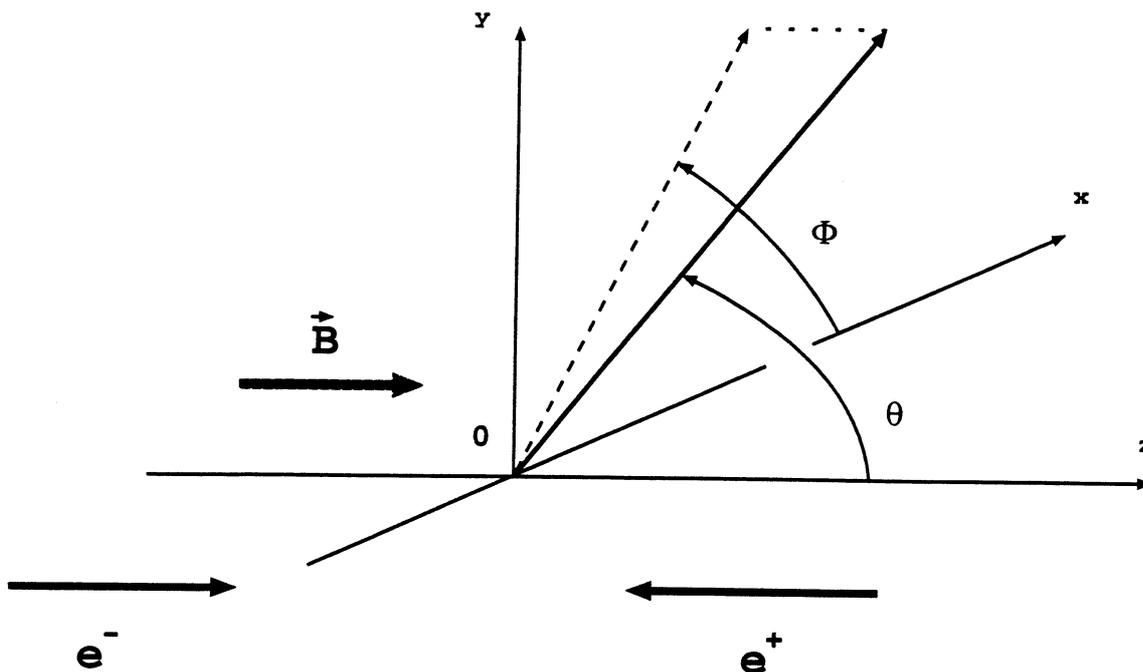


Figure I.5: Référentiel DELPHI.

faisceau. Cette excellente homogénéité est précieuse du fait de l'utilisation par DELPHI de détecteurs à longue dérive (supérieure à 1 m).

Ce champ magnétique et la mise en commun des informations indépendantes collectées dans les détecteurs de particules chargées permettent d'obtenir une erreur relative de 7 % pour le barrel (17 % pour les bouchons) sur l'impulsion P de muons de 45 GeV.

I.2.1.a Le détecteur de micro-vertex (VD)

Le VD est un détecteur à bandes longitudinales de silicium réparties en 3 couches situées respectivement à 6.3 cm, 9 cm et 11 cm du faisceau et composé de 24 modules azimutaux, de longueurs respectives de 21 cm pour la couche interne et de 24 cm pour les 2 couches externes. Chaque module est divisé longitudinalement en 4 plaquettes liées 2 à 2.

Une particule au minimum d'ionisation crée, à la traversée des 300 μm d'épaisseur d'une plaquette, environ 24.000 paires électron-trou qui induisent un signal sur l'un des 73.728 canaux de lecture. La figure I.6 en présente une coupe transverse.

La précision de la mesure en $R\phi$ est meilleure que 7.5 μm et la résolution entre deux traces est de 120 μm .

La couche à 6.3 cm a été mise en place au début de 1991 grâce au remplacement du tube à vide dans la partie centrale de DELPHI par un nouvel élément en béryllium d'épaisseur 1.5 mm, de diamètre interne 10.5 cm réduit de 5.5 cm par rapport à l'ancien qui était en alu-

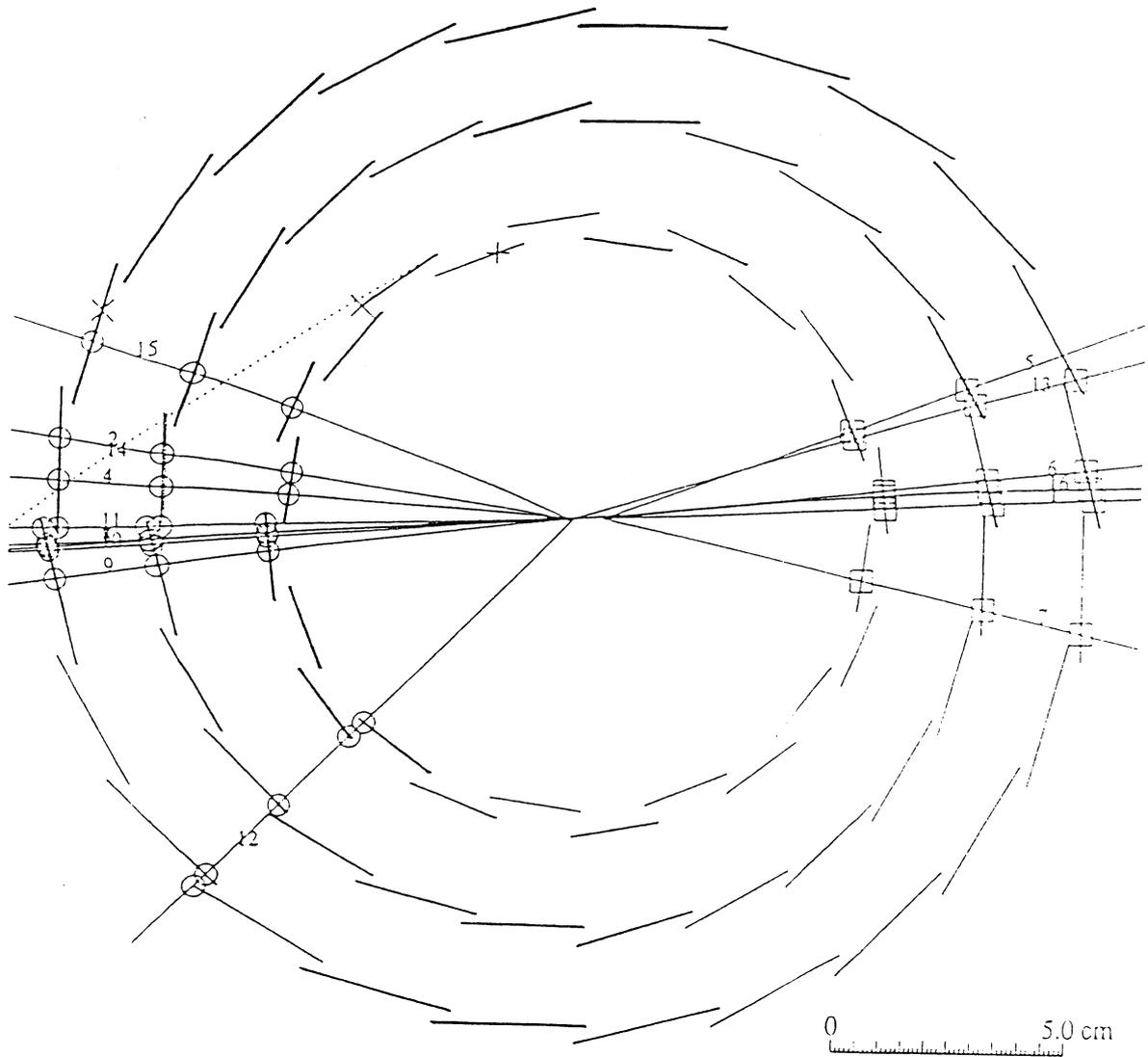


Figure I.6: Le détecteur micro-vertex : les 3 couches en coupe transverse .

minium, diminuant ainsi les effets de la diffusion multiple. Ceci, associé à un meilleur alignement interne des couches entre elles (leur position relative est déterminée avec une précision de $5 \mu m$) et externe du VD par rapport au reste de l'expérience (la position du détecteur dans le référentiel de DELPHI est connue à $30 \mu m$ près), a permis de réduire l'erreur en paramètre d'impact dans le plan transverse à moins de $25 \mu m$ pour des particules de $45 GeV$ d'impulsion, et d'augmenter jusqu'à 98 % l'efficacité d'association d'une information en $R\phi$ du détecteur de vertex à une trajectoire reconstruite dans les autres détecteurs de traces chargées et comprise dans l'angle solide couvert par les trois couches.

La couverture angulaire de la première couche du VD est comprise entre 27° et 153° , soit près de 90 % de l'angle solide. L'acceptance pour les trois couches remplit 75 % de l'angle solide total (de 42° à 138°). Les points du VD permettent de réduire la résolution sur l'impulsion à :

$$\frac{\Delta P}{P} = 0.0008 P \text{ (3.6 \% , } P = 45 GeV/c$$

Ce détecteur, par ses mesures de précision dans le plan transverse, est particulièrement utile pour la physique du τ et des saveurs lourdes (quark b).

I.2.1.b Le détecteur interne (ID)

Le détecteur interne est divisé radialement en deux sections. Il a été réalisé en arami-epoxy pour ne représenter que 3.75 % de longueur de radiation de manière à minimiser les effets des diffusions multiples subies par les particules qui le traversent.

La section interne, qui s'étend de $R = 11.8 \text{ cm}$ à 22.3 cm et qui couvre les angles polaires de 17° à 163° , est un tube à dérive du type chambre à jets, composé de 24 secteurs azimutaux. Chaque secteur donne 24 points en ϕ par trace qui permettent d'obtenir une précision de $90 \mu\text{m}$ en $R\phi$. Cette mesure précise est nécessaire pour l'extrapolation des traces d'un autre détecteur, la TPC, vers le détecteur de micro-vertex.

La section externe qui s'étend de $R = 23 \text{ cm}$ à 28 cm et qui couvre les angles polaires de 30° à 150° , est composée de 5 couches de chambres proportionnelles cylindriques dont les 192 fils sont parallèles à l'axe du faisceau tandis que les 192 bandes cathodiques sont circulaires et parallèles au plan transverse. L'erreur longitudinale moyenne ainsi obtenue est de $600 \mu\text{m}$.

La section interne de ce détecteur est caractérisée par un faible temps de réponse qui lui permet d'entrer dans la logique d'acquisition de DELPHI. En effet, le gaz composé pour 94.85 % de CO_2 , pour 4.5 % de C_3H_7 et pour 0.65 % de $\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$, les grilles de champ placées de part et d'autre des plans de fils, et les tensions assurant un champ de dérive variant de 1 à 2 kV/cm , ont été choisis de manière à avoir une vitesse de dérive proportionnelle à R ce qui permet d'obtenir les informations du trigger en environ 100 ns pour une particule de trajectoire radiale.

Les cinq couches externes rentrent aussi dans le déclenchement en donnant une composante en z .

I.2.1.c La chambre à échantillonnage temporel (TPC)

La TPC (Time Projecting Chamber) est le détecteur principal de traces chargées de DELPHI qui permet de reconstruire les trajectoires tridimensionnelles des particules (figure I.7).

Le gaz de la chambre à dérive est ionisé par le passage des traces chargées (environ 85 paires ion-électron sont créées par centimètre). Les électrons d'ionisation dérivent selon l'axe z sous l'action d'une haute tension puis sont détectés en projection dans le plan $R\phi$ donnant deux coordonnées, R et $R\phi$. L'échantillonnage temporel du temps de dérive fournit la troisième coordonnée z . La TPC est constituée d'une enceinte en fibre de carbone de 12 m^3 remplie d'un mélange gazeux argon/méthane (80 %, 20 %) et est maintenue à une pression constante de 990 mbar (en 1993). Elle se sépare en 2 longues chambres à dérive de 30 cm de rayon interne, 1.22 cm de rayon externe et de 1.35 m de longueur. Les 2 chambres sont placées

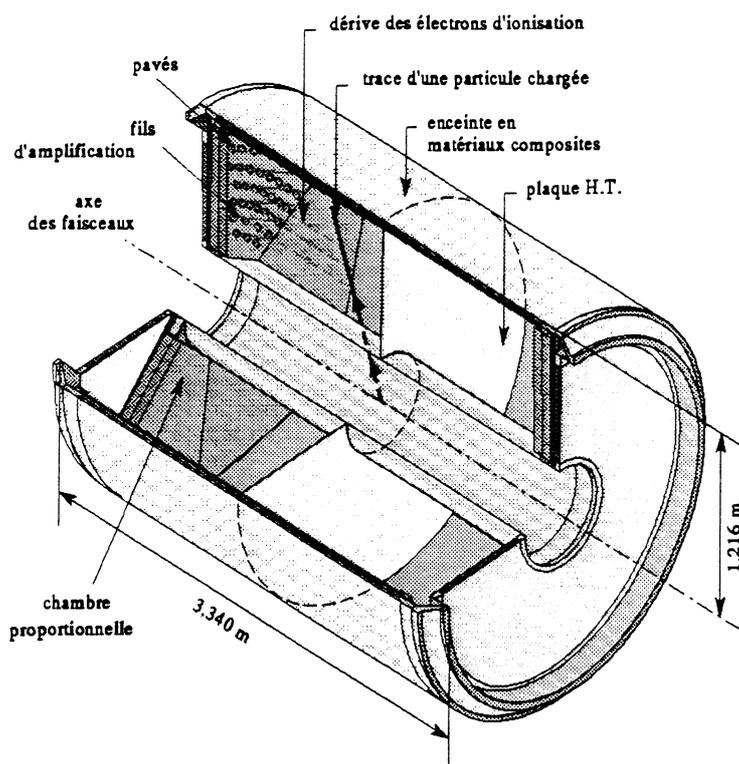


Figure I.7: Géométrie de la TPC.

de part et d'autre d'une plaque de très haute tension centrale portée à un potentiel négatif de -25.3 kV . Cette plaque fournit la tension de dérive des électrons. Le gradient de tension est réalisé par une chaîne de 233 anneaux de cuivre reliés par des résistances de $4 \text{ M}\Omega$ entre les 2 cages, externe et interne, qui supportent l'enceinte à dérive, assurant l'uniformité du champ électrique parallèle à z de 190 V/cm . La vitesse de dérive est ainsi maintenue constante à des valeurs types de $69.7 \text{ mm}/\mu\text{s}$. À l'extrémité de la chambre, le système de détection se décompose en six secteurs (figure I.8) couvrant 60° de l'angle azimutal.

La détection est réalisée par une chambre à fils en mode proportionnel dont les fils sont disposés en 3 plans (figure I.9) :

- la grille porte a pour rôle de collecter les ions produits par l'amplification. Une accumulation trop importante d'ions peut modifier localement les lignes de champ de dérive. Les fils de la grille sont alternativement portés à un potentiel de $\pm 60 \text{ V}$. la grille est située à 14 mm de l'extrémité de la chambre.

- la grille cathode est un plan de fils espacés de 1 mm reliés à la terre. Elle est positionnée à 8 mm du plan cathodique. Elle délimite l'espace de dérive de la chambre proportionnelle.

- le plan de fils espacés de 4 mm est porté à une tension de 1435 V créant un champ électrique intense avec la grille cathode. Ce champ provoque l'avalanche des électrons de dérive sur les fils sensibles avec un gain de $2 \cdot 10^4$. En alternance, un plan de fils de champ mis à la terre limite l'influence électrostatique entre les fils sensibles. La longueur des fils situés

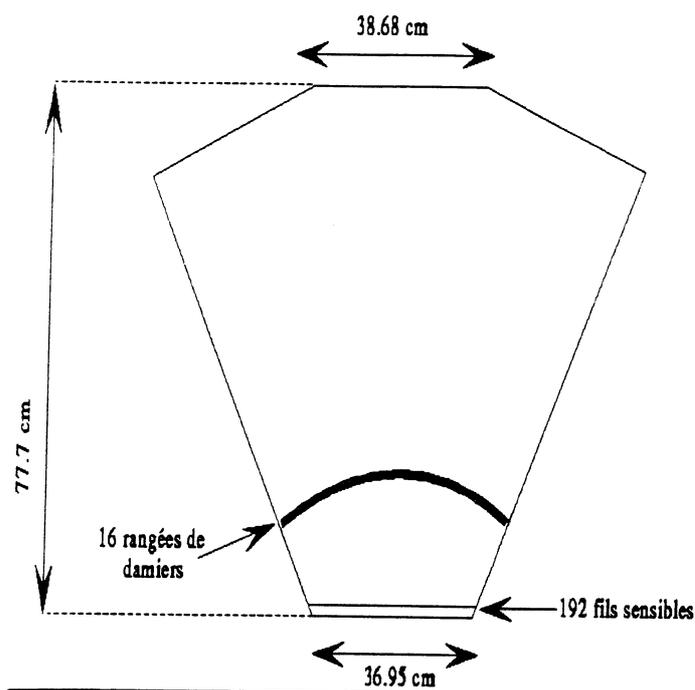


Figure I.8: Vue transversale d'un des 12 secteurs de la TPC.

à 4 mm du plan cathodique varie de 36.55 cm à 109.552 cm.

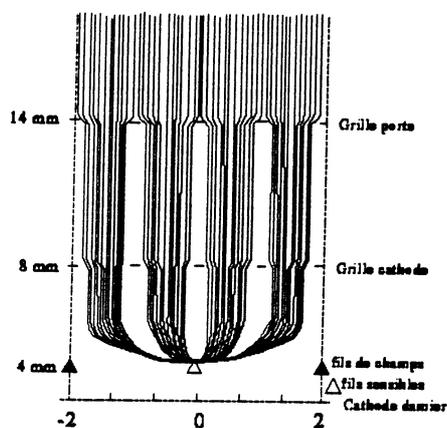


Figure I.9: Lignes de champ dans le système de détection de la TPC.

Un plateau cathodique en cuivre ferme la chambre sur laquelle sont gravés des pavés d'égale surface (52.5 mm^2). Ces pavés sont rangés en 16 arcs de cercles concentriques de rayons espacés de 4.675 cm dont le centre est situé à 35 mm de l'axe des faisceaux formant une rosace avec les 6 secteurs. Chaque rangée contient de 64 à 144 pavés par multiple de 16. L'avalanche produite sur les fils sensibles induit une charge sur 2 ou 3 pavés d'une rangée en moyenne dont on détermine le centroïde en ajustant une gaussienne en fonction de l'amplitude. La précision obtenue est alors de $230 \mu\text{m}$. La coordonnée z est fournie par un échantillonnage de 73.82 ns du temps de dérive. La résolution en z atteint $900 \mu\text{m}$. La

vitesse de dérive est une quantité très importante. Sa surveillance est effectuée par un système de laser décrit par la figure I.10.

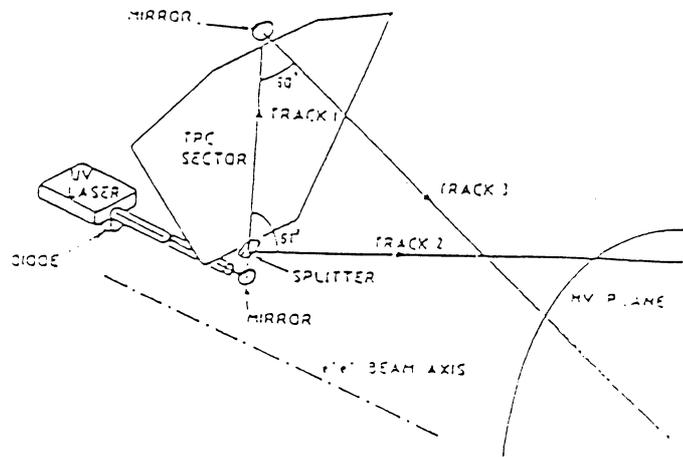


Figure I.10: Système de surveillance-laser de la TPC. Le faisceau d'un laser, divisé en trois, produit les traces par photo-ionisation du mélange gazeux. La trajectoire reconstruite doit être une droite.

Les pavés fournissent ainsi 16 points tridimensionnels à partir desquels les éléments de traces sont reconstruits. Les signaux recueillis par les fils sont ensuite réassociés à ces traces pour la mesure du dépôt moyen d'ionisation (dE/dx) utilisé pour l'identification des particules.

I.2.1.d Le détecteur d'images annulaires Cherenkov (RICH)

Le RICH (Ring Imaging Cherenkov detector) est le détecteur qui donne son originalité à DELPHI par rapport aux autres expériences présentes au LEP. Le rôle du détecteur est l'identification des hadrons sur une large plage d'impulsions. L'effet Cherenkov sera décrit plus en détail dans le chapitre suivant consacré à l'identification des particules. Il correspond à l'émission de photons par une particule traversant un milieu d'indice n lorsque sa vitesse est supérieure à c/n . Le RICH couvre trois parties dans DELPHI : une partie centrale, le BRICH (Barrel RICH), située entre la TPC et l'OD, deux parties avant et arrière, les FRICH (Forward RICH), intercalées entre les chambres avant *A* et *B*. Les FRICH furent entièrement installés pour la prise des données 1993, mais seul le radiateur gazeux était fonctionnel.

Chaque partie se décompose sur le même principe en 3 éléments, le radiateur liquide plus interne, le radiateur gazeux plus externe et les tubes à dérive où sont détectés les photons Cherenkov émis par les particules dans les 2 radiateurs (figure I.11).

Les parois transparentes pour les photons Cherenkov qui séparent les 3 éléments sont constituées de quartz ayant une transparence supérieure à 80 %.

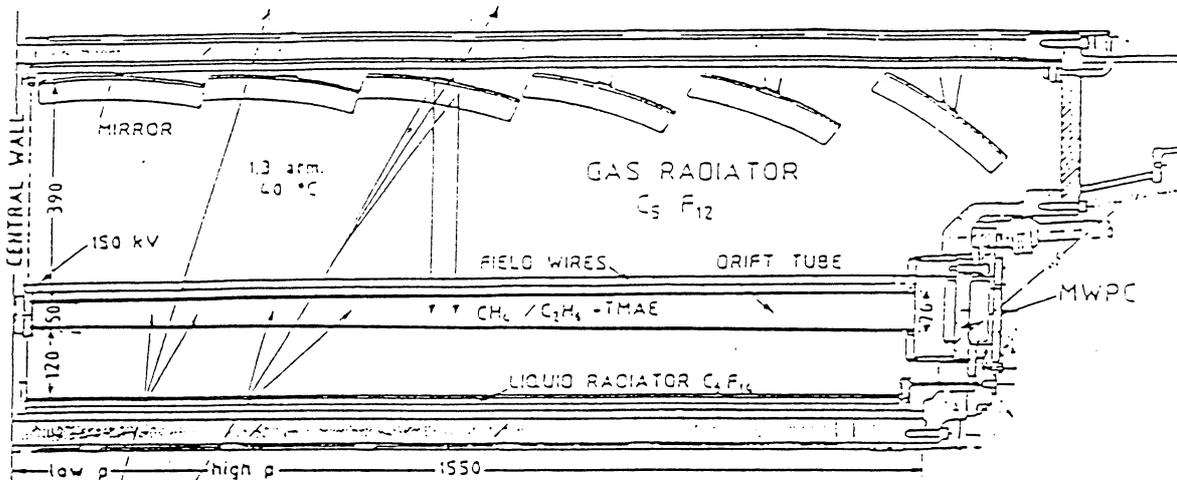


Figure I.11: Vue longitudinale d'un secteur du RICH.

Le BRICH est un cylindre mesurant 3.5 m de longueur avec un rayon interne de 1.23 m et un rayon externe de 1.97 m . Il couvre une acceptation angulaire de 41° à 139° . Une paroi centrale le sépare en 2 moitiés symétriques ($z > 0$ et $z < 0$), qui sont découpées en 12 secteurs azimutaux.

Dans chaque secteur, le radiateur liquide (C_6F_{14}), situé à 1.33 m de l'axe principal, est un milieu réfringent d'indice $n = 1.278$ au seuil d'émission Cherenkov. Le facteur de transmission pour les photons émis de 5 à 7 GeV est d'environ 80% sur l'épaisseur de 1 cm exposée. Un espace libre de 12 cm séparant le radiateur liquide des tubes à dérive permet une plus grande ouverture angulaire pour la détection des anneaux.

Le radiateur gazeux (C_5F_{12}) d'indice $n = 1.00176$ à une température de 40° C et une pression de 1 atm , offre une épaisseur radiative de 40 cm . Les photons Cherenkov émis dans la gamme d'énergie de 5 à 7.5 eV sont focalisés sur les tubes à dérive par 6 miroirs paraboliques dont l'axe optique intercepte la zone d'interaction. Les figures observées sur la chambre à détection sont alors des cercles ou des ellipses d'une taille 10 fois inférieure aux anneaux observés pour le liquide.

La détection des photons Cherenkov est effectuée sur un tube de forme trapézoïdale d'épaisseur variant de 5 à 7 cm , de largeur 18 cm et de longueur 150 cm . L'agent photoionisant, le TMAE¹, est ajouté à un mélange gazeux, nécessaire pour la dérive des électrons, de 75% de méthane et de 25% d'éthane. La longueur d'absorption des photons Cherenkov varie de 2.5 cm à 20° C jusqu'à 1.2 cm à 40° C . La conversion photon-électron est alors presque systématique pour les photons ultraviolets d'énergie supérieure à 5.4 eV .

Les électrons, placés dans un champ électrique de dérive constant de 0.6 kV parallèle à l'axe z , sont détectés par des chambres multi-plans à fils posées à l'extrémité externe du

¹Tetrakis diMethylAmine Ethylène

tube. Comme pour la TPC, ces chambres par la mesure du temps de dérive permettent une reconstruction tri-dimensionnelle du point de conversion des photons en électrons avec une résolution typique de $200 \mu m$ en z . La forme en évasement du tube à dérive réduit la perte des électrons par recombinaison sur la paroi durant la dérive. L'ionisation produite par le passage de la trace dans le tube à dérive est utilisée pour l'alignement des modules dans DELPHI ainsi que des modules entre eux. Les anneaux du radiateur liquide s'étendent en grande majorité sur 2 tubes à dérive alors que les anneaux du gaz sont suffisamment petits pour être détectés dans un seul tube.

I.2.1.e Le détecteur externe (OD)

Le détecteur externe (Outer Detector) joue un double rôle. La rapidité de sa réponse sert au déclenchement du premier niveau de l'acquisition en association avec l'ID. Il permet d'améliorer la résolution de la mesure de l'impulsion transverse pour les traces de haute énergie (supérieure à $5 GeV$). En effet, la taille radiale de la TPC est limitée par la présence du BRICH comparée, par exemple, à la TPC d'ALEPH (de 0.31 à $1.8 m$). La mesure de la courbure des trajectoires est améliorée par le bras de levier à longue distance que fournit l'OD. Parallèlement, l'OD couvre les zones mortes de la TPC aux frontières de ses 6 secteurs.

L'ensemble du détecteur est composé de 24 modules transverses de $4.7 m$ de longueur, parallèles à l'axe z . Chaque module comprend 145 tubes à dérive de $1.75 cm^2$ de section, posés en 5 couches cylindriques. La résolution sur la mesure des points atteint $110 \mu m$ en $R\phi$. Trois des cinq couches fournissent une mesure rapide en z d'une résolution de $4.0 cm$ par une mesure différentielle des temps d'arrivée du signal à chaque extrémité des tubes. Les éléments de trace de cinq points donnent une indication de la charge et une estimation grossière de l'impulsion, utile pour les électrons de photons convertis après la TPC. La couverture angulaire est comprise entre 42° et 138° .

I.2.1.f Les chambres à muons (MUF et MUB)

Les chambres à muons sont les détecteurs les plus externes de DELPHI. Les muons sont en majorité les seules particules détectables à ne pas être absorbées dans le calorimètre hadronique, que nous détaillerons dans la section consacrée aux calorimètres. Elles se répartissent sur les deux bouchons (MUF) et le baril (MUB), couvrant respectivement les angles polaires de 9° à 43° et de 52° à 90° .

Dans la partie centrale, le MUB est constitué de trois couches ($R = 445.5 ; 479.3$ et $532.0 cm$): une interne à $20 cm$ à l'intérieur du calorimètre hadronique, une externe juste au bord du calorimètre et une périphérique servant à fermer hermétiquement DELPHI. Il suit en fait la géométrie du HCAL que nous décrirons plus loin dans ce chapitre. La couche interne (externe et périphérique) comporte 3 (2) épaisseurs de chambres à dérive montées en quinconce (figure I.12) pour lever l'ambiguïté droite/gauche.

Les chambres à dérive sont longues de $3.65 m$ en moyenne et ont une section de $20.8 \times$

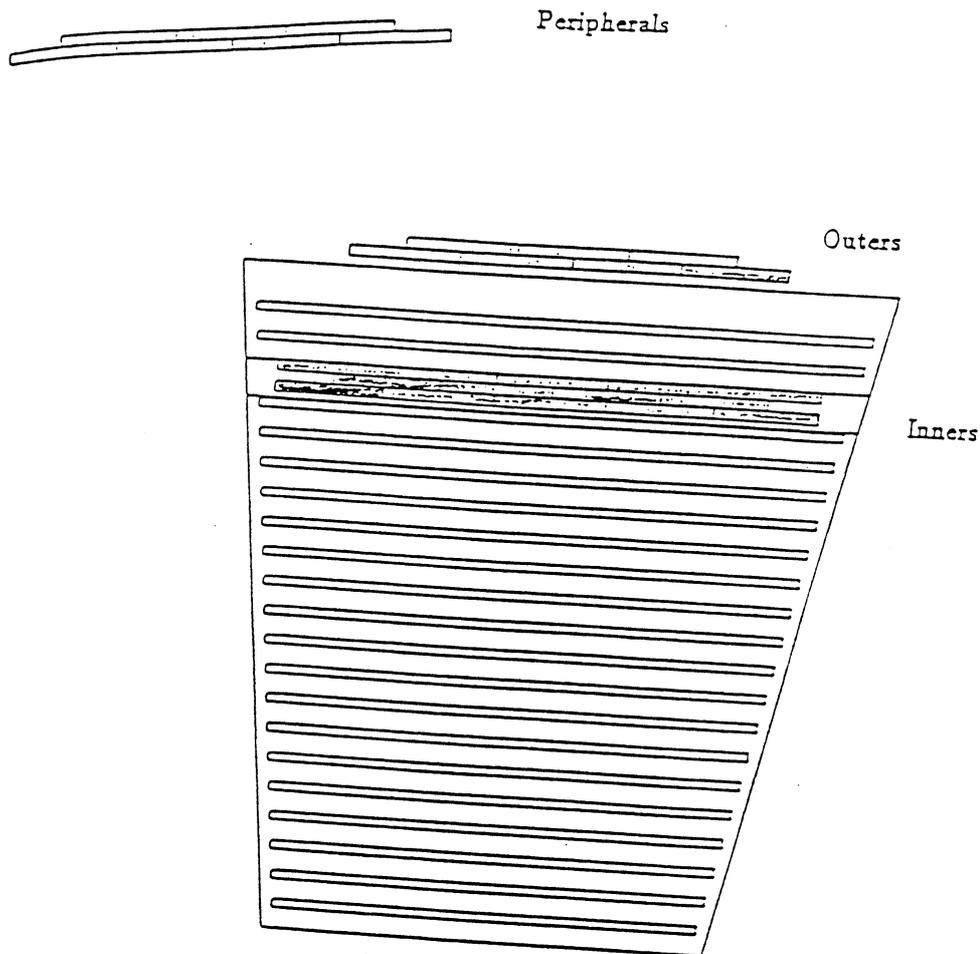


Figure I.12: Inclusion et placement en quinconce des chambres à muons dans un secteur du calorimètre hadronique HCAL.

2.6 cm. Chaque chambre contient un fil d'anode entre deux plans cathodiques, sur l'un desquels une ligne à retard est collée. La mesure du temps d'arrivée du signal à chaque extrémité de cette ligne fournit la coordonnée z avec une précision de 2.5 cm. La mesure du temps de dérive fournit la coordonnée $R\phi$ avec une précision de 24.0 mm.

Dans les parties avant et arrière, le MUF est constitué de 2 couches avec un empilement de chambres à dérive entrecroisées à $z = 463.0$ et 500.0 cm. Chaque couche couvre une surface de 4.4×4.4 mm². La résolution en x et y est de 3 mm.

Il faut noter que ces résolutions tiennent compte également des erreurs de l'extrapolation des traces internes détectées qui subissent des diffusions multiples dans le calorimètre hadronique. Les performances mesurées avec les muons cosmiques donnent pour les MUB : $\sigma_{R\phi} \simeq 1$ mm et $\sigma_z \simeq 10$ mm.

Vers 45° d'angle polaire, il existait une zone morte non couverte par les chambres à muons jusqu'en 1994 où d'autres chambres ont été installées pour combler ce vide (Surround Muons

Cahmbers) .

I.2.1.g Les chambres avant (FCA et FCB)

Dans les bouchons, ces deux chambres permettent la reconstruction des traces vers les petits angles compris entre 10° et 37° . Elles entourent le FRICH comme la TPC et l'OD dans la partie centrale. Elles entrent dans la logique de déclenchement et dans la reconstruction des traces en compensant la perte d'efficacité de la TPC à petit angle.

La chambre avant A (Forward Chamber A), circulaire de rayon de 103 cm , est fixée à l'extrémité de la TPC de $\pm 155\text{ cm}$ à $\pm 165\text{ cm}$ de la zone d'interaction. Elle est constituée de 6 plans de tubes déplacés chacun d'un angle de rotation de 120° . La précision sur les points tri-dimensionnels reconstruits est : $\sigma_{x,y} = 150\ \mu\text{m}$.

La chambre avant B (Forward Chamber B), placée de $\pm 267\text{ cm}$ à $\pm 283\text{ cm}$, est formée de 12 plans de fils successifs positionnés avec un angle stéréo de 60° . Elle fournit des points avec une résolution $\sigma_{x,y}$ de $130\ \mu\text{m}$.

I.2.1.h Les compteurs à scintillation (TOF et HOF)

Les compteurs à scintillation sont divisés en deux parties : le TOF (Time Of Flight) situé dans le barrel entre l'aimant et le calorimètre hadronique, et le HOF (Horizontal time Of Flight) situé dans les bouchons entre le calorimètre hadronique et la couche externe du MUF. Ils sont faits de longues plaques de plastique scintillant, lues à leurs extrémités par des photomultiplicateurs (deux pour le TOF et un pour le HOF). Il y a en fait 172 compteurs de taille $355 \times 19 \times 2\text{ cm}^3$ qui couvrent l'acceptance polaire : dans la partie centrale, de 41° à 139° , avec un trou de 6 cm à 90° entre l'aimant et le calorimètre hadronique, et dans les bouchons juste devant la deuxième couche du MUF.

Ces deux scintillateurs donnent une réponse très rapide (1.2 ns) pour le déclenchement du premier niveau de l'acquisition. Ils permettent de rejeter les particules issues du rayonnement cosmique.

I.2.2 Les calorimètres

Le but des calorimètres est de mesurer l'énergie des particules qui les traversent. Ces détecteurs sont donc constitués de grandes quantités de matière dans lesquelles les particules interagissent en produisant un flot de particules secondaires, ou gerbes, qui sera détecté dans un volume actif, de telle sorte que toute leur énergie soit absorbée.

De plus, ils peuvent permettre grâce à leur granularité, une mesure angulaire de la direction de la particule incidente.

I.2.2.a Le calorimètre électromagnétique (HPC et FEMC)

Le calorimètre électromagnétique est un détecteur particulièrement sensible aux interactions électromagnétiques. La forme des gerbes permet de séparer les hadrons (les pions) des photons et des électrons. DELPHI possède deux calorimètres de techniques différentes entre la partie centrale et les parties avant et arrière.

- La HPC (High density Projection Chamber) est avec le RICH, un des paris technologiques de DELPHI. Ce calorimètre utilise les mêmes principes de détection que la TPC pour reconstruire les gerbes électromagnétiques en trois dimensions. A l'intérieur de la bobine supraconductrice, la HPC, de rayons interne de 208 cm et externe de 260 cm, est composée de 144 modules disposés en 24 secteurs en ϕ et 6 en z , et couvre une acceptation polaire de 43° à 137° . Chaque module est une chambre à dérive dont la cage électrostatique est constituée en 9 couches de convertisseurs de plomb séparées de 8 mm d'épaisseur. La détection des électrons de dérive est effectuée à l'extrémité par une chambre à fils proportionnelle. La granularité atteinte est de 1° en ϕ et de 4 mm en z . La densité des 9 convertisseurs représente 18 longueurs de radiation. Cette technique n'est pas la meilleure pour la mesure de l'énergie, par contre elle a été développée pour permettre une meilleure identification et séparation électrons/pions par l'étude des formes des gerbes. La résolution en énergie est donc de $25\% / \sqrt{E_{GeV}} + 7\%$ nettement moins performante comparée aux $3\% / \sqrt{E_{GeV}}$ du calorimètre en cristaux de BGO de L3.

- Le FEMC (Forward ElectroMagnetic Calorimeter) est un calorimètre plus classique placé dans les bouchons entre 284 cm et 340 cm de la zone d'interaction. Il est constitué d'un disque de 5 m de diamètre de 9064 blocs de verre au plomb de géométrie projective de $1^\circ \times 1^\circ$, représentant 20 longueurs de radiation. Il bouche l'acceptation géométrique entre 10° et 36.5° . Il a une bonne réponse linéaire et sa résolution relative sur l'énergie est de $10\% / \sqrt{E_{GeV}}$. La précision angulaire mesurée par la différence entre les directions des électrons et des positons d'événements Bhabha est de 0.3° .

I.2.2.b Le calorimètre hadronique (HCAL)

Le calorimètre hadronique (Hadronic CALorimeter) est l'absorbeur final des particules hadroniques. Il est le détecteur le plus volumineux et le plus lourd (environ 2.000 tonnes) de DELPHI, placé au-delà de l'aimant (figure I.13).

Il couvre l'acceptation polaire entre 10° et 170° . L'absorbeur est constitué de fer sur 20 couches de 5 cm séparées par des chambres à fils fonctionnant en mode saturé. Les plaques de fer servent également de retour de champ de l'aimant. Le HCAL est structuré en 24 modules de géométrie projective décomposée en 4 épaisseurs nommées *tours* (*tower* sur figure I.14).

Il expose 6 longueurs d'absorption nucléaire, ne laissant passer uniquement que les muons et les neutrinos (sauf quelques pions de punch-through). La résolution en énergie approche $120\% / \sqrt{E_{GeV}}$.

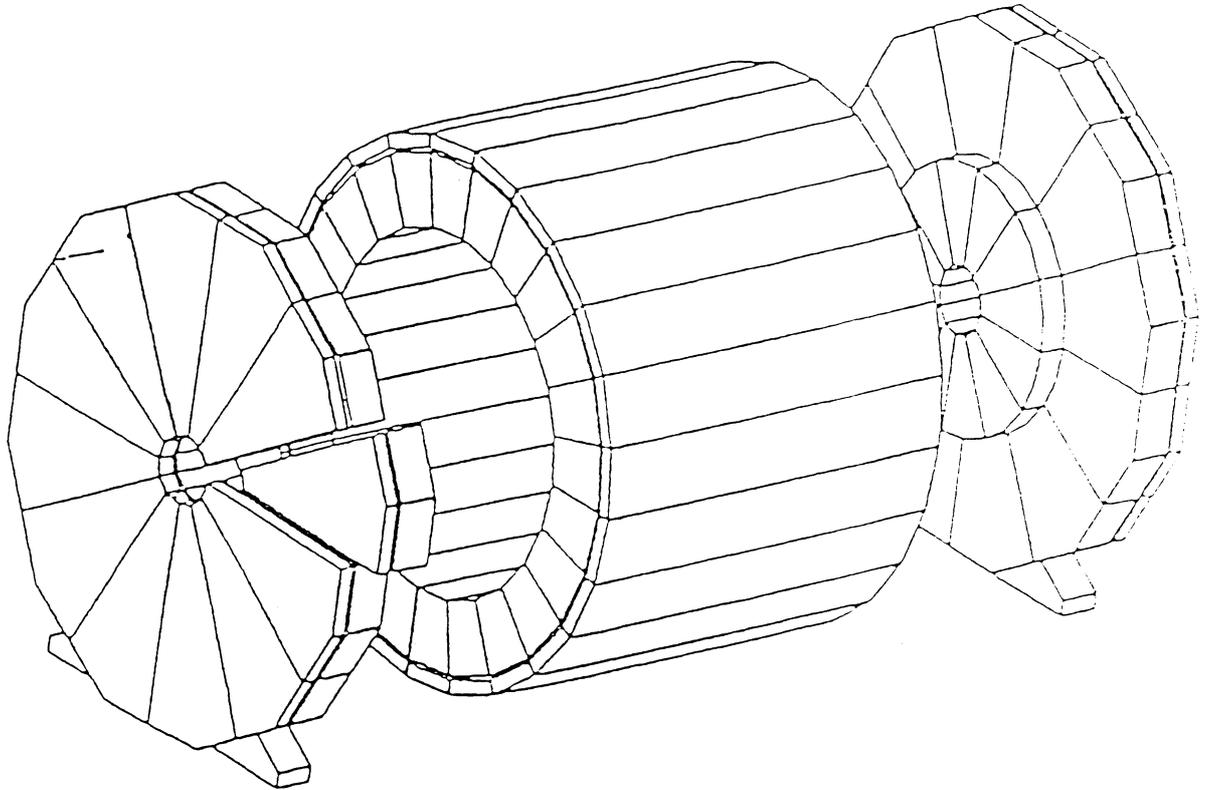


Figure I.13: Vue générale du calorimètre hadronique.

I.2.2.c Les luminomètres (SAT et VSAT)

Deux luminomètres sont installés dans DELPHI : le SAT (Small Angle Tagger) et le VSAT (Very Small Angle Tagger), situés respectivement à 2.35 m et à 7.7 m du point d'interaction et couvrant les angles polaires de 2.5° à 7.7° et de 0.29° à 0.40° .

Le SAT est un détecteur de traces en silicium suivi d'un calorimètre électromagnétique constitué d'un empilement de feuilles de plomb et de plans scintillants. Le VSAT est un calorimètre avec des zones actives de silicium.

Ces détecteurs comptent les événements Bhabha ($e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$) qui, à faible angle, sont très largement dominés par l'échange d'un photon et non d'un Z^0 , et permettent donc une mesure absolue de la luminosité des faisceaux au point d'interaction ; seul le SAT est exploité pour la mesure de la largeur visible de la désintégration du Z^0 . Il contribue, grâce à la connaissance théorique par QED de la section efficace de ces événements, à l'erreur systématique

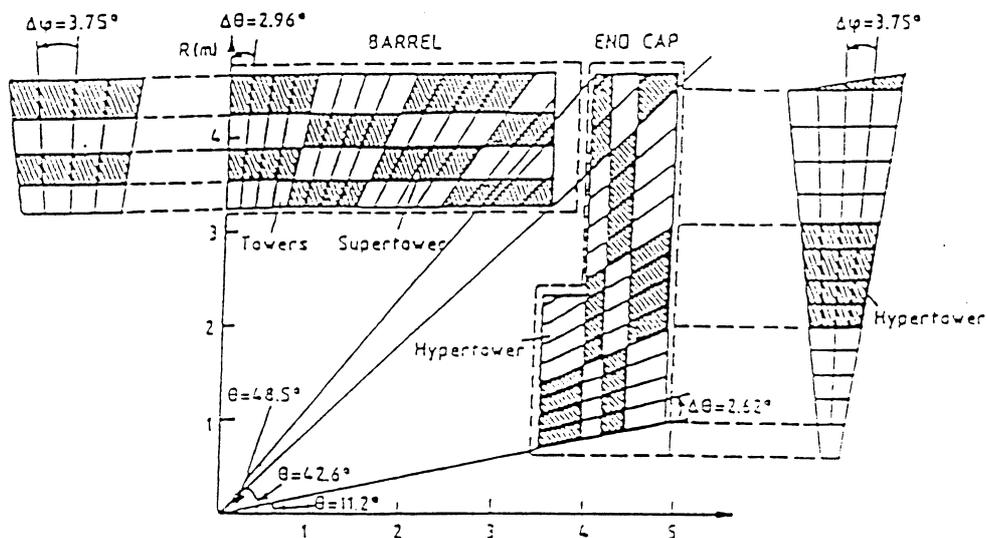


Figure I.14: Géométrie projective du calorimètre hadronique.

de cette mesure pour 0.8 %.

I.3 Le déclenchement de l'acquisition

I.3.1 Les quatre niveaux

Le LEP, avant chaque croisement, fournit un signal, le WCBO (Warning Beam Cross Over) toutes les $22.5\mu s$ qui prévient les détecteurs. Avant de déclencher l'acquisition des données [3], chaque détecteur se synchronise sur le signal BCO, instant précis du croisement des faisceaux. Dans DELPHI, jusqu'à quatre niveaux de déclenchement de complexité croissante sont prévus, qui déterminent le rejet d'événements de bruit de fond. Ces événements sont par exemple les rayons cosmiques, les interactions des faisceaux avec le gaz résiduel dans le tube à vide et les photons de freinage des faisceaux.

La fréquence d'acquisition après ces quatre filtres est diminuée de $45 kHz$ à l'ordre du Hz . l'exigence des déclenchements est un équilibre entre l'enregistrement d'un nombre maximum d'événements Z^0 les plus exotiques possibles et le rejet du bruit de fond, pour limiter la taille des données enregistrées et les temps morts dûs au déclenchement de l'acquisition qui fait perdre un croisement de faisceau.

Le premier niveau fait intervenir les détecteurs rapides comme les scintillateurs et les chambres à dérive courte (TOF, HOF, ID, OD, FCA, FCB, HPC, TPC et FEMC). Il doit donner une décision au bout de $3\mu s$. Si celle-ci est positive, on perd alors un croisement de fais-

ceau, car le temps nécessaire à attendre la décision du second niveau est supérieur à $22.5 \mu s$. Le facteur de réduction de ce déclenchement réduit la fréquence d'acquisition de $45 kHz$ à $500 Hz$. Le temps mort est de l'ordre du %.

Le second niveau dispose de $39 \mu s$ pour décider grâce aux données de la TPC et de la HPC (énergie déposée). Ces deux premiers niveaux fonctionnent sur une logique directement câblée dans les systèmes électroniques des détecteurs dont les combinaisons entre ces derniers sont modifiables. Le facteur de réduction ramène le taux moyen d'événements à $4 Hz$.

Le troisième niveau dispose de $50 ms$ pour la prise de décision. Il fonctionne sur une logique programmée au niveau des processeurs d'acquisition qui permet un test plus fin tel que la mesure de l'impulsion transverse des traces dans la TPC.

Enfin le quatrième niveau consiste en une classification des événements Z^0 en utilisant les informations de tous les détecteurs. Mais il n'est pas utilisé actuellement pour rejeter les événements. Ces deux derniers niveaux sont asynchrones et n'entravent pas l'acquisition des données qui sont conservées dans des mémoires tampons. Cette structure asynchrone permet un fonctionnement du LEP en "Pretzel" avec 8 ou 16 paquets sans problème.

I.3.2 L'acquisition

L'acquisition des données dans DELPHI est modulaire et divisée en partitions. Chaque partition correspondant à un détecteur ou à un demi-détecteur, peut acquérir les données de manière indépendante.

La première partie de l'acquisition est synchronisée avec les modules PANDORA du déclenchement local fournissant l'horloge de synchronisation. Les données analogiques des détecteurs sont amplifiées, mises en forme et digitalisées pour être mémorisées dans des mémoires tampons, les FEB (Front End Buffer). La validation par le second niveau de déclenchement fait transférer la mémoire tampon dans la MEB (Multi Event Buffer), qui permet un traitement asynchrone de l'acquisition. Le transfert des données est effectué par des processeurs 68020, nommés FIP (Fastbus Intersegment Processor) sous le standard très rapide FASTBUS. Chaque partition est gérée par un processeur maître, LES (Local Event Supervisor). L'écriture des données sur support permanent après les décisions du troisième et du quatrième niveau de déclenchement s'effectue par réseau Ethernet sur le cluster VAX de l'acquisition globale, situé en surface.

Cette structure très hiérarchisée et modulaire permet un contrôle relativement aisé et une acquisition fractionnée si certains détecteurs sont défectueux. Les données recueillies sont brutes et doivent être alors traitées par le programme de reconstruction pour en extraire les paramètres physiques.

I.3.3 La chaîne de reconstruction

Les données brutes qui sont des impulsions numérisées des signaux mesurés par les détecteurs sont utilisées par le programme de reconstruction DELANA pour fournir les paramètres cinématiques et géométriques des particules (chargées ou neutres) utilisables dans les programmes d'analyse. L'information est écrite sous forme DST (Data Summary Table) dans une structure de banques de l'utilitaire ZEBRA.

Cette reconstruction consiste en plusieurs étapes :

- 1 . *Clustering* : regroupement en temps et espace des signaux électriques numérisés pour fournir les points spaciaux et les quantités élémentaires d'énergie.
- 2 . *Local Tracking* : dans chaque détecteur, un regroupement des clusters est réalisé, fournissant des éléments de traces ou des quantités d'énergie produits par une particule.
- 3 . *Global Tracking* : association de chaque élément de trace des divers détecteurs pointant vers la zone d'interaction.
- 4 . *Ajustement* : ajustement final des paramètres des éléments de trace associés définissant la particule ayant traversée DELPHI.
- 5 . *Quantités Physiques* : les quantités physiques sont déduites de l'ajustement final.

I.3.4 La zone d'interaction

La zone d'interaction correspond à la zone de collision entre les deux paquets au centre de DELPHI. Cette zone est généralement stable durant tout le temps d'une prise de données correspondant à chaque remplissage du LEP. On définit événement par événement un vertex primaire avec l'ensemble des traces qui en sont issues. Statistiquement, l'ensemble des vertices primaires reconstruits définit un profil gaussien de cette zone avec une valeur centrale dans chaque direction et sa dispersion. La précision sur la position centrale de la zone est de quelques dizaines de micronmètres en x et en y . Cette zone est alors utilisée pour contraindre la reconstruction d'un nouveau vertex primaire pour chaque événement. Les dispersions moyennes sont :

en x , de $150 \mu m$;

en y , de $15 \mu m$;

en z , de $1 cm$.

Pour la mesure de la distance de vol des mésons beaux par exemple, la contrainte de la zone lumineuse est primordiale.

I.3.5 La simulation

L'analyse physique nécessite la comparaison des données réelles à des données simulées dont les paramètres physiques sont contrôlés. Pour cela, la simulation par la méthode Monte-Carlo doit tenir compte de la résolution des détecteurs qui détériorent les signaux. La simulation se décompose en deux parties :

1 . *La génération des processus physiques qui dépendent de nos connaissances théoriques de la physique des particules* : concrètement, DELPHI utilise le générateur Lund de JETSET qui s'appuie sur les principes physiques exposés dans le chapitre consacré à la théorie. A partir de la collision $e^+ e^-$ à la masse du Z^0 , le générateur fournit toute la cascade de désintégration du Z^0 jusqu'aux particules considérées comme pseudo-stables au niveau de l'expérience ($e, \mu, \nu, \pi, K, p, n, \gamma$ et λ).

2 . *L'interaction de ces particules à travers les détecteurs de DELPHI* : à partir des lois phénoménologiques, l'interaction reproduit les signaux détectables jusqu'à l'acquisition électronique. Le programme mise en place pour DELPHI se nomme DELSIM (DELphi event generation and detector SIMulation) [4].

A la sortie de DELSIM, les données sont identiques sous forme brute aux données réelles après l'acquisition. Ces données peuvent alors suivre la même chaîne de reconstruction. La connaissance de l'historique des événements simulés permet de déconvoluer les effets des détecteurs sur les grandeurs physiques, d'évaluer la sensibilité et les biais d'une méthode d'analyse. Néanmoins, la simulation Monte-Carlo n'est qu'un outil limité par notre connaissance de la physique et n'est souvent pas aussi proche qu'on le souhaiterait de la réalité.

I.4 TPC et RICH, les outils principaux :

I.4.1 Introduction

DELPHI dispose de plusieurs détecteurs complémentaires pour l'identification des particules. Certains combinent cette capacité avec d'autres fonctions de mesure. L'identification se résume parfois non pas à une reconnaissance absolue mais à un enrichissement d'un type de particules dans un lot d'événements sélectionnés. Différentes séparations combinées entre elles conduisent alors à une identification ou au contraire à un rejet de particules non compatibles avec les hypothèses de la particule voulue. Les détecteurs utilisés sont :

- La TPC : la quantité du dépôt d'énergie d'ionisation le long de la trace chargée permet une identification pour des particules d'impulsion inférieure à $10 \text{ GeV}/c$.

- Le RICH : la mesure de l'angle Cerenkov permet de tester les hypothèses de particules ($e/\mu/\pi/K/p$) entre 0.7 et $40 \text{ GeV}/c$ d'impulsion en combinant les résultats des deux

radiateurs, liquide et gazeux.

- La HPC : l'énergie déposée et la forme de la gerbe électromagnétique caractérisent les électrons et les photons.

- Le HCAL : l'absorption des hadrons dans les premières tours permet une discrimination, entre les hadrons et les muons, basée sur la mesure de l'énergie déposée dans les dernières tours.

- Les chambres à muons : seuls les muons peuvent atteindre ce détecteur le plus externe de DELPHI.

L'efficacité et la pureté d'identification des particules sont tributaires de la qualité des signaux donnés par ces détecteurs. Leur mesure est effectuée à partir de la simulation Monte-Carlo. Néanmoins, l'accord avec les événements réels est ajusté par des échantillons purs de particules connues :

- Les électrons sont issus de photons se convertissant dans les parties denses des détecteurs et des événements Bhabha.

- Les muons proviennent des événements dimuons et en partie des désintégrations du τ .

- Les pions et les protons proviennent des désintégrations de K_s^0, τ et des λ^0 .

I.4.2 L'ionisation des traces chargées dans la TPC

Les particules chargées déposent de l'énergie dans les matériaux qu'elles traversent sous forme d'ionisation, d'excitation et de collisions directes avec les électrons ou les noyaux. L'énergie d'ionisation déposée par unité de longueur suit la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A q^2 e^4}{m_e} \frac{Z}{A} \left(\frac{E}{P}\right)^2 \left\{ \text{Log} \left[\frac{2m_e c^2}{I} \left(\frac{P}{M}\right)^2 \right] + \left(\frac{P}{E}\right)^2 + \frac{\delta}{2} \right\}$$

où :

- N_A, e et m_e sont le nombre d'Avogadro, la charge et la masse de l'électron.

- Z, A, I et δ sont le nombre atomique, la masse atomique, le potentiel d'ionisation et le paramètre d'effet de densité du matériau traversé.

- E, P et M sont l'énergie, l'impulsion et la masse de la particule incidente.

Le gaz de la TPC permet une mesure du dépôt d'énergie le long de la trajectoire sans que cette énergie perdue affecte l'énergie totale de la particule incidente. La courbe de l'énergie

déposée en fonction de l'impulsion de la trace et selon les hypothèses de masse est présentée sur la figure I.15, où les bandes de points superposent distinctement les courbes intégrées de la formule de Bethe-Bloch pour les cinq particules ($e/\mu/\pi/K/p$).

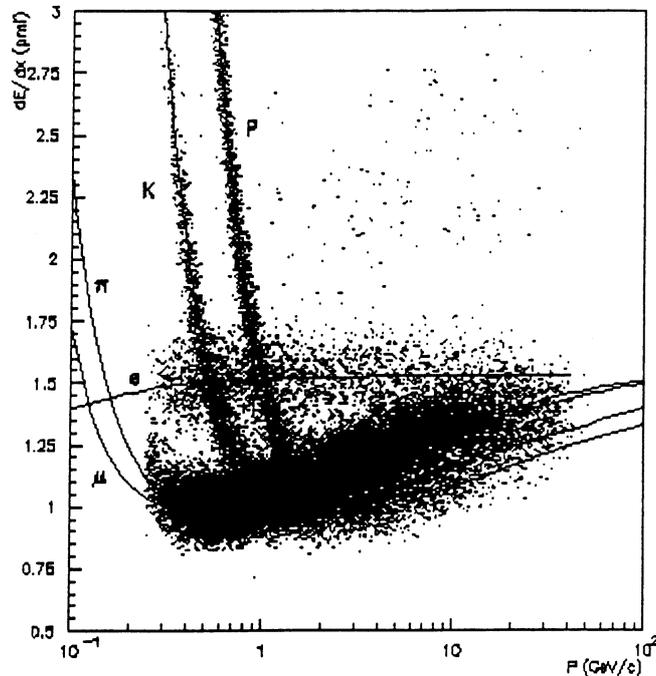


Figure I.15: La perte d'énergie dE/dx exprimée en minimum d'ionisation en fonction de l'impulsion pour des candidats électrons, muons, pions, kaons et protons, avec leurs courbes théoriques correspondantes. L'accumulation d'événements au-delà de la partie décroissante de la courbe théorique des protons est due au deutérium produit dans les collisions du faisceau avec les molécules de gaz résiduel dans le tube à vide du LEP.

L'échantillonnage des points de mesure est effectué par les 192 fils sensibles. L'énergie déposée sur chaque fil suit la distribution de probabilité de Landau (figure I.16).

Dans la partie autour de la valeur la plus probable, la forme est approximativement une gaussienne. Elle correspond aux faibles transferts d'énergie (excitation, ionisation). Les collisions avec les électrons du matériau, appelés rayons δ , sont responsables de la queue aux hautes valeurs de la distribution de Landau.

Pour effectuer un traitement statistique stable du dE/dx , l'ensemble des points de mesure doit avoir un profil gaussien le moins asymétrique possible. A partir de 192 points de mesure, la moyenne calculée est la moyenne tronquée à raison de 80 % des valeurs les plus faibles. Les plus hautes valeurs sont responsables de fluctuations de la moyenne du dépôt d'énergie le long de la trace. La précision de la mesure du dE/dx pour les événements di-muons atteint alors 5.5 %. Pour les événements hadroniques, tous les points de mesure ne peuvent être utilisés car chaque point doit satisfaire un critère d'isolation d'espace pour éviter les contaminations des traces voisines. Environ 75 % des traces disposent des 30 points minimum pour effectuer

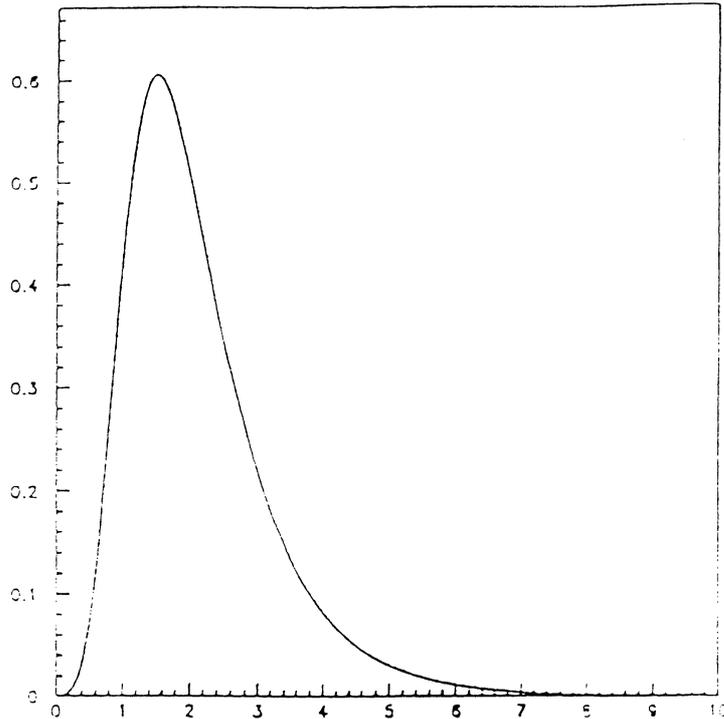


Figure I.16: Forme de la distribution de Landau des points de mesure de l'énergie des fils sensibles de la TPC.

la moyenne. La résolution ainsi obtenue est de 7.5 %. L'erreur sur la mesure est paramétrisée par la formule suivante :

$$\sigma_{dE/dx} = \sqrt{(\alpha dE/dx)^2 + \frac{\beta(dE/dx)^2 + Var[dE/dx]}{Nb_{fil}}}$$

avec :

- dE/dx , la valeur moyenne du dépôt d'ionisation de la trace normalisée à 1 au minimum d'ionisation ;

- $Var[dE/dx]$, la variance des points de mesure ;

- $\alpha = 0.02$, terme constant de la résolution due au détecteur ;

- $\beta = 0.20$, terme tenant compte de l'effet de la distribution de Landau .

Nous définissons alors l'estimateur de l'identification d'une particule h ($= e/\mu/\pi/K/p$) pour le dE/dx en comparant la valeur théorique $(dE/dx)^h$ que déposerait cette particule à la valeur mesurée $(dE/dx)^{mes}$:

$$I^h = \frac{(dE/dx)^{mes} - (dE/dx)^h}{\sigma_{dE/dx}}$$

La probabilité que l'hypothèse soit juste est alors estimée par la distribution de la probabilité du χ^2 à 1 degré de liberté, $Prob[(I^h)^2, 1]$. Toutefois, le dE/dx ne fournit pas une identification absolue mais permet plutôt un enrichissement pour le type de particules souhaitées. La séparation entre les hypothèses est effective avec la résolution actuelle pour des particules d'impulsion inférieure à $7 \text{ GeV}/c$.

Le dE/dx est un élément essentiel pour l'identification dans DELPHI. Lors de notre étude, nous allons utiliser les renseignements fournis par ce dernier en les combinant avec ceux du RICH que nous allons décrire maintenant pour avoir le meilleur estimateur possible d'identification de particules.

I.4.3 L'effet Cherenkov

I.4.3.a Principe

L'effet Cherenkov est un phénomène d'émission électro-magnétique produit par le passage d'une particule chargée ultra-relativiste dans un milieu transparent. Le passage de la particule crée une polarisation locale des molécules du milieu transparent qui se dépolarisent par émission cohérente de photons. Cet effet a lieu lorsque la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu d'indice n . Les interférences des ondes émises sont alors constructives sur un cône d'angle θ_c par rapport à la direction de la particule incidente. A partir de la vitesse seuil $\beta = (v/n) = 1/n$, l'angle Cherenkov varie selon l'expression suivante :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

Il apparaît un angle limite, l'angle de saturation Cherenkov, lorsque $\beta = 1$, donnant $\cos \theta_c^{sat} = 1/n$. La mesure de l'angle d'émission θ_c , avec la connaissance de l'impulsion p de la particule fournie par les détecteurs de traces internes, permet de déterminer la masse de la particule émissive avec la formule suivante :

$$m = p \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1}$$

La séparation pour l'identification dépend alors de la résolution sur la mesure de l'angle Cherenkov. L'angle est d'autant mieux déterminé que le nombre de photons émis est important. Le nombre de photons émis d'énergie E sur une longueur dl par une particule chargée traversant le milieu radiateur est :

$$\frac{dN}{dE dl} = N_0 \sin^2 \theta_c$$

où N_0 est un facteur de mérite caractérisant le détecteur.

Les milieux réfringents sont généralement dispersifs et donc l'indice varie avec l'énergie $n = n(E)$. Le nombre de photons d'énergie E suit par conséquent la variation d'indice. Le spectre en énergie des photons Cherenkov est limité également par l'absorption dans le milieu. Les photons émis dans les radiateurs du RICH ont une énergie entre 5 et 7 eV. La mesure de l'angle Cherenkov passe par une détection d'un nombre suffisant de photons; ce nombre dépend des facteurs de transmission dans les milieux radiateurs, des changements de milieu (fenêtre de quartz) et du facteur de conversion quantique dans le produit photo-ionisant (TMAE). La transparence est maximisée pour ces photons et le facteur de transmission est supérieur à 70 % en moyenne. Ces facteurs déterminent le facteur de mérite N_0 du RICH.

Pour mesurer l'angle Cherenkov θ_c , il est nécessaire de connaître le point d'émission dans le milieu radiateur. Deux méthodes sont appliquées dans DELPHI pour les deux radiateurs :

- l'épaisseur réduite du radiateur pour le radiateur liquide ;
- l'utilisation des miroirs focalisants pour le radiateur gazeux.

La résolution obtenue sur la mesure de l'angle Cherenkov est de 14 *mrad* pour le liquide, et de 5 *mrad* pour le gaz. L'identification dépend aussi des différents bruits dans le gaz de détection des photons Cherenkov. Le bruit est produit par les électrons d'ionisation lors du passage des particules dans le gaz de détection, les rayons delta, ou simplement le bruit électronique. Sur la figure I.17, nous présentons la variation de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion pour le gaz et pour le liquide.

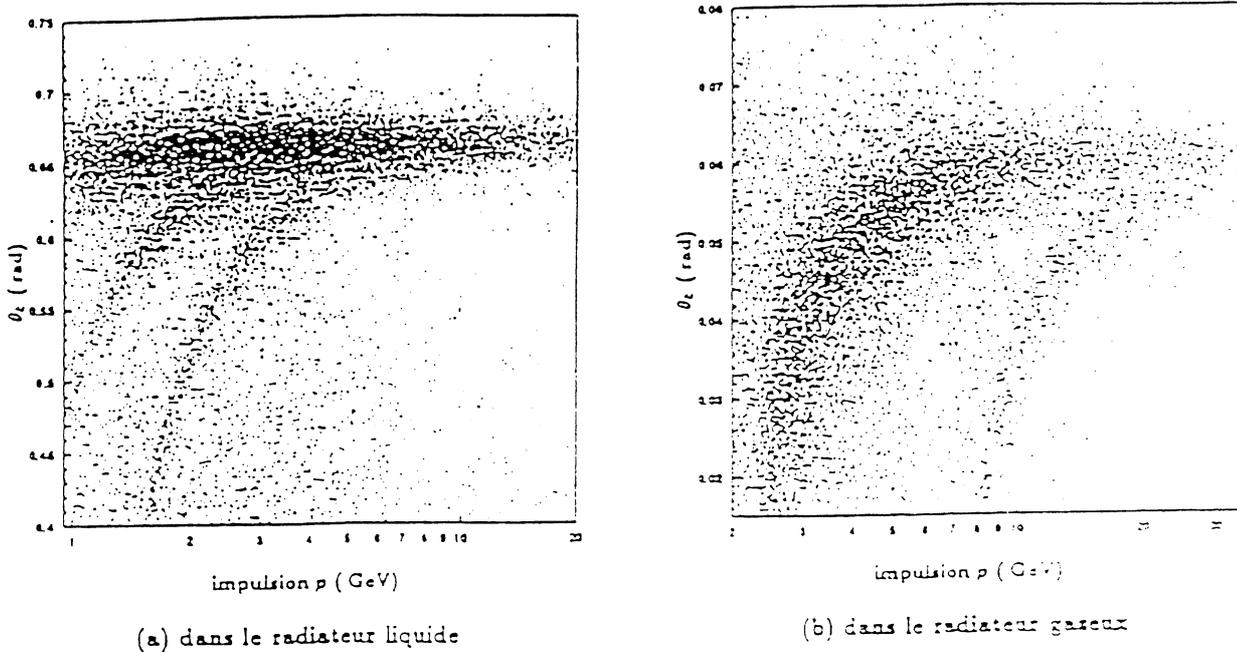


Figure I.17: Mesure de l'angle Cherenkov le plus probable des particules en fonction de l'impulsion.

I.4.3.b Méthode d'identification

La probabilité de détection utilise la méthode du maximum de vraisemblance. Après le nettoyage du bruit de fond, les photo-électrons sont sélectionnés dans des cellules situées autour de la trace entre un angle Cherenkov minimal et maximal pour les cinq hypothèses de particule $h = (e/\mu/\pi/K/p)$. La taille des cellules est choisie suffisamment petite pour que les probabilités d'occupation suivent la loi de Poisson. Pour chaque hypothèse, on définit la fonction de vraisemblance suivante :

$$L_h = \prod_{\text{cellule}}^i \frac{(N_h G_h^i + K_h B^i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(N_h G_h^i + K_h B^i)}$$

où :

- n_i , le nombre de photo-électrons dans la cellule i ;
- G_h^i , la probabilité de trouver un photon Cherenkov dans la cellule i , en supposant une distribution gaussienne autour de l'angle Cherenkov moyen pour l'hypothèse h ;
- B^i , la probabilité de trouver un photon de bruit de fond dans la cellule i , en supposant une distribution uniforme ;
- N_h , le nombre moyen de photons Cherenkov pour l'hypothèse h ;
- K_h , le nombre moyen de photons de bruit de fond qui est laissé libre pour maximiser L_h .

La qualité de la procédure dépend du nettoyage du bruit de fond et de la justesse des probabilités utilisées pour décrire la distribution des photons. Les vraisemblances des cinq hypothèses sont ensuite normalisées pour pouvoir attribuer une probabilité d'identification respectivement pour le gaz et pour le liquide.

I.4.4 L'identification des hadrons

Pour la reconstruction de mésons B et plus particulièrement B_s , avec un D_s , nous avons besoin d'identifier un kaon ou plutôt d'effectuer une séparation $\pi - K$. Nous avons à notre disposition la mesure du dE/dx de la TPC et les probabilités fournies par le RICH.

Cela va nous être seulement utile pour le cas de la désintégration du D_s en $K^* K$ où il nous faut une identification la meilleure possible pour ne pas reconstruire un D à la place du D_s .

Des estimateurs combinés TPC et RICH existent et peuvent permettre d'améliorer la séparation entre π et K .

I.5 Le futur de DELPHI :

En vue d'obtenir une reconstruction plus efficace des traces vers l'avant et en prévision de LEP200, la collaboration DELPHI a proposé les modifications suivantes qui prennent effet en 1996 :

- La réduction du diamètre interne du tube à vide de 53 mm à 45 mm, avec, en plus, l'installation d'un masque en tungstène à 1.5 m du point d'interaction.
- L'extension du micro-vertex double face vers l'avant, assurant une couverture angulaire jusqu'à 15° , les couches interne et externe du micro-vertex actuel étant remplacées par des couches double face depuis 1994.
- L'addition de trois couches de détecteurs au silicium (VFT : Very Forward Tracker) pour couvrir l'espace libre entre 15° et 25° .
- La prolongation de 40 cm de la couche interne du détecteur interne qui fournira 10 points de mesure jusqu'à 10° .

Chapitre II

La physique de la beauté au LEP

II.1 Introduction

Le Modèle Standard est, depuis quelques années, le cadre théorique communément admis pour expliquer les phénomènes observés en Physique des Particules. Son élaboration commence en 1934 lorsque Enrico Fermi propose des règles phénoménologiques pour décrire l'interaction faible d'une façon quelque peu similaire à celles utilisées pour l'électromagnétisme. Pendant les trente années qui suivent, la description de l'interaction faible comme ponctuelle de Fermi évolue pour aboutir à une interaction propagée par un boson chargé. C'est en 1961 que S.L. Glashow tente d'unifier les interactions faible et électromagnétique en postulant le groupe de symétrie locale $SU(2) \times U(1)$ et l'existence des trois bosons de jauge W^+ , W^- et Z . Mais cette tentative se heurte à un problème de taille : les masses de ces bosons sont nécessairement non nulles puisque l'interaction est à courte portée et de ce fait, la symétrie est violée. La découverte du mécanisme de Higgs en 1964 apporte la solution qui sera développée par S. Weinberg et A. Salam respectivement en 1967 et 1968. Ceux-ci proposent un modèle standard d'unification des interactions faibles et électromagnétiques dans le cas des leptons, utilisant ce mécanisme et la symétrie $SU(2) \times U(1)$ de S.L. Glashow. Enfin en 1970, S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani étendent ce modèle au secteur des quarks.

Le succès est immédiat avec la découverte des courants neutres en 1973 et du quark charmé en 1974. Il se poursuit en 1983 avec la mise en évidence des bosons de jauge au collisionneur SPS du CERN. Depuis, le dernier des quark, le top, a aussi été mis en évidence à CDF à FERMILAB.

Les particules de matière du Modèle Standard, les quarks et les leptons, sont des fermions. Ils sont répartis en un nombre de familles d'ores et déjà fixé à trois par les mesures du LEP :

- les quarks : $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$.

- les leptons : $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$.

Les interactions, quant à elles, sont au nombre de quatre : électromagnétique, faible, forte et gravitationnelle. Néanmoins, à l'échelle d'énergie qui nous intéresse, c'est-à-dire 10^9 eV, l'interaction gravitationnelle est négligeable.

L'interaction forte, décrite par la chromodynamique quantique (QCD), concerne les quarks et admet $SU(3)_{couleur}$ comme groupe de symétrie. Les quarks appartiennent à des triplets de $SU(3)_c$ (trois couleurs possibles) et les gluons, bosons de jauge qui véhiculent la charge de couleur, à des octets. Quant aux hadrons, à l'intérieur desquels les quarks sont confinés, ils doivent être incolores, c'est-à-dire appartenir à un singlet de $SU(3)_c$, et sont donc du type méson $Q\bar{Q}$ (où \bar{Q} représente l'antiparticule de Q) soit du type baryon QQQ . Ce sont, en effet, les deux seuls états observés expérimentalement. La constante de couplage de QCD s'écrit :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{(33 - 2N_F) \ln \left(\frac{q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)}$$

où q est l'énergie de transfert, N_F le nombre de saveurs ($N_F = 5$ au LEP puisque le quark top n'est pas produit), et Λ_{QCD} le paramètre d'échelle. Ainsi, lorsque l'énergie de transfert augmente, α_s diminue : c'est la propriété de liberté asymptotique. De plus, puisque la "constante" α_s dépend de q^2 , les calculs perturbatifs ne seront possibles que pour des énergies de transfert très grandes. Lorsque les processus relèvent du domaine non perturbatif de QCD, on peut faire appel à des modèles phénoménologiques, comme dans le cas de la fragmentation.

Enfin, les interactions faibles et électromagnétiques sont décrites par un même formalisme : le groupe de symétrie est $SU(2)_L \times U(1)_Y$ où $SU(2)_L$ est le groupe d'invariance de l'isospin faible et $U(1)_Y$ le groupe d'invariance de l'hypercharge faible¹. Les bosons de jauge sont au nombre de quatre : le Z et le photon γ qui sont neutres et les deux bosons chargés W^+ et W^- . Tous les fermions d'hélicité gauche appartiennent à des doublets de $SU(2)_L$ et sont donc sensibles à l'interaction électrofaible. En revanche, les fermions d'hélicité droite appartiennent à des singlets et sont sensibles uniquement, lorsque ceux-ci sont chargés, à l'interaction électromagnétique. En conséquence, les neutrinos droits ne sont pas pris en compte dans le Modèle Standard puisqu'ils n'interagissent ni faiblement, ni fortement, ni électromagnétiquement. Les fermions du Modèle sont donc :

- les quarks² : $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R$.
- les leptons : $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \mu_R, \tau_R$.
- et leurs antiparticules.

¹l'hypercharge Y est reliée à la charge électrique et à la troisième composante de l'isospin par la relation : $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$.

²l'indice L est associé aux composantes gauches (Left) et l'indice R aux composantes droites (Right)

II.2 Le Modèle Standard

Il est caractérisé principalement par :

- la structure du groupe de symétrie pour l'invariance de jauge locale = $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$.
- le choix de la représentation pour les fermions.
- la brisure spontanée de la symétrie par le mécanisme de Higgs.

Le choix du groupe de jauge associé à l'interaction faible (qui doit être plus large que $U(1)$), effectué par Glashow, Weinberg et Salam est $(SU(2))_L \otimes U(1)$. On peut noter que les e_L^- se transforment à la fois par $(SU(2))_L$ et par $U(1)$ alors que e_R^- n'est sensible qu'à $U(1)$.

Le groupe de symétrie $SU(3)$ ne concerne que les quarks et décrit les interactions fortes. Les champs de jauge, vectoriels, associés à ces symétries, se transforment suivant les représentations régulières des groupes considérés. Ces champs sont normalement désignés par :

- B_μ correspondant à $U(1)$ (singulet).
- \vec{W}_μ correspondant à $SU(2)$ (vecteur).
- G_μ^a correspondant à $SU(3)$ (octet).

Tous ces champs sont de masse nulle ; en effet, les termes de masse pour les champs ne sont pas invariants par la transformation de jauge.

Dans la suite, on ne considèrera que la partie électrofaible du Modèle Standard.

II.2.1 Le lagrangien électrofaible

On s'intéresse seulement au lagrangien électrofaible afin de comprendre le mécanisme qui confère une masse aux particules et l'origine de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

Le lagrangien peut se décomposer de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Electrofaible}} = \mathcal{L}_{\text{Cinétique}} + \mathcal{L}_{\text{Fermions}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$$

où :

- $\mathcal{L}_{\text{Cinétique}}$ est le terme d'énergie cinétique des bosons de masse nulle représentés

par les champs de Yang-Mills $\begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}$ pour $SU(2)$ et B_μ pour $U(1)$. Il s'écrit en fait :

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

• $\mathcal{L}_{fermions}$ est la partie du lagrangien décrivant l'interaction des fermions avec les champs de Yang-Mills.

$$\mathcal{L}_{fermions} = \sum_{fermions} \left[i\bar{R}\gamma^\mu(\partial_\mu + i\frac{g'}{2}YB_\mu)R + i\bar{L}\gamma^\mu(\partial_\mu + i\frac{g'}{2}YB_\mu + i\frac{g}{2}\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau})L \right]$$

où :

- L est la composante d'hélicité gauche du spineur F représentant le fermion et R la composante d'hélicité droite ³,

- \vec{W}_μ et B_μ sont les champs de Yang-Mills cités ci-dessus,

- $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ sont les trois matrices de Pauli,

- γ_μ sont les matrices de Dirac ($\mu = 0, 1, 2, 3, 4, 5$),

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

Les deux derniers termes sont décrits dans les sections suivantes car ils correspondent à des mécanismes particuliers.

II.2.2 Le mécanisme de Higgs

Pour rester fidèle à la réalité, les W^\pm et Z^0 doivent être lestés. En revanche, le photon doit rester de masse nulle. Donner une masse à un champ vectoriel permet de gagner un état de polarisation longitudinale, rajoutant un troisième degré de liberté physique. La création d'un doublet d'isospin faible de champs scalaires complexes est l'acte minimum pour préserver l'invariance de $SU(2)_L$. Ce doublet procure 4 degrés de liberté dont 3 servent à lester les bosons.

\mathcal{L}_{Higgs} décrit l'interaction entre le boson de Higgs et les bosons de jauge \vec{W}_μ et B_μ qui permet à ces derniers d'acquérir une masse lors de la brisure spontanée de symétrie.

\mathcal{L}_{Higgs} s'écrit :

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

³ $L = \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)F$; $R = \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)F$

où :

$$- \Phi \text{ est le champ de Higgs : } \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

- $V(\Phi)$ est le potentiel de Higgs : $V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2 |\Phi|^2 + \frac{1}{4}\lambda |\Phi|^4$ ($\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$) qui est minimum pour $|\Phi| = \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$.

Ce lagrangien est invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La forme du potentiel préserve la renormalisabilité du Modèle Standard et elle est choisie de manière que Φ ne soit pas nul dans l'état fondamental. L'état fondamental du lagrangien est donc différent de zéro. Le vide est alors infiniment dégénéré. Le champ de Higgs a une valeur moyenne non nulle sur le vide. L'hypercharge faible est fixée de telle façon que la composante du doublet de Higgs de moyenne non nulle sur le vide soit électriquement neutre. Là, apparaît la brisure de la symétrie, car il faut fixer la jauge pour définir cette charge.

Le champ de Higgs est un champ de perturbation autour de cette valeur moyenne et dans le cadre du Modèle Standard Minimal, l'identification de A_μ au champ du photon impose :

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{-\mu^2/\lambda} \end{pmatrix}$$

\mathcal{L}_{Higgs} se diagonalise par le changement d'opérateurs suivant :

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

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

et on obtient :

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

On a donc maintenant quatre bosons vecteurs dont trois massifs : W^+ et W^- de masse $M_W = \frac{vg}{2}$ et Z de masse $M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$. Le champ A_μ associé au photon reste sans masse.

II.2.3 L'origine des masses

La présence du champ de Higgs permet d'ajouter *ad hoc*, une masse aux fermions par un couplage de Yukawa.

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\sum_{leptons} [(G_l)_j \bar{l}_L^j \Phi l_R^j + hc] - \sum_{quarks} [(G_u)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi u_R^k + (G_d)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi^c d_R^k + hc]$$

où :

- $(G_l)_j, (G_u)_{jk}$ et $(G_d)_{jk}$ sont les constantes de couplage,

- Φ est le champ de Higgs et $\Phi^c = i\tau_2\Phi^*$ avec $\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$,

- l_L^j (respectivement l_R^j) est la composante d'hélicité gauche (respectivement droite) du spineur de fermion,

- q_L^j est la composante d'hélicité gauche du spineur de quark,

- u_R^k (respectivement d_R^k) est la composante d'hélicité droite du spineur de quark de type u (respectivement d).

En écrivant $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & - \sum_{\text{leptons}} \left[\frac{(G_l)_j v}{\sqrt{2}} \bar{l}^j l^j \left(1 + \frac{h}{v}\right) \right] \\ & - \sum_{\text{quarks}} \left[\frac{(G_u)_{jk} v}{\sqrt{2}} \bar{u}^j u^k \left(1 + \frac{h}{v}\right) + \frac{(G_d)_{jk} v}{\sqrt{2}} \bar{d}^j d^k \left(1 + \frac{h}{v}\right) \right] \end{aligned}$$

où l^j, u^j et d^j sont respectivement les spineurs de lepton, quark de type u et quark de type d .

On remarque que, puisque les neutrinos droits n'existent pas, la matrice $(G_l)_j$ est nécessairement diagonale. Les masses des leptons sont donc :

$$m_j = \frac{(G_l)_j v}{\sqrt{2}} ; j = e, \mu, \tau$$

En revanche, on ne peut diagonaliser (G_u) et (G_d) simultanément. Par convention, la matrice (G_u) est choisie diagonale, c'est-à-dire que les quarks de type u sont à la fois états propres de masses et états propres de l'interaction faible. Pour diagonaliser (G_d) , on utilise alors une transformation biunitaire : $G'_d = V_L G_d V_R^+$. Les masses des quarks sont alors donnés par :

$$m_j = \frac{(G_u)_j v}{\sqrt{2}} ; j = u, c, t$$

et :

$$m_j = \frac{(G'_d)_j v}{\sqrt{2}} ; j = s, d, b$$

⁴ on peut paramétriser $\Phi(\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4)$ grâce à quatre autres champs $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ et h :

$$\Phi = \exp(i\vec{\tau} \cdot \vec{\theta}(x)/v) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

où $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ sont les matrices de Pauli. Or, par invariance de jauge, les champs $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ n'apparaîtront pas dans le lagrangien, ce qui justifie le choix de Φ ne dépendant que de h .

Notons maintenant d'un indice i les états propres de l'interaction faible et d'un indice m les états propres de masse. Comme $\bar{d}_L^m G'_d d_R^m = \bar{d}_L^i G_d d_R^i$, on a $\bar{d}_L^m V_L = \bar{d}_L^i$ et $V_R^+ d_R^m = d_R^i$. En d'autres termes, on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{\text{électrofaible}} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{\text{masse}}$$

$V_{CKM} = V_L^+$ est la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

On peut alors réécrire le terme $\mathcal{L}_{fermions}$ en fonction d'un terme d'énergie cinétique \mathcal{L}_0 , des bosons de jauge A_μ, Z_μ, W^\pm et des paramètres usuels :

$$\mathcal{L}_{fermions} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_\gamma + \mathcal{L}_Z + \mathcal{L}_{CC}$$

$$\text{avec } \mathcal{L}_\gamma = g \sin \theta_W J_\mu^{em} A^\mu, \mathcal{L}_Z = \frac{g}{4 \cos \theta_W} J_\mu^{NC} Z^\mu, \mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} (J_\mu^{CC} W^\mu + hc).$$

Les courants J ont les expressions suivantes :

- courant électromagnétique : $J_\mu^{em} = \sum_{fermions} Q_f \bar{\Psi}_f \gamma_\mu \Psi_f$

- courant neutre : $J_\mu^{NC} = \sum_{fermions} \bar{\Psi}_f \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma^5) \Psi_f$

- courant chargé :

$$J_\mu^{CC} = \sum_{leptons} \bar{\Psi}_{\nu_l} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \Psi_l + \sum_{quarks} \bar{\Psi}_q \gamma_\mu (1 - \gamma^5) (V_{CKM})_{qq'} \Psi_{q'}$$

dans lesquels Ψ_f (respectivement l, ν_l et q) est le spineur du fermion f (respectivement lepton l , neutrino ν_l et quark q). v_f et a_f sont les couplages vectoriels et axiaux du fermion f :

$$v_f = 2I_3 - 4Q \sin^2 \theta_W ; a_f = 2I_3$$

soit pour les différents fermions :

	I_3	Q	v_f	a_f
ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	0	1	1
e^-, μ^-, τ^-	-1/2	-1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	-1
u, c, t	1/2	2/3	$1 - 8/3 \sin^2 \theta_W$	1
d, s, b	-1/2	-1/3	$-1 + 4/3 \sin^2 \theta_W$	-1

La matrice V_{CKM} apparaissant dans l'expression du courant chargé, permet donc les changements de saveur grâce à l'échange d'un W^+ ou d'un W^- : c'est par un tel processus qu'un quark peut se désintégrer en un autre quark. Les propriétés mathématiques et physiques de cette matrice, ainsi que la mesure des valeurs de ses éléments, vont être maintenant détaillées.

II.2.4 La matrice CKM

Dans le Modèle Standard, les états propres de l'interaction faible sont constitués d'un mélange d'états propres de masse des quarks. Ce mélange s'exprime sous forme d'une matrice unitaire,

à coefficients complexes.

La matrice CKM est une extension à trois familles de la matrice de mélange de G.I.M. (caractérisée par l'angle θ_c , avec $\sin \theta_c \simeq 0.22$), avec laquelle ils avaient prédit l'existence du quark charmé [5].

Initialement, la matrice a été introduite pour interpréter la violation de CP dans le Modèle Standard. En effet, pour n familles de quarks, une matrice complexe de rang n possède $2n^2$ paramètres libres, l'unitarité contraignant à n^2 paramètres. D'autre part, la phase des quarks peut être redéfinie à une phase globale près, absorbant $(2n - 1)$ paramètres. Il reste ainsi $(n - 1)^2$ paramètres libres pour caractériser la matrice de mélange. L'interprétation physique de ces degrés de liberté se fait en comparant les paramètres libres d'une matrice réelle unitaire de rang n donnant $\frac{n(n-1)}{2}$ angles de rotation aux paramètres libres de la matrice imaginaire. Ainsi la matrice de mélange possède $\frac{n(n-1)}{2}$ angles de rotation et $\frac{(n-1)(n-2)}{2}$ phases complexes. Pour 3 familles, la matrice CKM a 3 angles de rotation et une phase, non prédits par le Modèle Standard. Cette phase est responsable de la violation de CP par les courants faibles chargés.

La matrice CKM relie donc les états propres de masse d, s et b aux états propres de l'interaction faible d', s' et b' :

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

Plusieurs paramétrisations de cette matrice existent. Pourtant, celle de Wolfenstein [6] rend bien compte de la hiérarchie des transitions entre les familles. Ces transitions sont d'autant plus faibles que les familles sont éloignées en masse :

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

où $\lambda = \sin \theta_c, A, \rho$ et η sont les paramètres de Wolfenstein avec lesquels les éléments sont développés jusqu'à l'ordre λ^3 . A, ρ et η sont déterminés par la désintégration des hadrons beaux et valent actuellement :

$$A = 0.93 \pm 0.15 \text{ et } (\rho^2 + \eta^2)^{\frac{1}{2}} = 0.45_{-0.15}^{+0.20}$$

La mesure des éléments de la matrice est une importante activité des physiciens des particules car ce sont des paramètres fondamentaux non prédictibles dans le cadre du Modèle Standard. Les premiers éléments tels que V_{ud} et V_{us} ont été mesurés depuis longtemps. Les

principales méthodes de ces mesures sont résumées dans la matrice suivante [7]:

$$\left(\begin{array}{ccc} .9749 < |V_{ud}| < .9759 & .2187 < |V_{us}| < .2223 & .002 < |V_{ub}| < .008 \\ \text{désintégrations } \beta & K \rightarrow \pi l \nu & B \rightarrow l \nu \pi \\ \text{des noyaux} & \text{hypérons} & \text{spectre leptonique} \\ \\ .218 < |V_{cd}| < .223 & .9735 < |V_{cs}| < .9751 & .042 < |V_{cb}| < .050 \\ \text{diffusion de neutrino} & \text{diffusion de neutrino} & \text{mesure de } \tau_B \\ D \rightarrow X l \nu & D \rightarrow X_s l \nu & \text{et taux de branchement} \\ \\ .001 < |V_{td}| < .023 & .039 < |V_{ts}| < .051 & .987 < |V_{tb}| < .9991 \\ \text{unitarité} & \text{de la} & \text{matrice} \end{array} \right)$$

La physique des éléments de la matrice reste à mesurer. En utilisant l'unitarité de celle-ci, on construit le triangle d'unitarité à partir de la relation :

$$V_{ud}^* V_{td} + V_{us}^* V_{ts} + V_{ub}^* V_{tb} = 0$$

En posant : $V_{ud} \simeq V_{tb} \simeq 1$, la relation devient II.1 :

$$V_{ub}^* + V_{td} = -V_{us}^* V_{ts}$$

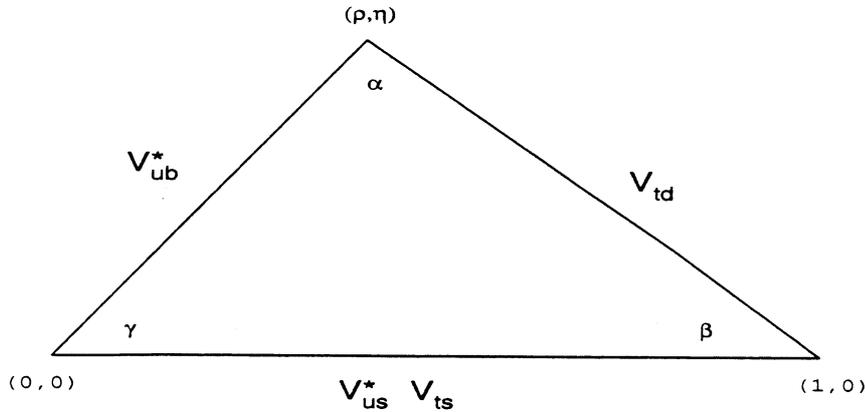


Figure II.1: Triangle d'unitarité

La forme du triangle dépend de la physique des termes V_{ub}^* et V_{td} qui dans la paramétrisation de Wolfenstein équivaut à la relation dans le plan complexe :

$$(\rho + i\eta) + (1 - \rho - i\eta) = 1$$

Les angles de ce triangle sont accessibles :

- α par $B_d^0 \rightarrow \pi \pi$.
- β par $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$.

Le test de l'unitarité de la matrice peut s'effectuer sans connaître tous ses éléments, la somme quadratique des éléments des lignes et des colonnes doit valoir 1:

$$1^{i\grave{e}me} \text{ ligne: } \Sigma_u = |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = .9990 \pm .0021 .$$

$$2^{i\grave{e}me} \text{ ligne: } \Sigma_c = |V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1.01 \pm 0.24 .$$

Les éléments de la ligne du top ne sont pas actuellement mesurés mais déduits de l'unitarité de la matrice. Toutefois, il est possible d'atteindre les éléments V_{td} et V_{ts} en mesurant le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ II.2.

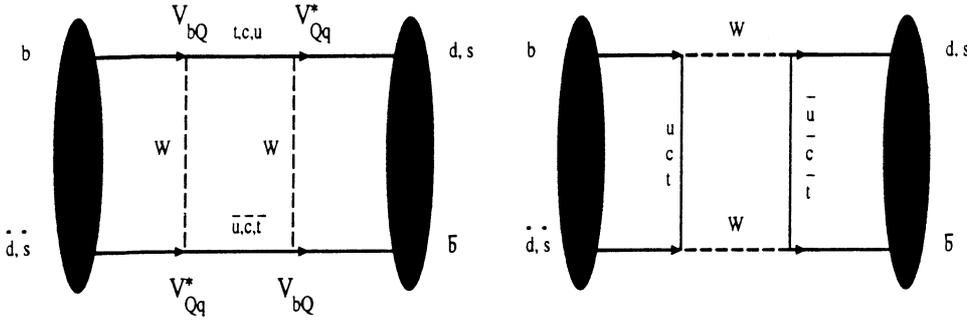


Figure II.2: Diagramme en boîte des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$

Le quark b permet de mesurer un grand nombre des éléments de la matrice, c'est pour cela que d'importants efforts expérimentaux sont fournis pour son étude .

II.3 Les désintégrations faibles des mésons beaux

II.3.1 La production du quark b

Le quark b fut découvert à Fermilab en 1977, en interprétant la résonance observée Υ comme un état lié ($b\bar{b}$) [8]. Dès le début des années 80, le quark b a été étudié intensivement par les expériences CLEO, CUSB et ARGUS sur des collisionneurs à électrons fonctionnant à l' $\Upsilon(4s)$ dont la masse est au-dessus du seuil de formation des mésons beaux les plus légers. Ces mésons beaux sont créés pratiquement au repos permettant essentiellement des mesures de largeur de désintégration et de spectroscopie. Ainsi les premières mesures directes de durée de vie des mésons B ont été effectuées par l'expérience WA75 sur cible fixe auprès du SPS, puis aux collisionneurs e^+e^- PEP, PETRA et TRISTAN fonctionnant dans le continuum, mais le rapport signal sur bruit et la section efficace de production de la beauté ne leur étaient pas favorables.

Le LEP s'avère une excellente machine pour observer la beauté et rechercher de nouveaux domaines tels que l'étude des mésons B_s^0 . Les hadrons beaux sont produits avec une impulsion supérieure à $20 \text{ GeV}/c$ leur permettant de voler quelques millimètres avant de se

désintégrer. Les machines à protons peuvent également fournir d'intéressantes mesures grâce à une section efficace de production importante.

Le tableau ci-après résume les expériences pouvant produire le quark b [9].

Accélérateurs	Expériences	$E_{CM}(GeV)$	$\sigma_{b\bar{b}}(nb)$	$\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{had}}$
CESR	CLEO, USB	10.5	1.15	0.25
DORIS	ARGUS	10.5	1.15	0.25
PEP	MARK III, DELCO	29.0	0.04	0.09
PETRA	TASSO, JADE	35.0	0.03	0.09
TRISTAN	AMY, TOPAZ	55.2	0.013	0.09
LEP	ALEPH, DELPHI, L3, OPAL	91.0	7.0	0.215
$Spp\bar{p}S$	UA1, UA2	630.	$\simeq 2 \times 10^4$	$\simeq 3 \times 10^{-4}$
TEV I	CDF, D0	1800.	$\simeq 5 \times 10^4$	$\simeq 7 \times 10^{-4}$

Au LEP, contrairement aux expériences à l' $\Upsilon(4s)$, le quark b peut former 5 mésons de saveurs différentes, le B^+ ($\bar{b}u$), le B_d^0 ($\bar{b}d$), le B_s^0 ($\bar{b}s$), le B_c^+ ($\bar{b}c$) et l' Υ ($\bar{b}b$). Ils sont produits à l'état fondamental ou dans des états excités B^* , B^{**} . Seul le B_c n'a pas encore été observé. En outre, des baryons beaux peuvent être également formés tels que le Λ_b^0 (udb), le Σ_b^0 (udb).

II.3.2 Production des hadrons beaux au LEP

II.3.2.a Evénements produits au LEP

Le Z^0 se désintègre de trois manières différentes :

- paires de leptons chargés e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ à 10 %.
- paires de neutrinos $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ à 20 %.
- paires de quarks $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ à 70 % (le quark t ne peut pas être produit car il est plus lourd que le Z^0).

On peut voir ces résultats sur le tableau suivant :

Canaux	Rapports de branchement
$Z^0 \rightarrow e^+ e^-$	$3.366 \pm 0.008\%$
$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$3.367 \pm 0.013\%$
$Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$	$3.360 \pm 0.015\%$
$Z^0 \rightarrow invisible$	$20.01 \pm 0.16\%$
$Z^0 \rightarrow q \bar{q}$	$69.90 \pm 0.15\%$
$Z^0 \rightarrow c \bar{c}$	$11.9 \pm 1.4\%$
$Z^0 \rightarrow b \bar{b}$	$15.45 \pm 0.21\%$

Les $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ne sont pas directement observables. Ainsi les événements hadroniques (lorsque le Z^0 se désintègre en une paire de quarks) sont largement majoritaires puisqu'ils représentent près de 88 % des Z^0 détectés au LEP.

Finalement, 22 % de ces événements hadroniques sont des événements où le Z^0 se désintègre en une paire $b\bar{b}$, le LEP produit donc une grande quantité de quarks b .

Pour DELPHI, entre 1992 et 1995, près de 2.800.000 événements hadroniques ont été observés, soit environ 616.000 paires de quarks $b\bar{b}$.

II.3.2.b Hadronisation

Les quarks ne peuvent être observés comme des particules libres mais uniquement comme constituants des hadrons (sous forme de jets).

L'hadronisation ou fragmentation d'une paire $q\bar{q}$ peut être représentée par la figure II.3. Ce processus est interprété par QCD comme une suite de radiations de gluons par les

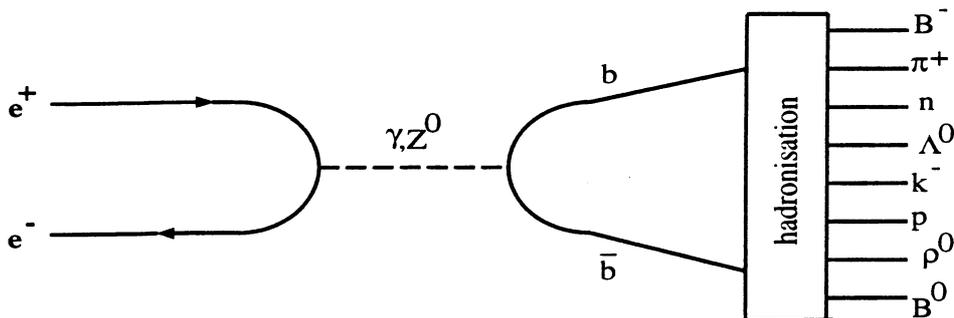


Figure II.3: Exemple de production de hadrons par annihilation e^+e^-

quarks initiaux, ces gluons pouvant rayonner d'autres gluons ou créer des paires de quarks et ainsi de suite. Finalement, les quarks se combinent pour former les hadrons. Si la première phase de radiation de gluons par les quarks initiaux est calculable par QCD, en revanche la phase d'hadronisation proprement dite se situe dans le régime non-perturbatif de QCD et nécessite donc le recours à des modèles phénoménologiques.

II.3.2.b.i Phase perturbative: les gerbes de partons La phase de rayonnement de gluons peut être calculée avec QCD. Cependant, les calculs deviennent vite très complexes dès que l'on veut obtenir une grande précision et on utilise souvent pour simuler l'hadronisation, le modèle phénoménologique des gerbes de partons (c'est-à-dire les quarks et les gluons) [10].

Dans ce modèle, les quarks initiaux rayonnent des gluons par le processus $q \rightarrow qg$, qui peuvent alors rayonner d'autres gluons par $g \rightarrow gg$ ou donner une paire de quarks par $g \rightarrow q\bar{q}$. La probabilité de chacun de ces processus est donnée par l'équation d'Altarelli-Parisi. Ces processus élémentaires sont itérés jusqu'à entrer dans le régime non-perturbatif.

II.3.2.b.ii Phase non-perturbative: le modèle des cordes La phase d'hadronisation proprement dite qui permet de faire des hadrons à partir des partons n'est pas calculable à l'heure actuelle avec QCD car elle invoque des processus non-perturbatifs. Elle est donc simulée à l'aide de modèles phénoménologiques, les plus utilisés étant le modèle des cordes, la fragmentation indépendante et le modèle des amas [10]. On ne parlera que du modèle des cordes qui est la méthode employée dans la simulation utilisée pour cette analyse.

Les études non-perturbatives de QCD sur réseau tendent à expliquer le confinement des hadrons par le fait que l'énergie de liaison entre deux quarks augmente linéairement avec la distance séparant ces deux quarks. C'est cette hypothèse du confinement linéaire qui est à l'origine du modèle des cordes. Dans ce modèle, une paire $q\bar{q}$ est reliée par un tube de flux de couleur de dimension uniforme le long de sa longueur, soit environ $1 fm$, le potentiel augmente donc linéairement avec la longueur du tube de flux. L'axe de ce tube de flux est mathématiquement paramétré par une corde relativiste à une dimension. La densité d'énergie contenue par cette corde est $\kappa \simeq 1 GeV/fm$ et est calculée à partir de la spectroscopie hadronique.

La corde reliant deux quarks, par exemple $q_1\bar{q}_2$, se tend à mesure que les deux quarks s'éloignent l'un de l'autre, l'énergie potentielle stockée dans la corde augmente. Cette corde peut alors se fragmenter en deux cordes indépendantes par la formation d'une paire $q_3\bar{q}_3$ au milieu de la corde initiale. Il y a alors deux cordes $q_1\bar{q}_3$ et $q_3\bar{q}_2$. Si la masse invariante de ces deux cordes est assez grande, elles peuvent à nouveau se fragmenter et ainsi de suite. La probabilité qu'une paire $q_3\bar{q}_3$ apparaisse au milieu de la corde est donnée par :

$$\mathcal{P} = \exp\left(-\frac{\pi}{\kappa}m_T^2\right) = \exp\left(-\frac{\pi}{\kappa}m^2\right) \exp\left(-\frac{\pi}{\kappa}p_T^2\right)$$

où m_T et p_T sont les masse et impulsion transverses du quark q_3 par rapport à la ligne de vol de la paire initiale et m la masse du quark, le facteur $\frac{\pi}{\kappa}$ est de l'ordre de $(250 MeV)^2$. On voit alors que les saveurs lourdes de quarks sont fortement supprimées dans la fragmentation ; on a en effet $u : d : s : c : b \simeq 1 : 1 : (0,2 \rightarrow 0,9) : (10^{-18} \rightarrow 10^{-7}) : \sim 0$. Ainsi, la fragmentation ne produit quasiment que des hadrons contenant des quarks u et d et quelques hadrons étranges.

Chaque corde étant un singlet de couleur, elle peut directement donner naissance à un hadron, si sa masse invariante le permet. La formation des baryons est beaucoup moins bien comprise et elle est modélisée par la création de paires de diquark-antidiquark lors de la fragmentation d'une corde. Ce type de processus est plus rare que la formation d'un méson.

La probabilité que le hadron emporte une fraction z de l'énergie du quark initial est donnée par une fonction de fragmentation. Deux types de fonction sont utilisés :

- pour les quarks légers, on utilise :

$$f(z) \sim \frac{1}{z}(1-z)^{0.5} \exp\left(\frac{bm_T^2}{z}\right)$$

avec $b = 0.973 \text{ GeV}^{-2}$.

- pour les quarks lourds, on utilise la fonction de Peterson-Zerwas [11] :

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

où $\epsilon_Q = \left(\frac{m_q}{m_Q}\right)^2$ est le carré du rapport des masses du quark léger et du quark lourd. Cette fonction est représentée sur la figure II.4 pour les hadrons charmés et beaux. On voit donc que plus le hadron est lourd, plus il emporte d'énergie du quark initial.

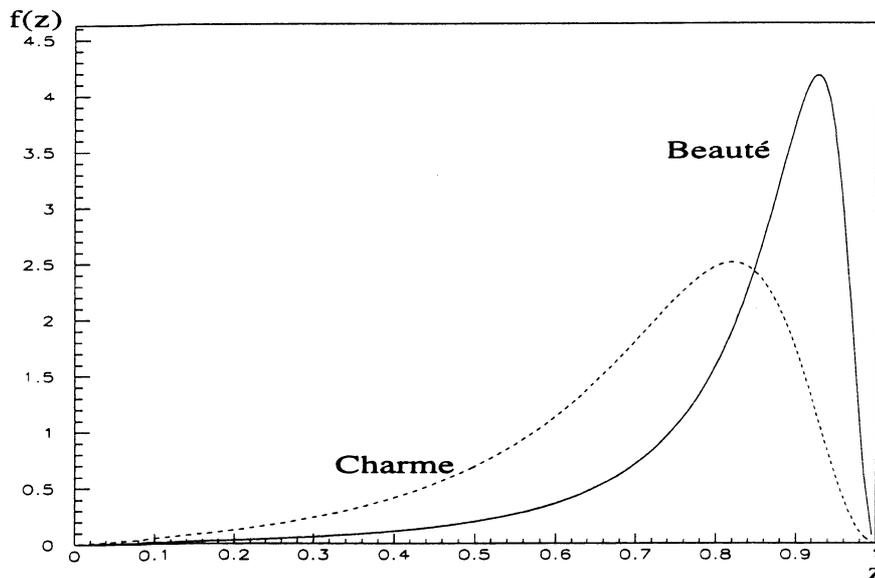


Figure II.4: Fonction de fragmentation de Peterson-Zerwas avec $\epsilon_c = 0.04$ et $\epsilon_b = 0.006$

II.3.2.b.iii Contenu d'un événement hadronique Un événement hadronique contient donc de nombreuses particules réparties sous forme de jets de hadrons (en général 2) ayant la

même direction que le parton ayant donné naissance à ce jet. Ces jets contiennent des particules de 2 origines différentes: les particules provenant de la désintégration des hadrons contenant un des quarks initiaux et les particules provenant de la fragmentation proprement dite. On a vu précédemment que les particules de la fragmentation sont principalement des pions avec quelques kaons et aussi des protons, neutrons, Λ^0 , etc. en faible quantité. Dans le cas des événements $u\bar{u}, d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$, les hadrons contenant un des quarks initiaux sont assez semblables aux hadrons produits lors de la fragmentation. En revanche, dans un événement $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$, les hadrons lourds produits se désintègrent rapidement. La désintégration d'un hadron lourd produit alors assez souvent un kaon et plusieurs pions et peut aussi produire un ou plusieurs leptons. De plus, du fait de la fonction de fragmentation des hadrons lourds, les résidus de ces hadrons ont une énergie généralement grande surtout par rapport aux particules de la fragmentation.

II.3.2.c Quels hadrons beaux observables au LEP ?

L'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse au LEP est largement suffisante pour produire tous les hadrons beaux. Il n'y a plus l'effet de seuil comme dans le cas des expériences ARGUS et CLEO, où seuls B_u et B_d pouvaient être observés.

Cependant, les hadrons contenant plus d'un quark b ne peuvent quasiment pas être produits, car la fragmentation devrait donner naissance à une paire $b\bar{b}$ et la probabilité d'un tel processus est extrêmement faible.

Ainsi, les hadrons beaux produits au LEP sont les mésons B^+, B^0, B_s^0 et B_c^+ et les baryons $\Lambda_b^0, \Sigma_b(uub, udb, ddb), \Xi_b$ et $\Omega_b(ssb)$.

Le tableau suivant donne les proportions de ces différents hadrons prédites par le programme JETSET [12].

Hadrons	Proportion
B^+, B^-	$39.50 \pm 0.08 \%$
B^0, \bar{B}^0	$39.55 \pm 0.08 \%$
B_s^0, \bar{B}_s^0	$11.89 \pm 0.05 \%$
B_c^+, B_c^-	$0.023 \pm 0.003 \%$
$\Lambda_b^0, \bar{\Lambda}_b^0$	$7.94 \pm 0.04 \%$
$\Xi_b^0, \bar{\Xi}_b^0, \Xi_b^+, \bar{\Xi}_b^-$	$1.09 \pm 0.02 \%$
$\Omega_b^-, \bar{\Omega}_b^+$	$0.012 \pm 0.002 \%$

Les mésons B^+ et B^0 sont les plus abondants puisqu'il suffit de créer des paires $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$ lors de la fragmentation pour les produire. Ainsi, au LEP, dans environ 80 % des cas, le quark b s'hadroniserait en méson B^+ ou B^0 .

L'intérêt des hadrons beaux produits au LEP par rapport aux autres expériences (CLEO, ARGUS) est qu'ils ont une grande impulsion, ils peuvent donc avant de se désintégrer, voler sur une distance suffisamment grande pour pouvoir être mesurée. Or

on verra que la mesure de la durée de vie de ces mésons peut être directement reliée à la mesure de leur distance de vol avant désintégration.

La physique de la beauté étudiée dans les collisionneurs hadroniques (Tevatron à Fermilab) ou sur cible fixe a toujours des inconvénients majeurs par rapport au LEP (haut niveau de bruit de fond propre aux collisionneurs hadroniques, faible statistique). Le LEP est donc un terrain privilégié pour l'étude des hadrons beaux.

II.3.3 Désintégration faible de la beauté

Comme pour la désintégration du méson D_s , la désintégration par courant faible chargé d'une particule de beauté libre est très bien décrite par la désintégration d'un muon. Lors de la désintégration d'un hadron contenant un quark lourd, le processus dominant vient du quark lourd. Le quark léger a un rôle passif dans le modèle bien connu du quark spectateur. La largeur est proportionnelle alors à la cinquième puissance de la masse :

$$\Gamma_\mu = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{192 \pi^3}$$

On peut classer les désintégrations des mésons avec les trois diagrammes de la figure II.5 où n'ont pas été représentés les échanges de gluons entre les quarks.

- diagramme spectateur : proche de la désintégration du quark libre. C'est la contribution principale aux largeurs partielles dans la plupart des canaux. Il y a 2 topologies :

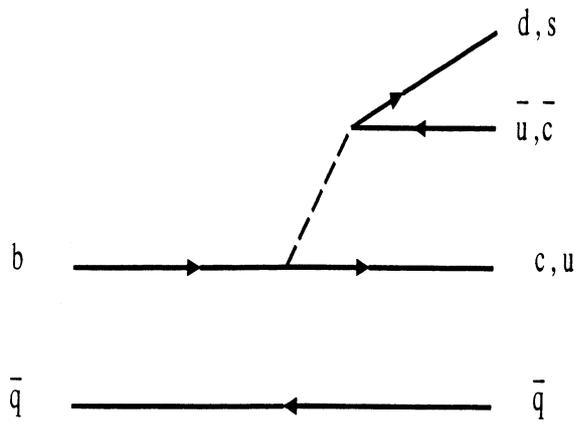
- externe où les quarks créés par le W s'hadronisent séparément.
- interne où un des quarks venant du W se recombine avec le quark spectateur.

- diagramme d'échange : valable seulement pour les mésons neutres et de plus défavorisé par la conservation de l'hélicité.

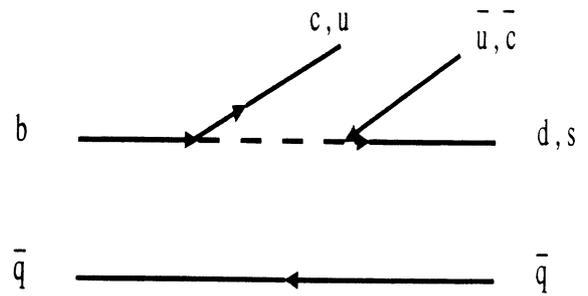
- diagramme d'annihilation : valable seulement pour les mésons chargés et défavorisé par les éléments de la matrice CKM dans le cas de la beauté.

Il existe deux approches pour traiter des désintégrations des mésons lourds :

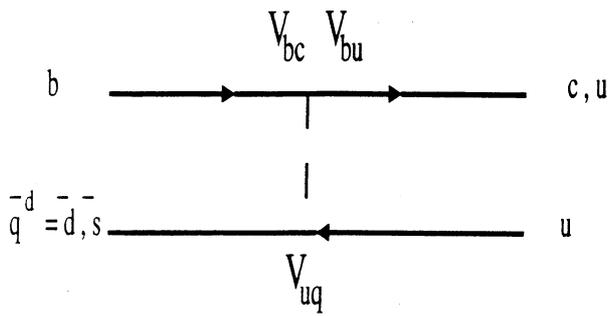
- *inclusive* : elle utilise la description de la désintégration au niveau des quarks libres et s'appuie sur le principe de dualité. Celui-ci postule que les processus touchant aux hadrons peuvent être décrits par les quarks à condition que la sommation de tous les processus concerne suffisamment de canaux hadroniques. Le problème vient alors de la méconnaissance de la masse du quark b à l'intérieur du méson. Le modèle de ACCMM [13] affine le traitement. L'état lié du quark lourd est simulé en contraignant la distribution d'impulsion du quark par une distribution f paramétrisée par une impulsion de Fermi P_F . Les lois cinématiques relient



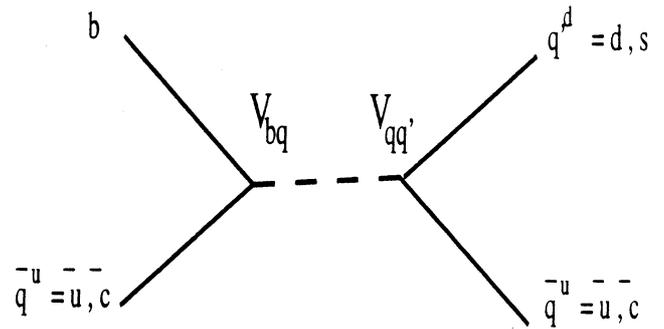
1.a spectateur externe



1.a spectateur interne



2. échange



3. annihilation

Figure II.5: Diagrammes de désintégration des mésons beaux

la masse du quark m_b à la masse du méson m_B et à celle du quark spectateur m_{sp} .

$$f(P) = \frac{4 P^2}{\sqrt{\pi} P_F^3} \exp\left(-\frac{P^2}{P_F^2}\right)$$

$$m_b^2 = m_B^2 + m_{sp}^2 - 2m_B \sqrt{P^2 + m_{sp}^2}$$

- *exclusive* : elle se base sur le postulat de factorisation des deux courants liés au W . Le confinement est modélisé par les facteurs qui forment les hadrons. Elle ne traite que des désintégrations à 2 corps qui semblent d'ailleurs dominantes. La description de nombreux canaux permet de déterminer les paramètres de la modélisation à partir des mesures expérimentales. Les modèles les plus utilisés sont IGSW [14], BSW [15] et KS [16]. Plus récemment, dans la limite infinie des quarks lourds, la théorie HQET [17] semble fournir une description plus universelle de la désintégration des mésons lourds en mésons lourds.

II.3.3.a Largeur de désintégration non-leptonique

Si on admet que les interactions dans l'état final entre quatre quarks dans le cas des quarks lourds sont faibles (alors qu'elles sont importantes dans le cas des quarks légers) avec l'argument qu'à haut moment transféré les 2 courants fermioniques impliqués dans la désintégration sont bien séparés, on peut donc négliger ces interactions dont les calculs sont très difficiles. On peut en rester au modèle du quark spectateur avec quelques corrections.

Les graphes d'annihilation et d'échange font appel aux dimensions spatiales des hadrons, donc dépendent de la fonction d'onde à l'origine.

D'où :

$$\Gamma_{A,E} \propto m_b^2 |\Psi(0)|^2$$

$$\Gamma_{sp} \propto m_b^5$$

En se basant sur l'image de l'atome de Bohr avec interaction forte pour un méson lourd :

$$|\Psi(0)|^2 \simeq \alpha_s^3 m_q^3$$

D'où :

$$\frac{\Gamma_{A,E}}{\Gamma_{sp}} \propto \alpha_s^3 \frac{m_q^3}{m_b^5}$$

On constate donc que l'importance du diagramme d'échange et d'annihilation diminue avec la masse du quark lourd. L'image d'un quark léger gravitant comme un électron autour d'un noyau lourd n'est pas totalement fautive.

Pour la suite, on considérera le diagramme spectateur dominant. En examinant les deux diagrammes externe et interne, on remarque que le diagramme externe fournit un singlet de couleur alors que le diagramme interne subit une suppression de couleur de $1/N_c$ due au réajustement nécessaire pour former un singlet.

La suppression n'est pas tout à fait $1/N_c$ car les échanges de gluons mous dont l'importance dépend de la constante de couplage α_s , réduisent ce facteur de couleur.

L'hamiltonien de la désintégration d'un quark b en charme s'écrit alors :

$$\begin{aligned} H_I(b \rightarrow cq_u q_d) &= G_f V_{cb} \sum_{\bar{q}^u q^d} \sum_{i,j}^{couleur} V_{q^u q^d}^* [\bar{c}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b_i] [\bar{q}_j^u \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_j^d] \\ &= G_f V_{cb} \sum_{\bar{q}^u q^d} V_{q^u q^d}^* [\bar{c}b]_L [\bar{q}^u q^d]_L \end{aligned}$$

Un hamiltonien similaire traite des transitions $b \rightarrow u \bar{q}_u q_d$.

Pour inclure les corrections QCD, les effets à courte portée peuvent être traités par perturbation et ceux à longue portée sont absorbés par la description des états initiaux et finals.

On introduit alors l'hamiltonien effectif suivant [18] [19], où vont apparaître les deux composantes du diagramme spectateur (externe et interne) :

$$\begin{aligned} H_I^{eff} &= G_f V_{cb} \sum_{\bar{q}^u q^d} V_{q^u q^d}^* (c_+ O_+ + c_- O_-) \\ &= G_f V_{cb} \sum_{\bar{q}^u q^d} V_{q^u q^d}^* [c_1 (\bar{c}b)_L (\bar{q}^u q^d)_L + c_2 (\bar{c}q^d)_L (\bar{q}^u b)_L] \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} O_\pm &= (\bar{c}b)_L (\bar{q}^u q^d)_L \pm (\bar{c}q^d)_L (\bar{q}^u b)_L \\ c_1 &= \frac{1}{2}(c_+ + c_-) \quad c_2 = \frac{1}{2}(c_+ - c_-) \end{aligned}$$

Sans correction QCD, $c_1 = c_2 = 1$, soit $c_+ = 2$ et $c_- = 0$.

Avec, dans l'approximation des logarithmes dominants et aux deux premiers ordres, on obtient [20] :

$$c_\pm = \left(\frac{\alpha_s(m_b)}{\alpha_s(m_W)} \right)^{d_\pm}$$

avec $d_+ = -\frac{1}{2}$ et $d_- = \frac{6}{33 - 2N_f}$

soit : $c_1 \simeq 1.13$ et $c_2 \simeq -0.29$

Les coefficients c_1 et c_2 évaluent l'importance relative des 2 processus externe et interne [21]. En effet, les deux opérateurs externe $((\bar{c}b)_L (\bar{q}^u q^d)_L)$ et interne $((\bar{c}q^d)_L (\bar{q}^u b)_L)$ correspondants aux émissions dites externe et interne du W ont donc les amplitudes définies par c_1 et c_2 . Le diagramme spectateur externe a donc une contribution supérieure à celle du diagramme interne.

Deux diagrammes interfèrent pour le calcul de la largeur partielle dont une représentation en terme d'émission de bosons intermédiaires effectifs est donnée par la figure II.6. En utilisant l'identité de Fierz et en demandant des états finals singlets de couleur

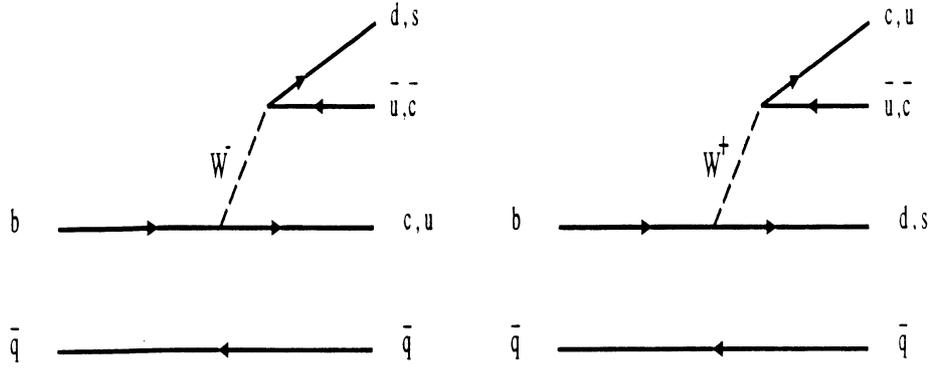


Figure II.6: Description des 2 opérateurs effectifs (externe d'amplitude c_1 et interne d'amplitude c_2) de la désintégration du b

[22], le terme d'interférence peut être estimé. La largeur non-leptonique s'écrit alors :

$$\Gamma_{NL} = 3 \frac{G_f^2 m_b^5}{192 \pi^3} |V_{cb} V_{ud}^*| (c_1^2 + c_2^2 + 2\xi c_1 c_2)$$

où $\xi \sim \frac{1}{N_c} = \frac{1}{3}$ représente l'intensité de l'interférence.

Mais l'interaction avec les gluons change cette valeur. BSW propose de laisser ξ comme paramètre libre et définit les constantes a_1 et a_2 :

$$a_1 = c_1 + \xi c_2 \quad \text{et} \quad a_2 = c_2 + \xi c_1$$

Dans les diagrammes spectateurs, pour le méson B^\pm , le quark u accompagnant le quark b peut interférer par le principe de Pauli avec le quark u créé par le W s'ils se retrouvent à proximité dans l'espace des phases, $B^-(b\bar{d}) \rightarrow (c\bar{u}d)\bar{u}$. Pour les B^0 , il ne peut y avoir de quarks dans le même état, $\bar{B}^0(b\bar{d}) \rightarrow (c\bar{u}d)\bar{d}$.

La force d'interférence est régie par la fonction d'onde à l'origine $\Psi(0)$ du hadron et alors :

$$\Gamma_{Pauli} \propto \frac{3G_f^2 m_b^2}{\pi} |\Psi(0)|^2 (2c_1 c_2 + \xi (c_1^2 + c_2^2))$$

Pour les mésons pseudo-scalaires, la constante de désintégration est déduite de la fonction d'onde à l'origine par :

$$f_B^2 = 12 \frac{|\Psi(0)|^2}{M_B}$$

Donc la largeur partielle non-leptonique est différente pour chaque sorte de hadron beau.

II.3.3.b Largeur de désintégration semi-leptonique

Le diagramme spectateur externe est alors le seul diagramme à contribuer à la désintégration. Le cadre du modèle spectateur est donc approprié.

Les désintégrations semi-leptoniques ont l'avantage d'avoir une signature propre avec un lepton de grande impulsion.

En regardant au niveau du quark libre (sans considérer les masses), on attend un rapport de branchement de 1/9 pour chaque famille de leptons. Si on tient compte des masses et si on ajoute les corrections QCD (différentes du cas non-leptonique car elles ne s'appliquent que sur un courant, celui du quark lourd), la largeur semi-leptonique est donnée par :

$$\begin{aligned}\Gamma_{SL}(b \rightarrow l\nu_l q) = & \frac{G_f^2 m_b^5}{192\pi^3} \eta_{SL}^{QCD} \left(\frac{m_u}{m_b} \right) I \left(\left(\frac{m_u}{m_b} \right), \left(\frac{m_l}{m_b} \right), 0 \right) |V_{ub}|^2 \\ & + \frac{G_f^2 m_b^5}{192\pi^3} \eta_{SL}^{QCD} \left(\frac{m_c}{m_b} \right) I \left(\left(\frac{m_c}{m_b} \right), \left(\frac{m_l}{m_b} \right), 0 \right) |V_{cb}|^2\end{aligned}$$

où $I(r_1, r_2, r_3)$ est une fonction d'espace de phase [23] et $\eta_{SL}^{QCD}(r)$ est le terme de corrections QCD.

Dans le cadre du modèle spectateur, le quark léger n'influence pas la désintégration, donc la largeur doit être la même pour tous les mésons B . Par contre, le taux de branchement semi-leptonique dépend de la largeur totale $\Gamma_{tot} = \Gamma_{SL} + \Gamma_{NL}$ dont la partie non-leptonique est différente pour chaque hadron beau.

Ceci renforce le fait déjà observé pour les hadrons charmés de différents temps de vie moyens [24]:

$$\tau_{D^\pm} = 1.07 \text{ ps} > \tau_{D_s^\pm} = 0.45 \text{ ps} \geq \tau_{D^0} = 0.42 \text{ ps}$$

L'interférence de Pauli est destructive et tend à allonger la durée de vie du B^\pm de 10 %. Le diagramme d'échange tend à la réduire de 10 – 15 % pour les B^0 et plus pour les Λ_B .

Le LEP et CDF [25] donnent:

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.10 \pm 0.11$$

On prévoit et observe la hiérarchie suivante :

$$\tau_{\Lambda_B} < \tau_{B_d^0} \leq \tau_{B_s^0} < \tau_{B_q^\pm}$$

Les rapports de branchement mesurés actuellement sont :

Expériences	Rapport de branchement
ARGUS , CLEO [26] [27]	$Br_{SL} = 10.4 \pm 0.3 \%$
LEP [28]	$Br_{SL} = 11.3 \pm 0.5 \%$
Théorie	$Br_{SL} = 11.0 \rightarrow 14.0 \%$

Le calcul théorique est effectué dans le cadre du modèle des partons avec des corrections QCD d'ordre supérieur. Les valeurs prédites sont significativement supérieures aux valeurs observées, mais l'incertitude affectant ce calcul est peut-être sous-estimée.

II.3.3.c Mesure des temps de vie des hadrons beaux

Depuis quelques années, la mesure de la durée de vie "individuelle" des hadrons beaux est possible alors qu'on ne pouvait auparavant effectuer qu'une mesure de durée de vie moyenne de ces hadrons.

On peut voir sur la figure II.7 l'évolution au cours du temps de la moyenne mondiale de la durée de vie moyenne des hadrons beaux.

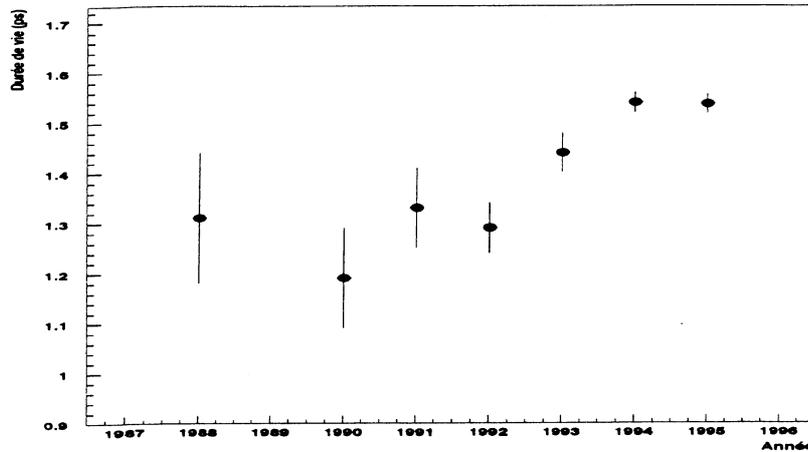
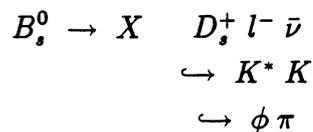


Figure II.7: Evolution de la durée de vie moyenne des hadrons beaux en fonction du temps

II.3.4 Le méson B_s^0 au LEP

Il y a deux types d'observation de ce méson possibles. Une observation indirecte se fait par l'étude des oscillations temporelles de celui-ci et nous développerons plus en détails ce fait dans la section suivante. L'observation directe est assez récente. Le LEP a observé ce méson pour la première fois en 1992 et cela n'a été possible qu'à partir des désintégrations semi-leptoniques. ALEPH et OPAL ont étudié les données enregistrées en 1990 et 1991 et ont observé des événements dans les canaux suivants :



Dans le cas de ces expériences, à la fois des électrons et des muons ont été utilisés. En revanche, le signal observé jusqu'à présent par DELPHI ne concerne que les données 1991 où l'on a étudié les canaux :

$$\begin{aligned}
 B_s^0 &\rightarrow X & D_s^+ &\mu^- \bar{\nu}_\mu \\
 & & \hookrightarrow & K^* K \\
 & & \hookrightarrow & \phi \pi
 \end{aligned}$$

Pour notre étude, nous utiliserons, pour déterminer le temps de vie du méson B_s^0 ainsi que pour évaluer ses oscillations, comme intermédiaire le méson D_s , dont nous verrons ses propriétés dans la section consacrée à la désintégration des mésons charmés.

II.4 Etude du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$

II.4.1 Introduction

Comme dans le cas $K^0 \longleftrightarrow \bar{K}^0$, un mélange est attendu dans le système $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$. Les diagrammes responsables de cet état de fait sont donnés par la figure II.8. Le diagramme de

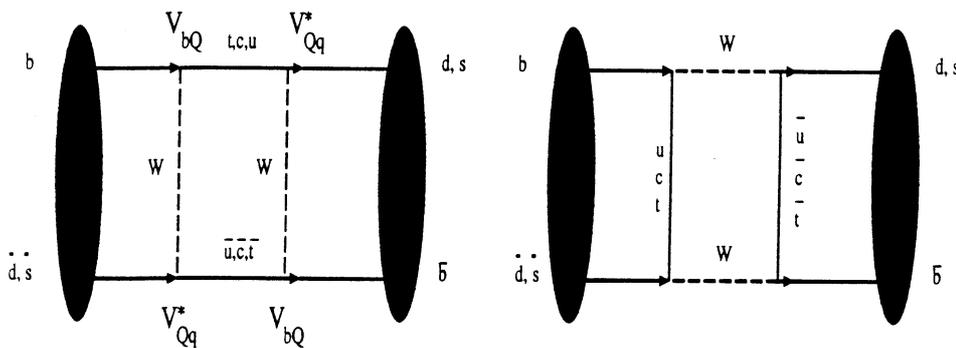


Figure II.8: Diagrammes en boîte responsable du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$

gauche montre aussi la manière dont sont définis les éléments de matrice. Si le quark sortant au vertex $q_i q_j W$ est du type $d(u)$, l'élément de matrice est V_{ij}^* (V_{ij}). Il est à noter que $Q(q)$ dénote comme précédemment un quark lourd (léger).

Le phénomène de mélange a déjà été observé dans le système $B_d^0 \longleftrightarrow \bar{B}_d^0$ dans la désintégration du $\Upsilon(4s)$ produit dans les collisions e^+e^- à Doris et CESR, mais également

dans les collisions $p\bar{p}$ du $Spp\bar{S}$ du CERN (UA1) et dans les collisions E^+E^- à 29 GeV dans l'anneau de stockage PEP (où, en fait, il s'agissait des mélanges $B_d^0 \longleftrightarrow \bar{B}_d^0$ et $B_s^0 \longleftrightarrow \bar{B}_s^0$).

Comme, au LEP, on peut tout produire ($B_d^0, \bar{B}_d^0, B_s^0$ et \bar{B}_s^0), l'interprétation des données ne permettra qu'une mesure inclusive du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$ car le taux de production relatif F_{hadron} n'est pas connu avec beaucoup de précision.

Dans la suite, la notation suivante pour le contenu du méson B sera utilisée :

$$B_q = b\bar{q} \quad , \quad \bar{B}_q = \bar{b}q \quad , \quad \text{avec } q = u, d, s, c.$$

II.4.2 Formalisme de base du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$

II.4.2.a Base théorique

A cause des transitions $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$, les états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ ne sont plus des états physiques. Ce ne sont plus alors des vecteurs propres de l'hamiltonien (H) formé de la partie interaction forte (M) et de la partie interaction faible (Γ). Cet hamiltonien phénoménologique est représenté par une matrice 2×2 dans l'espace ($|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$) (l'espace des saveurs). Pour décrire la désintégration des particules [29] [30] [31] [32], on écrit que :

$$(H) = (M) - \frac{i}{2}(\Gamma)$$

Il est à noter que (H) n'est plus hermitique (les valeurs propres ne sont plus réelles et les vecteurs propres n'ont pas besoin d'être orthogonaux), au contraire de (M) et de (Γ). L'hermiticité de (M) et (Γ) conduit aux relations suivantes entre les éléments de matrice :

$$\begin{aligned} H_{12} &= M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} & H_{21} &= M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} \\ M_{12} &= M_{12}^* & M_{ii} &= M_{ii}^* = M \\ \Gamma_{12} &= \Gamma_{21}^* & \Gamma_{ii} &= \Gamma_{ii}^* = \Gamma \end{aligned}$$

De plus, le théorème CPT conduit à $H_{11} = H_{22}$ donc on peut écrire (H) sous la forme :

$$(H) = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix}$$

L'évolution temporelle du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$ est décrite dans le cadre général de la Mécanique Quantique par l'équation :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} = (H) \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix}$$

Les éléments de matrice représentent les amplitudes de transition et sont donnés par :

$$\begin{aligned} \langle B^0 | H | B^0 \rangle &= \langle \bar{B}^0 | H | \bar{B}^0 \rangle = M - \frac{i}{2}\Gamma \\ \langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle &= M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \\ \langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle &= M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \end{aligned}$$

Les deux dernières équations représentent les transitions $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$ avec les éléments de matrice de masse et de désintégrations. On voit déjà que la violation de CP peut avoir lieu dans le mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$ si les éléments non-diagonaux sont des quantités complexes (c'est une condition nécessaire mais pas suffisante) ou plus précisément si :

$$|\langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 - |\langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle|^2 = 2\mathcal{I}m(M_{12}\Gamma_{12}) \neq 0$$

Les états physiques $|B_l\rangle$ (noté par la suite $|B_1\rangle$) et $|B_h\rangle \equiv |B_2\rangle$, où $l(h)$ sont les indices pour légers (lourds), sont obtenus en diagonalisant (H).

Les valeurs propres sont alors :

$$\xi^\pm = M - \frac{i}{2}\Gamma \pm Q$$

avec $Q = \left\{ \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \right\}^{\frac{1}{2}}$

Les vecteurs propres sont $V_1 \begin{pmatrix} p' \\ q' \end{pmatrix}$ et $V_2 \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix}$ correspondants à ξ^+ et ξ^- et tels que :

$$\frac{q'}{p'} = \frac{Q}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} = \frac{-q}{p}$$

On peut écrire les états propres $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$ sous la forme :

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle \\ |B_2\rangle &= p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle \end{aligned}$$

Les masses $M_{l,h} \equiv M_{1,2}$ et les largeurs $\Gamma_{l,h} \equiv \Gamma_{1,2}$ des états physiques $|B_{1,2}\rangle$ sont donnés par :

$$\begin{aligned} M_{l,h} &= \mathcal{R}e(\xi^\pm) = M \pm \mathcal{R}e(Q) \\ \Gamma_{l,h} &= -2\mathcal{I}m(\xi^\pm) = \Gamma \mp 2\mathcal{I}m(Q) \end{aligned}$$

On obtient alors les relations suivantes qui seront utilisées par la suite :

$$\begin{aligned} \Delta M &= M_h - M_l = 2\mathcal{R}e(Q) \\ \Delta \Gamma &= \Gamma_h - \Gamma_l = -4\mathcal{I}m(Q) \\ Q &= \left(\Delta M - \frac{i}{2}\Delta \Gamma \right) / 2 \\ \Gamma &= (\Gamma_h + \Gamma_l) / 2 \end{aligned}$$

On pose :

$$|\eta| = \left| \frac{q}{p} \right| = \left| \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right|^{\frac{1}{2}}$$

Il est à noter que si M_{12} et Γ_{12} sont réels ou plus précisément si $\mathcal{I}m(M_{12}^*\Gamma_{12}) = 0$, il n'y a pas de violation de CP dans les transitions $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$. On a alors $|\eta|^2 = 1$. Ce n'est qu'en l'absence de violation de CP dans le mélange que les états $|B_1\rangle$ et $|B_2\rangle$ deviennent orthogonaux.

La violation de CP étant attendue très faible, nous la négligerons par la suite d'autant que le nombre de Z^0 nécessaire pour être sensible à une telle violation est de l'ordre de quelques millions à quelques milliards.

II.4.2.b Dépendance en temps et mélange

On va s'intéresser à la dépendance en temps de l'état $|B^0(t)\rangle$ (ou $|\bar{B}^0(t)\rangle$) lorsqu'un état $|B^0\rangle$ (ou $|\bar{B}^0\rangle$) a été produit au temps $t = 0$. Notons tout d'abord que les états $|B_{1,2}\rangle$ ont des durées finies. Ceci veut dire que la dépendance en temps des états $|B_{1,2}(t)\rangle$ est simplement donnée par :

$$|B_{1,2}(t)\rangle = |B_{1,2}\rangle \exp -i \left(M_{1,2} - \frac{i}{2} \Gamma_{1,2} \right) t$$

Ceci conduit à :

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= f_+(t) |B^0\rangle + f_-(t) |\bar{B}^0\rangle \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= f_-(t) |B^0\rangle + f_+(t) |\bar{B}^0\rangle \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} f_+(t) &= \frac{1}{2} \left(\exp -i \left(M_1 - \frac{i}{2} \Gamma_1 \right) t + \exp -i \left(M_2 - \frac{i}{2} \Gamma_2 \right) t \right) \\ f_-(t) &= \frac{1}{2} \left(\exp -i \left(M_1 - \frac{i}{2} \Gamma_1 \right) t - \exp -i \left(M_2 - \frac{i}{2} \Gamma_2 \right) t \right) \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} M_1 &= M - \frac{\Delta M}{2} & \Gamma_1 &= \Gamma - \frac{\Delta \Gamma}{2} \\ M_2 &= M + \frac{\Delta M}{2} & \Gamma_2 &= \Gamma + \frac{\Delta \Gamma}{2} \end{aligned}$$

A l'aide des formules ci-dessus, on peut connaître la probabilité qu'une mesure sur le système (ici la désintégration d'un méson B^0) à l'instant t aboutisse à la signature d'un B^0 ou d'un \bar{B}^0 . Cette probabilité est directement proportionnelle à la probabilité $P(B^0, 0 \rightarrow B^0, t)$ dans le premier cas et à $P(B^0, 0 \rightarrow \bar{B}^0, t)$ dans le second. $P(B^0, 0 \rightarrow B^0, t)$ (respectivement $P(B^0, 0 \rightarrow \bar{B}^0, t)$) est la probabilité qu'un B^0 à $t = 0$ soit un B^0 (respectivement un \bar{B}^0) à l'instant t .

D'où :

$$\begin{aligned} P(B^0, 0 \rightarrow B^0, t) &= |\langle B^0 | B^0(t) \rangle|^2 = |f_+(t)|^2 \\ P(\bar{B}^0, 0 \rightarrow B^0, t) &= |\langle \bar{B}^0 | B^0(t) \rangle|^2 = |f_-(t)|^2 \\ P(B^0, 0 \rightarrow \bar{B}^0, t) &= |\langle B^0 | \bar{B}^0(t) \rangle|^2 = |f_-(t)|^2 \\ P(\bar{B}^0, 0 \rightarrow \bar{B}^0, t) &= |\langle \bar{B}^0 | \bar{B}^0(t) \rangle|^2 = |f_+(t)|^2 \end{aligned}$$

En posant : $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$ et $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$, on a :

$$|f_{\pm}(t)|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} [ch(y\Gamma t) \pm \cos(x\Gamma t)]$$

A cause du grand espace de phase disponible pour les désintégrations des mésons B , on attend que $\Gamma_1 \simeq \Gamma_2$, c'est-à-dire $\Gamma \simeq \Gamma_{1,2}$ soit $\Delta \Gamma \ll \Gamma$ d'où $y \simeq 0$. La formule précédente montre le caractère oscillatoire du B^0 et du \bar{B}^0 contenu dans un jet de B^0 donné. Les oscillations dépendent crucialement de $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$ comme on peut le voir sur la figure II.9. Suivant la valeur de $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$, il peut y avoir plusieurs oscillations avant que le méson B^0 ne se désintègre.

Si nous étions capables d'identifier les états $|B^0(t)\rangle$ et $|\bar{B}^0(t)\rangle$ et de mesurer les temps de désintégration, nous pourrions, en principe, rechercher une distribution en $\exp(-\Gamma t)$ modulé par un facteur $(1 \pm \cos(\Delta M t))$. L'observation d'un terme en $\cos(\Delta M t)$ établirait de façon

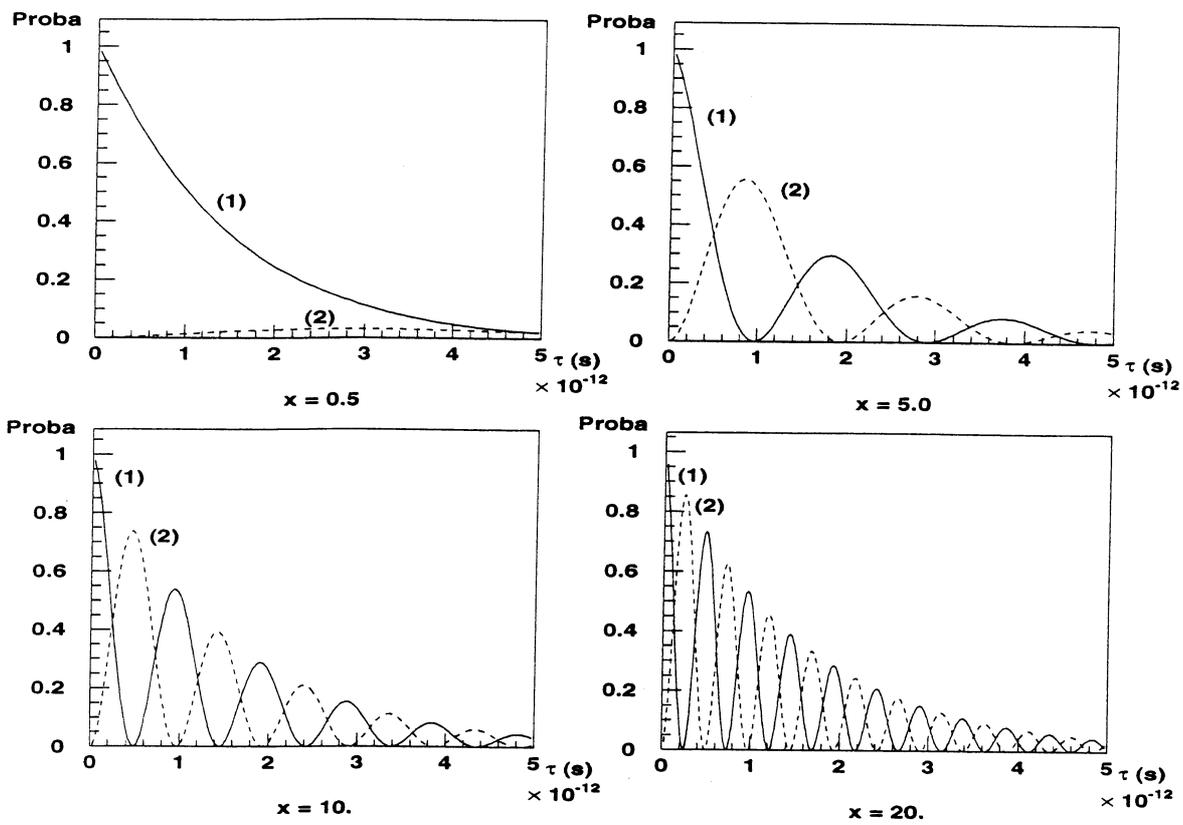


Figure II.9: Evolution de la fonction d'onde $B_q^0(t)$ pour $y = 0$ et différentes valeurs de x - Courbe (1) : contenu en B_q^0 - Courbe (2) : contenu en $\bar{B}_q^0 - \tau_B = 1.54 \cdot 10^{-12} s$

indiscutable l'existence d'un mélange et pourrait éventuellement permettre d'extraire x de l'expérience.

A cause de ces oscillations, on préfère souvent considérer les probabilités intégrées dans le temps [33]. On définit alors pour mesurer quantitativement le mélange, le paramètre de Pais et Treiman :

$$r = \frac{\int_0^\infty P(B^0, 0 \rightarrow \bar{B}^0, t) dt}{\int_0^\infty P(B^0, 0 \rightarrow B^0, t) dt} = \frac{\int_0^\infty |f_-(t)|^2 dt}{\int_0^\infty |f_+(t)|^2 dt} = \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2}$$

Mais on préfère souvent exprimer quantitativement le mélange en termes de probabilité $\chi = P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$. Soit :

$$r = \frac{\chi}{1 - \chi} \iff \chi = \frac{r}{1 + r} = \frac{x^2 + y^2}{2(1 + x^2)} \simeq \frac{x^2}{2(1 + x^2)}$$

Le mélange maximum aura lieu quand $r = 1$ soit $\chi = 0.5$ ce qui correspond à une quantité égale de $|B^0\rangle$ et de $|\bar{B}^0\rangle$ dans le même jet à $t \rightarrow \infty$.

Ceci se produira essentiellement si $x \gg 1$. Ceci signifie que le système oscillera rapidement avant de se désintégrer et apparaître alors comme un mélange $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ quasi égal. Cette situation est attendue pour le mélange $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$.

II.4.2.c Implications des diagrammes en boîtes sur les mélanges $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ et $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$

Jusqu'à présent, les estimations de Γ , ΔM et $\Delta\Gamma$ ne sont pas précises. La largeur totale Γ peut être obtenue à partir des mesures de temps de vie τ (de l'ordre de quelques ps). Théoriquement, la contribution majeure à Γ est due au diagramme spectateur (cf. figure II.10). Au contraire, ΔM et $\Delta\Gamma$ peuvent être estimés à partir des diagrammes en boîte vus

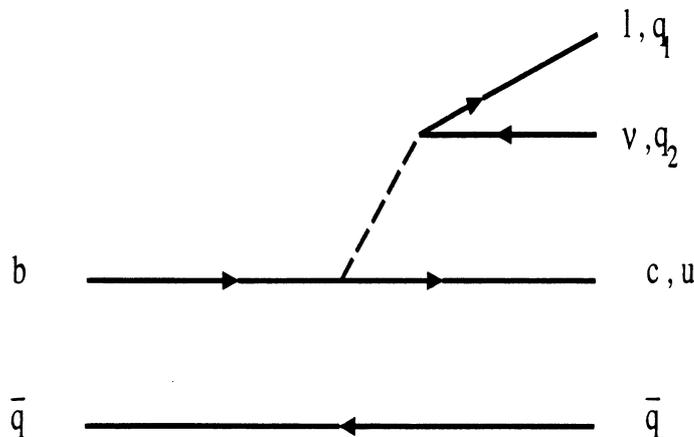


Figure II.10: Diagramme spectateur responsable de la contribution majeure à Γ

précédemment. En fait, ces diagrammes permettent de calculer $M_{1,2}$ et $\Gamma_{1,2}$ à partir desquels on obtient ΔM et $\Delta\Gamma$.

A l'ordre dominant (premier ordre), on ne considère que les échanges du quark donnant la contribution la plus grande, ce qui correspond à échanger le quark le plus lourd.

On obtient alors pour le système du B [34] [35]:

$$M_{12} = -\frac{G_\mu^2}{12\pi^2} B_B f_B^2 m_B |V_{tb} V_{tp}^*|^2 m_t^2 \eta_{QCD} F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$$

$$\Gamma_{12} = \frac{G_\mu^2}{8\pi} B_B f_B^2 m_B |V_{tb} V_{tp}^*|^2 m_b^2 \eta_{QCD} F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$$

Ici, m_t est la masse du quark top, m_B la masse du méson B . L'indice $p = d, s$ est utilisé pour permettre la description du mélange étudié.

Le paramètre η_{QCD} est estimé être égal à 0.85 et $F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$ est une fonction lentement décroissante de $\frac{m_t^2}{M_W^2}$ comme le montre la figure II.11 :

$$F(Z) = \frac{1}{4} + \frac{9}{4(1-Z)} - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-Z)^2} - \frac{3}{2} Z^2 \text{Log } Z \frac{1}{(1-Z)^3}$$

En fait, $\sqrt{B_B} f_B$ contient la plus grande source d'incertitude des expressions donnant M_{12} et Γ_{12} . En combinant les calculs théoriques et des résultats expérimentaux [36], on donne :

$$\sqrt{B_B} f_B = 140 \pm 40 \text{ MeV}$$

B_B est la constante du sac ($\simeq 1$) et f_B est la constante de désintégration du méson B .

En dépit des incertitudes sur ces paramètres ainsi que sur la valeur de la masse du quark top, on peut néanmoins en tirer quelques conclusions. On peut voir d'après les expressions donnant M_{12} et Γ_{12} que :

$$\left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| = \frac{3}{2} \pi \frac{m_b^2}{m_t^2} \ll 1$$

,et que M_{12} et Γ_{12} ont les mêmes phases.

Une conséquence importante due à ceci est qu'on peut obtenir des expressions simples pour ΔM et $\Delta\Gamma$:

$$\Delta M \simeq \frac{G_\mu^2}{6\pi^2} B_B f_B^2 m_B |V_{tb} V_{tq}^*|^2 m_t^2 \eta_{QCD} F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$$

$$\Delta\Gamma \simeq \frac{G_\mu^2}{4\pi} B_B f_B^2 m_B |V_{tb} V_{tq}^*|^2 m_b^2 \eta_{QCD} F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$$

On voit donc que le mélange est gouverné par un seul paramètre $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$.

$$x_q \simeq \frac{G_\mu^2}{6\pi^2} B_B f_B^2 m_B \frac{|V_{tb} V_{tq}^*|^2}{\Gamma} m_t^2 \eta_{QCD} F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$$

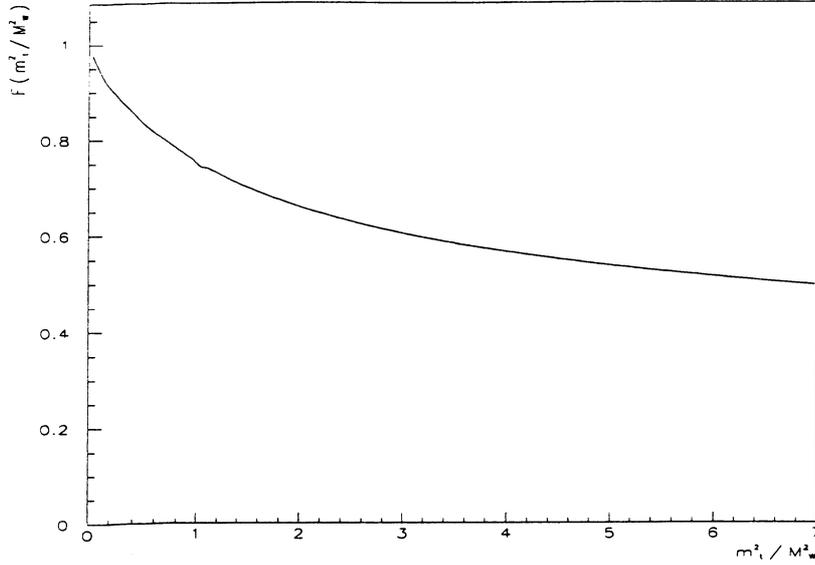


Figure II.11: Représentation de la fonction $F\left(\frac{m_i^2}{M_W^2}\right)$

Cette relation explique bien pourquoi le mélange attendu est beaucoup plus grand pour le système du B_s^0 que pour celui du B_d^0 . En effet, $|V_{tb} V_{td}^*| < |V_{tb} V_{ts}^*|$ donc $x_d < x_s$.

On arrive même à une estimation de $\frac{x_s}{x_d}$ en utilisant les résultats du Modèle Standard :

$$\frac{x_s}{x_d} \simeq \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 = \frac{1}{\lambda^2 |1 - \rho e^{-i\phi}|^2} = \frac{1}{\lambda^2 (1 + \rho^2 - 2\rho \cos \phi)} \geq \frac{1}{\lambda^2 (1 + \rho^2)^2}$$

selon la paramétrisation de Wolfeinstein de la matrice CKM.

Une mesure du rapport $\frac{\Gamma(b \rightarrow u e \nu)}{\Gamma(b \rightarrow c e \nu)} \leq 6\%$ implique $\rho^2 \leq (0.5)^2$ et fournit une limite inférieure à $\frac{x_s}{x_d}$:

$$\frac{x_s}{x_d} \geq 9.2$$

D'une façon très qualitative, nous sommes capables de comprendre pourquoi le mélange dans le système du B^0 est attendu beaucoup plus grand que dans celui du D^0 (ou même du T^0 que nous ne développerons pas ici).

Faisons les hypothèses simplificatrices suivantes [37] :

- $y = 0$ pour tous les cas D et B .
- B_M et f_M (où M vaut pour les mésons D et B) sont ignorés.

- $x \sim |V_{ij} V_{ik}^*|^2 m_q^2 \frac{m_M}{\Gamma}$ où m_M est la masse du méson considéré.
- la paramétrisation de Wolfeinstein est utilisée.

La figure II.12 représente les différents diagrammes en boîte pour les cas du D^0 et du B^0 . Elle donne de plus les estimations des quantités $x \sim |V_{ij} V_{ik}^*|^2 m_q^2 \frac{m_M}{\Gamma}$, où nous utiliserons le diagramme spectateur pour évaluer $\Gamma \sim m_q^5 |V_{qq'}|^2$. On remarque alors que x est le

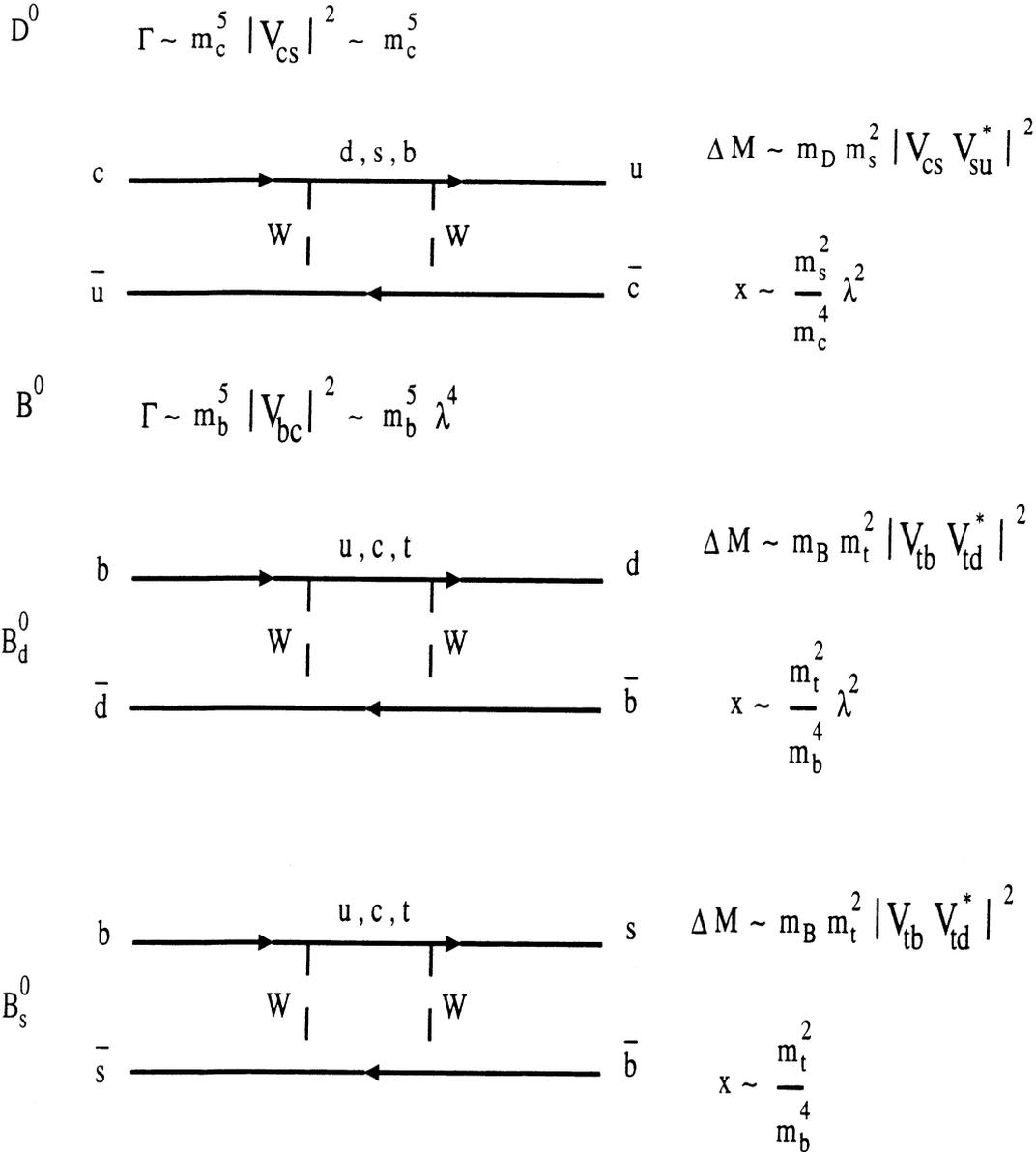


Figure II.12: Les différents diagrammes en boîte contribuant au mélange D^0 et B^0

plus grand pour le système $B_{d,s}^0$. En effet, on peut échanger un quark top dans le diagramme en boîte ($\Delta M \sim m_t^2$) et la désintégration du B est dominée par la transition $b \rightarrow c$. Or $\Gamma(B) \simeq |V_{bc}|^2 \simeq \lambda^4$, qui apparaît au dénominateur du rapport, compensera une partie de la dépendance en λ apparaissant au numérateur. Pour le méson B_s^0 , cette compensation est

complète et $\frac{\Delta M}{\Gamma} \simeq \frac{m_i^2}{m_b^2}$ ne dépend plus de λ au premier ordre.

II.5 Les désintégrations faibles des mésons charmés

L'intérêt principal de l'étude des désintégrations faibles des quarks b est la détermination des éléments de la matrice CKM.

Les quarks b se présentent toujours sous la forme de hadrons, liés par l'interaction forte, que l'on nommera dès lors hadron beaux. Cette même interaction forte intervient lors d'une désintégration faible.

Une représentation graphique du processus de désintégration est donnée par la figure II.13.

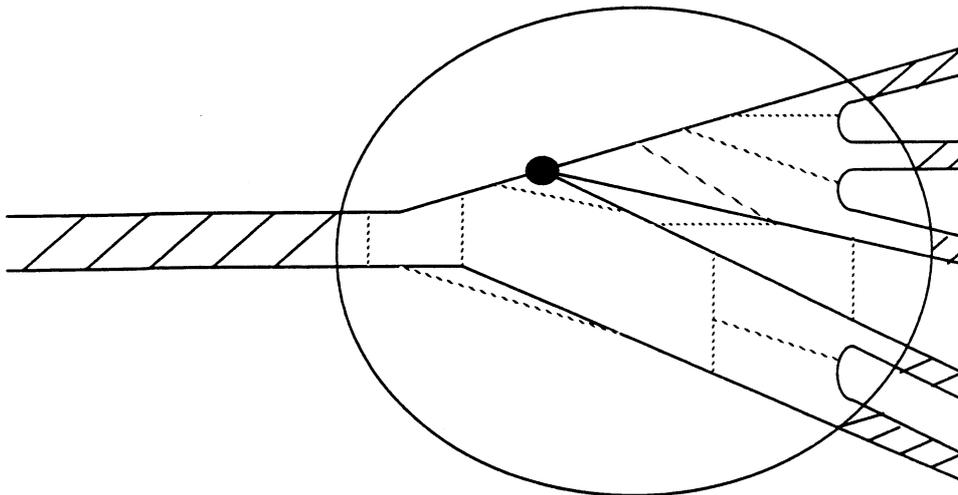


Figure II.13: Présentation qualitative de la désintégration faible d'un méson lourd en 5 hadrons. Les lignes épaisses sont les quarks, les lignes ondulées les gluons, le point le vertex de l'interaction faible et le cercle la région de confinement.

Expérimentalement, on a seulement accès aux états liés au delà du rayon de confinement. On peut comprendre les données à l'aide des modèles, souvent inspirés par le lagrangien "nu" de QCD et contenant un certain nombre d'hypothèses ad hoc ou de paramètres libres. Un exemple de ce type nous est donné par le modèle des quarks et par son succès dans l'explication d'une grande partie des caractéristiques des hadrons formés par des quarks légers.

II.5.1 Le modèle du quark spectateur

Les hadrons sont des états liés qu'on peut représenter comme une superposition d'un nombre infini de configurations de quarks et de gluons, dont la plus simple est appelée "état des quarks

de valence". Dans le cas d'un méson beau, formé par un quark lourd Q et un antiquark léger \bar{q} , cet état est $Q\bar{q}$.

Le modèle du quark spectateur néglige complètement l'interaction forte et la présence de \bar{q} (le spectateur) qui ne joue aucun rôle actif dans la désintégration du hadron (tout du moins à l'ordre le plus bas des corrections QCD) (cf fig. II.14). On distinguera deux sortes de désintégration faisant intervenir le diagramme spectateur, selon que le boson W créé lors de la désintégration du quark lourd produise une paire de quarks (désintégration hadronique) ou un lepton et son neutrino associé (désintégration semi-leptonique).

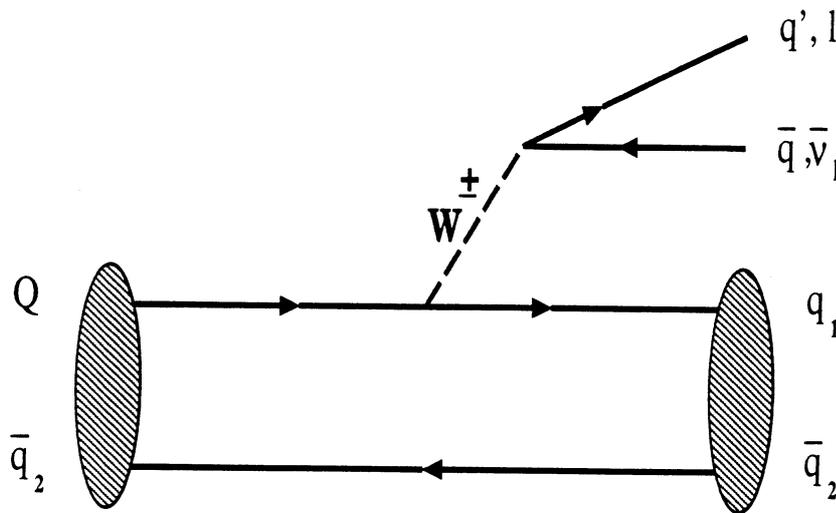


Figure II.14: Diagramme spectateur

Deux types de processus peuvent avoir lieu : l'un correspond au diagramme extérieur et l'autre au diagramme intérieur. Les diagrammes associés à la désintégration du $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ apparaissent sur la figure II.15. La désintégration du quark se traite alors en

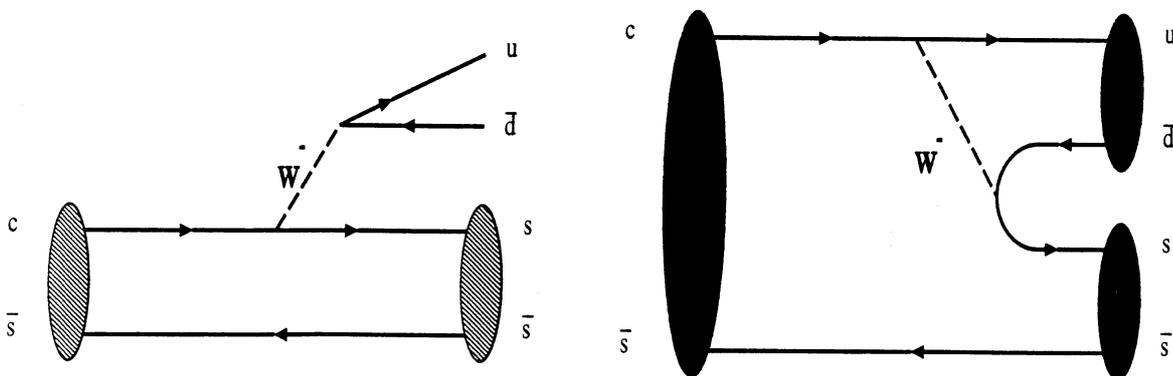


Figure II.15: Diagrammes extérieur (a) et intérieur (b) correspondants à la désintégration $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$

analogie avec celle du muon ($\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$):

$$\Gamma_\mu = \frac{G^2 m_\mu^2}{192 \pi^3}$$

Ce graphe est supposé dominer l'ensemble des désintégrations des hadrons lourds et ceci est d'autant plus justifié que la différence de masse entre les deux quarks initiaux est importante.

Les largeurs de désintégrations associées à la désintégration du boson chargé auront les mêmes amplitudes, quel que soit le hadron B considéré. On prédit en particulier le même temps de vie pour les mésons neutres et chargés (le temps de vie d'un hadron ne dépendant que de la nature du quark lourd en question).

La largeur associée est reliée à la masse du quark Q contenu dans le hadron et aux éléments de la matrice KCM :

$$\Gamma(Q \rightarrow q) \simeq \frac{G^2 m_Q^5}{192 \pi^3} |V_{Qq}|^2$$

Ce modèle permet alors de prédire le temps de vie des mésons beaux, ainsi que le rapport d'embranchement semi-leptonique pour les hadrons charmés avec certaines hypothèses de façon correcte. Par contre, l'expérience montre vite les limites de ce modèle en ce qui concerne les prédictions sur le temps de vie des mésons charmés. Par exemple, dans le cas des durées de vie du D^\pm et du D^0 , le modèle spectateur prédit (le quark u ou \bar{d} n'intervenant pas) :

$$\tau(D^\pm) = \tau(D^0)$$

Or les mesures expérimentales montrent que :

$$\frac{\tau(D^\pm)}{\tau(D^0)} = 2.55 \pm 0.06$$

L'interaction entre les quarks dans l'état final et l'état initial joue donc un rôle important dans la désintégration.

Dans le cas de la désintégration du D_s^+ en $K^{*0} K^+$, un autre diagramme qui n'entre pas dans le cadre du modèle spectateur est à prendre en considération : le diagramme d'annihilation. Le quark c et l'antiquark s peuvent s'annihiler en un W^+ qui se désintègre à son tour en une paire $u\bar{d}$. Une paire $s\bar{s}$ est ensuite extraite de la "mer" QCD (figure II.16). La

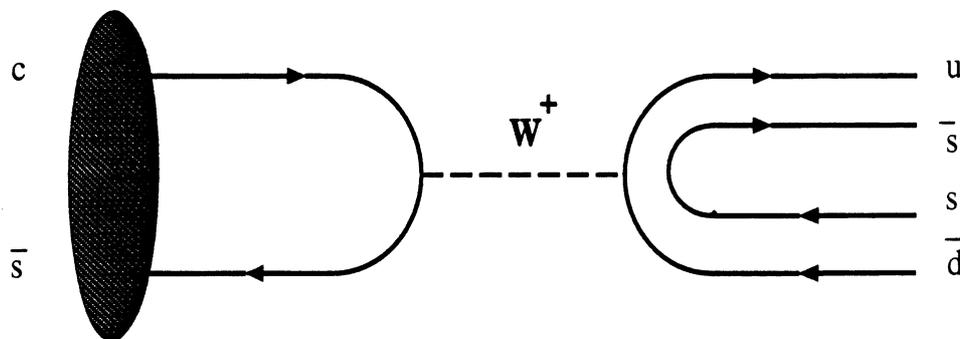


Figure II.16: Diagramme d'annihilation au processus $D_s^+ \rightarrow K^{*0} K^+$

contribution de ce type de diagramme est estimée faible, voire négligeable : le calcul fait apparaître des termes en $1/m_{D_s}^2$, et $(m_{K^+}^2 - m_{K^{*0}}^2)$ qui contribuent à réduire fortement l'amplitude

associée. De plus, la probabilité d'annihilation du c et du s en W est petite, comme le montre le processus $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ qui est un processus purement d'annihilation (figure II.17) et a pour rapport d'embranchement [24] :

$$BR(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (5.9 \pm 2.2) \times 10^{-3}$$

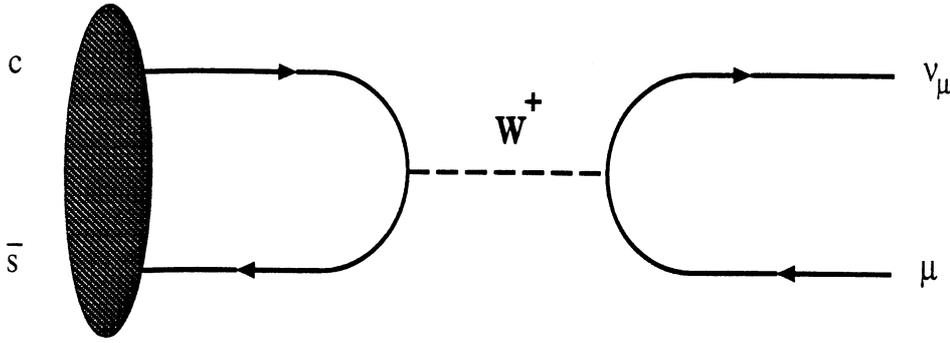


Figure II.17: Diagramme associé au processus $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$

Plusieurs modèles ont été élaborés à partir du modèle spectateur, en particulier le modèle de factorisation et des modèles basés sur les règles de somme.

II.5.2 Le modèle de factorisation

Les calculs basés sur ce modèle ont été développés par M.Bauer, B.Stech et M.Wirbel [19] (c'est une application de ce qui a été vu précédemment dans la section sur le quark b). Dans le cas de la désintégration du D_s^+ en $K^{*0} K^+$, l'amplitude est déterminée par l'élément de matrice $\langle D_s^+ | H_W | K^{*0} K^+ \rangle$, où H_W est l'hamiltonien effectif de la désintégration d'un méson charmé $c\bar{q}$, dans lequel la contribution des gluons "durs" est prise en compte [38] [39] (on peut consulter les diagrammes déjà présentés dans le cadre des mésons beaux):

$$H_W = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F \{ c_1 \bar{s}' \gamma_\mu (1 - \gamma^5) c \cdot \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d' + c_2 \bar{s}' \gamma_\mu (1 - \gamma^5) d' \cdot \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c \}$$

avec :

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, \quad s' = s \cos \theta_c - d \sin \theta_c$$

$$c_1 = \frac{1}{2} (c_+ + c_-), \quad c_2 = \frac{1}{2} (c_+ - c_-)$$

$$c_- = \left(\frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(m_W)} \right)^{4/b} \simeq 1.57, \quad c_+ = \frac{1}{\sqrt{c_-}} \simeq 0.81$$

$$c_1 = 1.19, \quad c_2 = -0.38$$

en utilisant les valeurs des masses du quark c ($m_c = 1.35 \text{ GeV}$) et du boson W ($m_W = 80 \text{ GeV}$). θ_c est l'angle de Cabibbo et $b = 25/3$ est le premier coefficient dans la fonction

de Gell-Man-Low. Les coefficients c_1 et c_2 dépendent de l'échelle d'énergie considérée ($\simeq 1.5 \text{ GeV}$).

L'hamiltonien s'écrivant sous la forme d'un produit de courants de quarks, l'approximation effectuée consiste à ne prendre, pour l'un de ces courants, que la partie asymptotique du champ hadronique complet (c'est à dire sa partie "in" ou "out"). Dans ces conditions, l'amplitude est factorisable [40] et est complètement déterminée par l'élément de matrice associé à l'autre courant.

L'hamiltonien s'écrit alors en fonction de deux coefficients a_1 et a_2 indépendants de l'échelle considérée et en utilisant un produit de Wick :

$$H_W = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F : \{ a_1 (\bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) d')_H (\bar{s}' \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c)_H + a_2 (\bar{s}' \gamma_\mu (1 - \gamma^5) d')_H (\bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) c)_H \} :$$

L'indice H indique le changement effectué. Les deux coefficients a_1 et a_2 s'expriment en fonction de c_1 et c_2 :

$$a_1 \simeq c_1 + \epsilon c_2 \quad a_2 \simeq c_2 + \epsilon c_1$$

où ϵ est un facteur de suppression de couleur (ordinairement $\epsilon = 1/3$) qui est estimé en ajustant les résultats expérimentaux : $\epsilon \simeq 0$.

Pour l'amplitude du processus $D_s^+ \rightarrow K^{*0} K^+$, on obtient en utilisant le fait que le terme $(\bar{s}' d')_H^\mu$ devient $-f_K \partial^\mu \phi_{K^{*0}}$:

$$A(D_s^+ \rightarrow K^{*0} K^+) = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F \cos \theta_c^2 a_1 (-i f_K) p_\mu^{K^{*0}} \cdot \langle K^+ | (\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c)_H | D_s^+ \rangle$$

où les termes en $\sin \theta_c^2$ sont négligés.

Les rapports d'embranchement calculés par les auteurs à partir de l'hamiltonien H_W sans tenir compte des éventuelles contributions des processus d'annihilation sont les suivants (en utilisant la valeur actuelle de la durée de vie du D_s : $\tau_{D_s} = 0.467 \text{ ps}$ [24]) :

$$BR(D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm) = 3.73 \pm 0.14 \%$$

$$BR(D_s^\pm \rightarrow K^0 K^\pm) = 1.80 \pm 0.07 \%$$

$$BR(D_s^\pm \rightarrow K^{*\pm} K^0) = 0.83 \pm 0.03 \%$$

$$BR(D_s^\pm \rightarrow K^{*0} K^\pm) = 2.12 \pm 0.08 \%$$

$$\frac{\Gamma(D_s^\pm \rightarrow K^{*0} K^\pm)}{\Gamma(D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm)} = 0.57 \pm 0.05$$

Ces valeurs seront comparées avec les résultats expérimentaux dans le chapitre 4.

II.5.3 Utilisation des règles de somme

Une autre approche pour la prédiction des rapports d'embranchement des mésons charmés peut être effectuée à partir des règles de somme. Cette voie a été développée par B.Y.Blok et M.A.Shifman [41] [42] [43] [44]. L'hamiltonien de départ est le même que celui défini dans l'équation du modèle de factorisation. A partir de cette expression, l'amplitude $A(D_s^+ \rightarrow K^{*0} K^+)$ s'écrit (cf. figure II.6 dans le cas des mésons beaux):

$$A(D_s^+ \rightarrow K^{*0} K^+) = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F \cos \theta_c^2 \left\{ c_1 \langle K^+ | \bar{u}^j \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c^i | D_s^+ \rangle \langle K^{*0} | \bar{s}^i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d^j | 0 \rangle + c_2 \langle K^+ | \bar{u}^i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c^i | D_s^+ \rangle \langle K^{*0} | \bar{s}^j \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d^j | 0 \rangle \right\}$$

Les exposants i et j dénotent la couleur des quarks.

En utilisant les relations :

$$\langle K^{*0}(p) | \bar{s}^i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d^j | 0 \rangle = -\frac{1}{3} i \delta^{ij} f_{K^{*0}} p_\mu$$

$$\langle K^+(p^K) | \bar{u}^i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c^i | D_s^+(P) \rangle = \frac{1}{3} \delta^{ij} [f_+^K (P + p^K)_\mu + f_K (P - p^K)_\mu]$$

l'expression de l'amplitude devient :

$$A(D_s^+ \rightarrow K^{*0} K^+) = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F \cos \theta_c^2 \left\{ \left(c_2 + \frac{c_1}{3} \right) f_+^K f_K \right\} (-im_{D_s}^2)$$

Ceci est identique à la contribution factorisable obtenue au paragraphe précédent avec $\epsilon = 1/3$.

Par l'utilisation des règles de somme [45], il est possible de déterminer des termes correctifs non factorisables prenant en compte l'émission de gluons non perturbatifs. Ces corrections sont non factorisables en ce sens que les gluons considérés sont émis avant le vertex faible et réabsorbés après ce vertex.

Les contributions des diagrammes extérieur, intérieur et d'annihilation sont calculées alors avec ce modèle et permettent les prédictions sur les rapports d'embranchement du D_s^\pm (en utilisant la valeur actuelle de la durée de vie du D_s : $\tau_{D_s} = 0.467 \text{ ps}$ [24]) :

$$\begin{aligned} BR(D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm) &= 3.11 \pm 0.20 \% \\ BR(D_s^\pm \rightarrow K^0 K^\pm) &= 1.34 \pm 0.09 \% \\ BR(D_s^\pm \rightarrow K^{*\pm} K^0) &= 0.31 \pm 0.02 \% \\ BR(D_s^\pm \rightarrow K^{*0} K^\pm) &= 2.28 \pm 0.15 \% \\ \frac{\Gamma(D_s^\pm \rightarrow K^{*0} K^\pm)}{\Gamma(D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm)} &= 0.73 \pm 0.09 \end{aligned}$$

Ces résultats seront également discutés dans le chapitre d'analyse correspondant.

Chapitre III

Recherche des processus $D_s \rightarrow \phi \pi$, $D_s \rightarrow K^{*0} K$ et $D_s \rightarrow \pi \pi \pi$

III.1 Introduction

Nous présentons ici la méthode utilisée pour la reconstruction de signaux de mésons D_s^\pm qui se désintègrent dans les 3 canaux suivants : $\phi \pi$, $K^{*0} K$ et $\pi \pi \pi$. A ce jour, ces modes de désintégration ont déjà été mis en évidence au LEP et observés aussi par le détecteur CLEO ; de plus, des mesures des rapports d'embranchement ont été effectuées, souvent en le normalisant à $Br(D_s \rightarrow \phi \pi)$.

La masse du D_s est maintenant bien déterminée ([24]) :

$$m_{D_s} = 1968.5 \pm 0.7 \text{ MeV}$$

La valeur de la durée moyenne de vie est :

$$\tau_{D_s} = (0.467 \pm 0.017) \times 10^{-12} \text{ s}$$

Afin de déterminer les critères de sélection qui seront utiles pour la recherche du méson D_s , ainsi que les efficacités et les résolutions, nous utiliserons des lots d'événements Monte-Carlo $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ se désintégrant dans le canal recherché.

On peut déjà évaluer le nombre d'événements attendus dans les différents canaux. En effet, ce nombre s'écrit par exemple pour le canal $\phi \pi$:

$$N_{D_s} = N_{Z^0} Br(Z \rightarrow D_s X) Br(D_s \rightarrow \phi \pi) Br(\phi \rightarrow K^+ K^-) \epsilon_{sel}$$

N_{Z^0} , pour la période 1992 à 1994, peut être estimé à $2,8 \cdot 10^6$ et ϵ_{sel} représente l'efficacité de sélection.

$Br(Z \rightarrow D_s X)$, grâce aux mesures effectuées par Argus et Cleo, est évalué de la façon suivante :

- D_s produits par les B_s :

$$Prob(Z^0 \rightarrow B_s \rightarrow D_s) = R_b 2f_s Br(B_s \rightarrow D_s)$$

où $R_b = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})} = 22\%$, $f_s^b \times Br(B_s \rightarrow D_s) = 0.088 \pm 0.028$.

$$\Rightarrow Prob(Z^0 \rightarrow B_s \rightarrow D_s) = 3.87 \%$$

- D_s produits par les mésons B non étranges :

$$Prob(Z^0 \rightarrow B_{u,d} \rightarrow D_s) = R_b 2(1 - f_s) Br(B_{u,d} \rightarrow D_s)$$

avec $Br(B_{u,d} \rightarrow D_s) = 10 \pm 2 \%$.

$$\Rightarrow Prob(Z^0 \rightarrow B_{u,d} \rightarrow D_s) = 3.96 \%$$

- D_s produits dans l'hadronisation des quarks c :

$$Prob(Z^0 \rightarrow c \rightarrow D_s) = R_c 2f_s Br(c \rightarrow D_s)$$

avec : $R_c = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})} = 17\%$, $Prob(c \rightarrow D_s) = 0.12$ (donné par le programme JETSET).

$$\Rightarrow Prob(Z^0 \rightarrow c \rightarrow D_s) = 2R_c Prob(c \rightarrow D_s) = 4.08 \%$$

On peut alors estimer la valeur de $Br(Z^0 \rightarrow D_s, X)$ (nous ferons une estimation plus précise de cette quantité quand nous effectuerons des comparaisons avec nos résultats) :

$$Br(Z^0 \rightarrow D_s, X) = 11.91 \%$$

Donc on aboutit à :

$$N_{D_s} = 3.33 \times 10^5 Br(D_s \rightarrow \phi \pi) Br(\phi \rightarrow K^+ K^-) \epsilon_{sel}$$

Nous pourrions ainsi évaluer ce nombre pour les différents canaux envisagés.

Il nous faut d'abord décrire les étapes préliminaires nécessaires à l'analyse. Les critères de sélection des traces dans le détecteur ainsi que la reconstruction des désintégrations hadroniques du Z^0 doivent être en effet choisis de manière à diminuer le bruit de fond.

III.2 Sélection des traces chargées

On sélectionne les traces chargées par leur impulsion, la qualité de la trace mesurée, la valeur de l'angle polaire déterminé dans le référentiel DELPHI et la longueur de la trajectoire reconstruite dans le détecteur.

Pour éliminer les traces provenant du rayonnement cosmique, on ajoute des conditions sur la distance minimale d'approche au point d'impact des 2 faisceaux dans le plan perpendiculaire ainsi qu'en z .

Pour sélectionner une trace chargée, on exige les conditions suivantes :

- Une impulsion minimale P égale à $200 \text{ MeV}/c^2$.
- Une résolution sur P meilleure que 100 %.
- La longueur de la trace reconstruite supérieure à 30 cm .
- Son angle par rapport au détecteur compris entre 21° et 159° .
- Son paramètre d'impact dans le plan $R\phi$ inférieur à 5 cm .
- Sa distance d'approche en z inférieure à 10 cm .

III.3 Sélection des événements hadroniques

La reconstruction et la sélection de ces événements se font à partir des traces chargées. Comme le nombre moyen de particules générées lors de l'hadronisation des quarks et de la désintégration des hadrons est élevé ($\simeq 20 \text{ traces/evt}$), la sélection de ces événements est assez simple.

Les conditions sont les suivantes :

- Un nombre de traces chargées supérieur ou égal à 7.
- Une énergie reconstruite supérieure à 15 % de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Seuls les événements $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ et les diffusions $\gamma \gamma$, qui ont une multiplicité de traces chargées pouvant atteindre celle d'un événement hadronique, dominant parmi tous les bruits de fond envisageables (rayonnement cosmique, interactions gaz-faisceau, diffusions $\gamma \gamma$ ou désintégrations leptoniques du Z^0).

L'efficacité de cette sélection a été estimée à l'aide de nos simulations et elle atteint la valeur de :

$$\epsilon_{\text{hadronique}} = 94.27 \pm 0.02 \%$$

Ceci nous a permis d'atteindre un total de 250.803 événements pour la période de fonctionnement de l'année 1991, 677.118 pour l'année 1992, 695.147 pour l'année 1993 et enfin 1.364.015 pour l'année 1994.

III.4 Identification des particules

Il est nécessaire d'identifier les kaons ou de mettre un veto sur les pions pour extraire un signal de D , dans les deux derniers canaux que nous allons étudier. Pour estimer l'efficacité de ces deux identifications, nous allons utiliser les données réelles en sélectionnant les kaons à partir du canal de désintégration $D^* \rightarrow D^0 \pi \rightarrow (K \pi) \pi$ et les pions à partir du canal $K^0 \rightarrow \pi \pi$.

III.4.1 Sélection des D^*

La reconstruction des D^* dans le canal $D^* \rightarrow D^0 \pi$ et celle du D^0 par le canal $D^0 \rightarrow K \pi$ va nous permettre d'obtenir un échantillon de kaons d'une très grande pureté. Les D^* utilisent ce canal de désintégration forte dans $(68.1 \pm 1.3) \%$ des cas, quant aux D^0 , ils se désintègrent dans le canal $D^0 \rightarrow K \pi$ avec un taux de $(4.01 \pm 0.14) \%$.

Les coupures de sélection pour isoler les D^* sont les suivantes :

- Les deux traces constituant le D^0 doivent être de charges opposées, situées dans le même hémisphère.

- L'impulsion minimale de ces deux traces a été fixée à $1 \text{ GeV}/c^2$.

- Le cosinus de l'angle θ_p entre le kaon et le D^0 dans le repère au repos du D^0 a une distribution uniforme pour le signal et piquée à -1 et $+1$ pour le bruit de fond. On applique donc la coupure : $|\cos \theta_p| < 0.8$.

- A ces candidats D^0 , on associe une troisième trace de charge opposée à celle qui a été utilisée dans l'hypothèse kaon pour reconstruire le D^0 . La faible différence de masse entre le D^0 ($1864.6 \pm 0.5 \text{ MeV}$) et le D^* ($2010.0 \pm 0.5 \text{ MeV}$) que l'on cherche à reconstruire, ne laisse que peu d'énergie disponible au pion lors de la désintégration. On demande donc que l'impulsion du pion ait une limite supérieure à 4.4 GeV , mais aussi inférieure à 0.3 GeV pour que celui-ci ne spirale pas dans le détecteur sous l'effet du champ magnétique.

- On applique aussi la restriction suivante sur les masses invariantes :

$$|m_{D^*} - m_{D^0} - 0.1455| < 0.002 \text{ GeV}/c^2$$

- Enfin, pour diminuer le bruit de fond combinatoire, on sélectionne les candidats qui emportent au minimum 15% de l'énergie du faisceau incident.

On a représenté sur la figure III.1 la distribution de la différence de masse entre le D^0 et le $D^{*\pm}$ aux alentours de la masse du D^0 pour toutes les années confondues. On observe un signal très marqué à $0.1435 \text{ GeV}/c^2$ qui correspond à l'énergie disponible lors de la transition entre ces deux mésons charmés. L'ajustement est réalisé par une fonction de Breit-Wigner pour le

signal et, pour le bruit de fond, par une fonction de la forme :

$$\alpha (\Delta M - m_\pi)^\beta$$

Sur la figure III.2, on a représenté la distribution de masse du système $K\pi$ au pic de masse

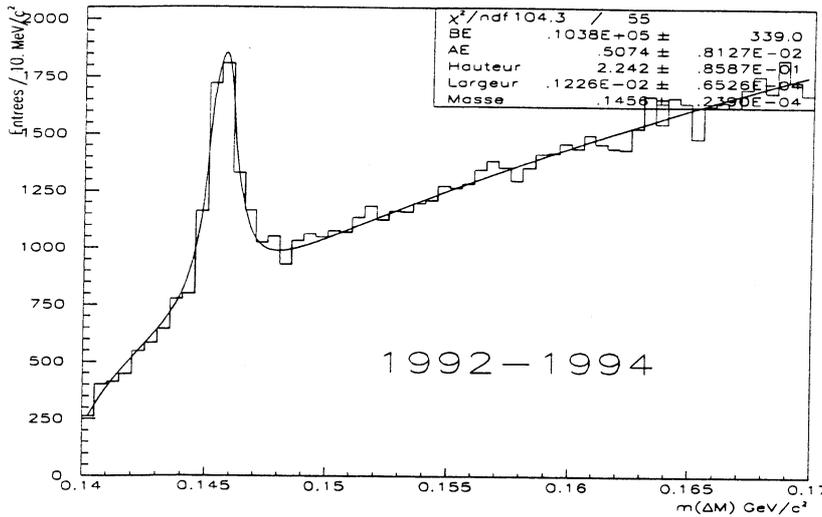


Figure III.1: Distribution de masse invariante $\Delta M = m(K\pi)\pi - m(K\pi)$.

de l'énergie du pion célibataire, avec toutes les coupures cinématiques déjà évoquées. L'ajustement est réalisé par une gaussienne pour le signal et un polynôme du second degré pour le bruit de fond. La masse est alors à $1.867 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$, la résolution de $22.38 \pm 1.04 \text{ MeV}/c^2$ et le nombre de D^0 estimés est de 3171 ± 199 .

Enfin, sur les figures III.3 et III.4, sont représentées les distributions de la masse invariante $m(K\pi)\pi$ année par année puis toutes années confondues. On réalise les mêmes ajustements que pour le D^0 .

Le tableau suivant indique année par année le nombre de D^* estimés, l'erreur sur cette valeur, la masse et la largeur de la distribution m_{D^*} , ainsi que toutes années confondues.

Année	Nombre de D^*	Masse (en GeV/c^2)	Ecart-type (en MeV/c^2)
1992	878.3 ± 85.9	2.010 ± 0.002	21.53 ± 1.44
1993	903.6 ± 103.9	2.011 ± 0.002	23.75 ± 2.14
1994	1409.7 ± 122.6	2.015 ± 0.001	21.35 ± 1.36
1992 → 1994	3172.9 ± 180.2	2.012 ± 0.001	22.03 ± 0.90

On obtient donc pour l'ensemble des données 1992 à 1994 un nombre de 3172.9 ± 180.2 mésons D^* à la masse de $2.012 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$ et avec une résolution de $22.03 \pm 0.90 \text{ MeV}/c^2$.

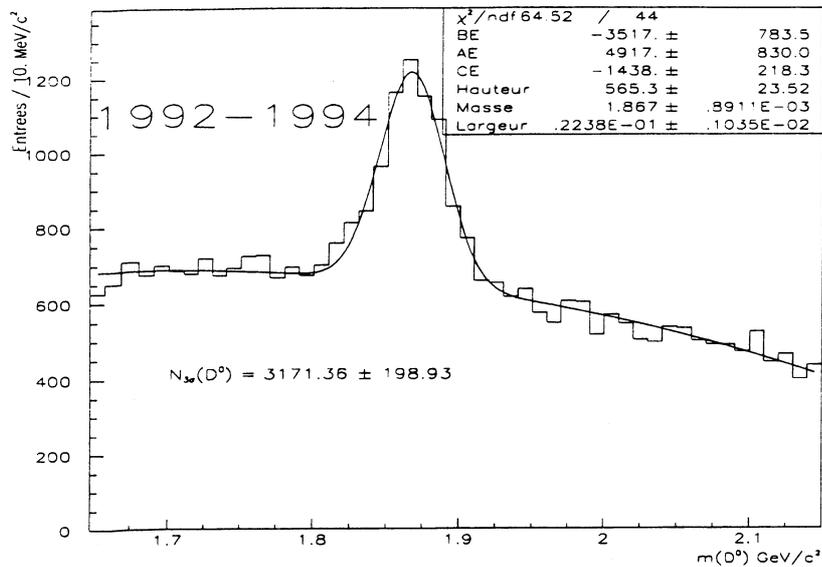


Figure III.2: Distribution de masse invariante m_{D^0} .

III.4.2 Sélection des K^0

Les K^0 sont des particules avec un assez long temps de vie. Du fait des oscillations $K^0 - \bar{K}^0$, il existe deux K^0 états propres de CP. La moitié des K^0 se décompose en K_L^0 avec un $c\tau = 15.5 m$ qui sont recueillis dans les calorimètres et en K_S^0 avec $c\tau = 2.675 cm$ qui autorise la reconstruction de leur désintégration au sein de DELPHI.

Les K_L^0 se désintègrent en trois particules dans les canaux principaux suivants :

- 21 % en $3 \pi^0$
- 12 % en $\pi^+ \pi^- \pi^0$
- 27 % en $\pi^\pm \mu^\mp \nu$
- 38 % en $\pi^\pm e^\mp \nu$

Ces canaux sont difficilement restructuribles du fait de la production d'une particule neutre dans l'état final.

Les K_S^0 se désintègrent en deux pions :

- soit neutres $\pi^0 \pi^0$ avec un taux de $31.39 \pm 0.28 \%$ (non reconstruit),

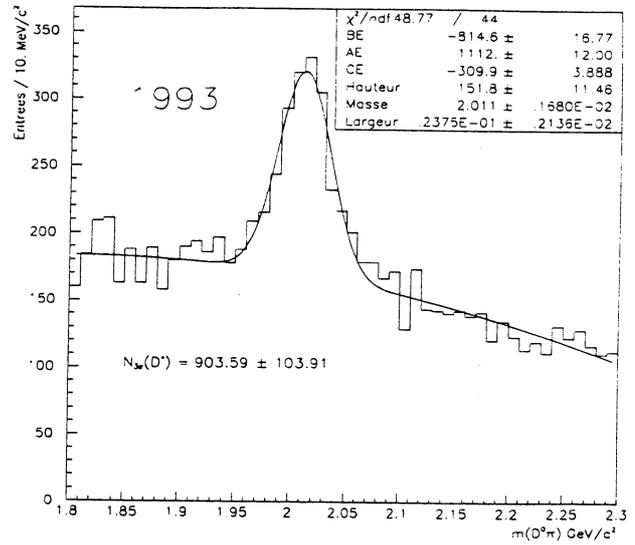
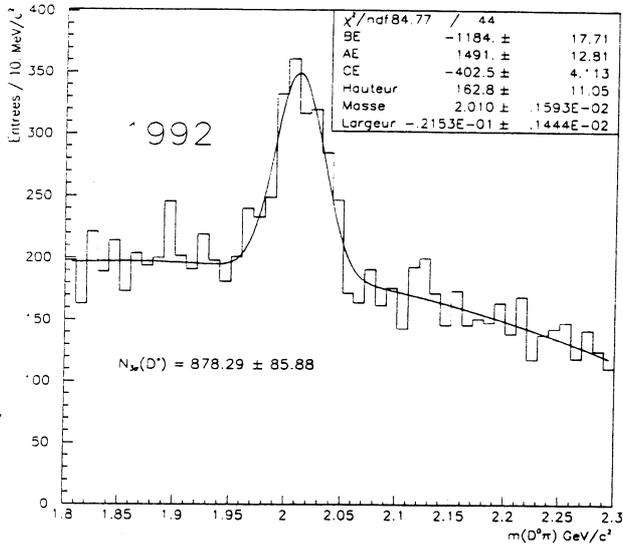


Figure III.3: Distributions de masse invariante m_{D^*} .

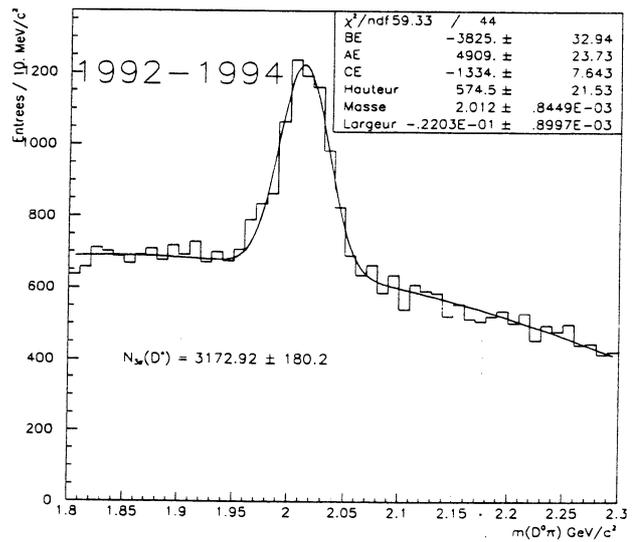
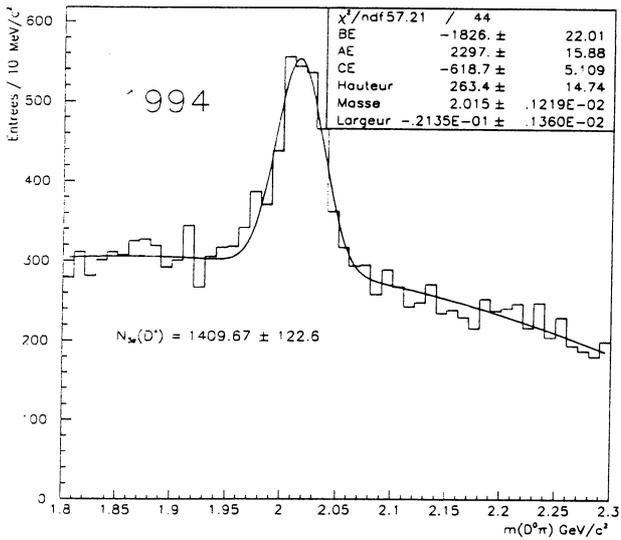


Figure III.4: Distributions de masse invariante m_{D^*} .

- soit chargés $\pi^+ \pi^-$ avec un taux de $68.61 \pm 0.28 \%$ (reconstruit).

Par la suite, nous appellerons K^0 un K_S^0 se désintégrant en $\pi^+ \pi^-$.

L'une des étapes de la reconstruction de ces événements est la recherche des V^0 . On appelle V^0 un système de deux traces de charges électriques opposées issues d'un même point dans l'espace, décalé par rapport au vertex principal. Le vertex défini par chaque paire est déterminé de telle façon que le χ^2 obtenu à partir des distances entre le vertex et les traces extrapolées soit minimisé.

Les candidats V^0 doivent satisfaire aux critères suivants [46]:

1. Dans le plan xy , l'angle θ^{xy} entre l'impulsion du V^0 et la ligne joignant les vertices primaire et secondaire doit être inférieur à 0.1 rad .
2. La séparation radiale R^{xy} des vertices primaire et secondaire dans le plan xy est supérieure à 2 déviations standard.
3. La probabilité du χ^2 de l'ajustement du vertex secondaire doit être plus grande que 0.01.
4. L'impulsion transverse de chacune des particules constituant le V^0 par rapport à la ligne de vol du V^0 est supérieure à $0.02 \text{ GeV}/c$ et la masse invariante dans l'hypothèse $e^+ e^-$ est inférieure à $0.16 \text{ GeV}/c^2$.

Cette sélection définit en fait un échantillon pauvre en V^0 . Comme nous souhaitons avoir l'échantillon le plus pur possible, nous ajoutons les coupures suivantes :

5. $\theta^{xy} < (0.01 + 0.02/p_t) \text{ rad}$, où p_t est l'impulsion transverse du candidat V^0 par rapport à l'axe du faisceau (en GeV/c).
6. $R^{xy} > 4 \sigma$.
7. $0.35 < m_{\pi\pi} < 0.65 \text{ GeV}/c^2$.
8. La probabilité que la particule se désintègre dans l'intervalle de distance calculée est comprise entre 0.02 et 0.95.

L'efficacité de cette sélection moyennée sur tout le spectre d'impulsion est d'environ 36 % avec une contamination de 3 %. Les figures III.5 et III.6 montrent les différentes distributions de masse invariante m_{K^0} pour les différentes années.

Pour l'ensemble des données, on obtient donc $45834 \pm 480 K^0$ à une masse de $0.4989 \pm 0.00004 \text{ GeV}/c^2$ et avec une résolution de $5.78 \pm 0.04 \text{ MeV}$.

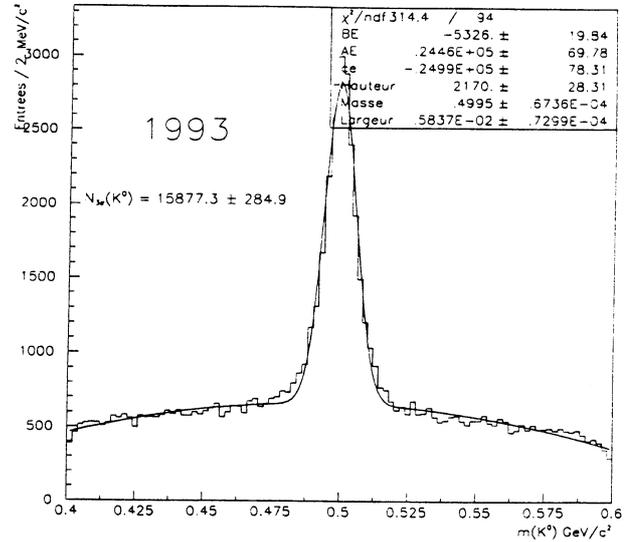
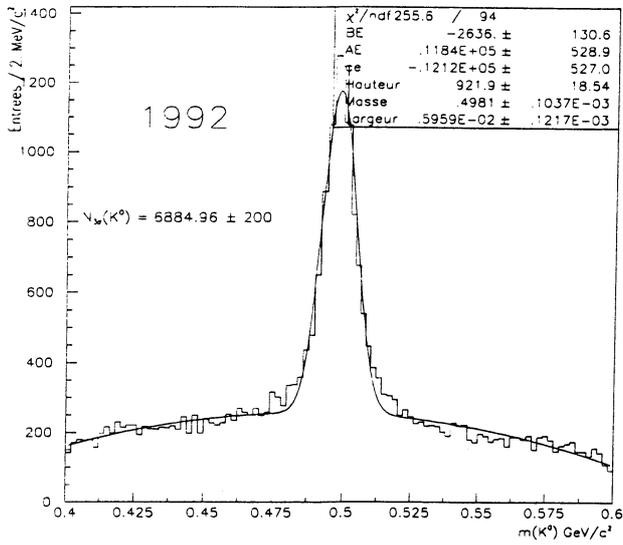


Figure III.5: Distributions de masse invariante m_{K^0} .

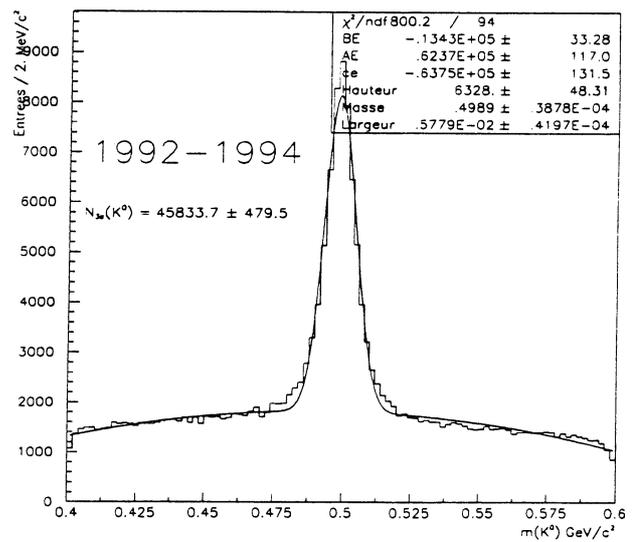
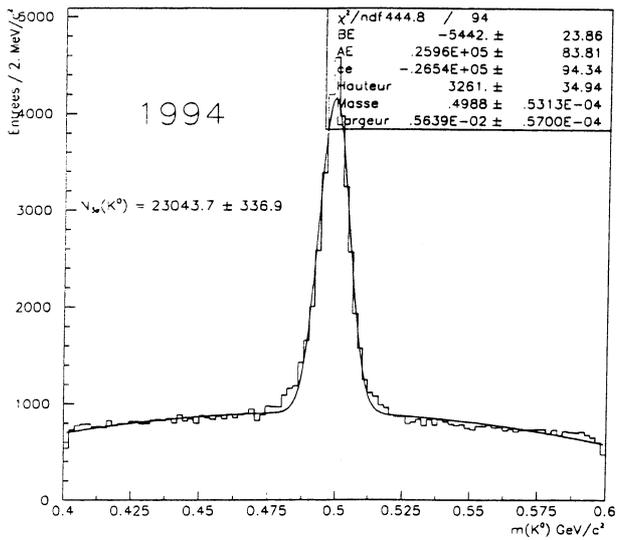


Figure III.6: Distributions de masse invariante m_{K^0} .

III.4.3 Identification des hadrons dans DELPHI

L'identification des hadrons est réalisée par la mesure du dépôt d'énergie d'ionisation dans la TPC ou par la reconstruction des anneaux Cherenkov dans le RICH. Pour la sélection finale, on combine ces deux informations en fonction de leur disponibilité dans les données accumulées et de l'impulsion de chaque candidat.

Nous disposons ainsi d'estimateurs qui, grâce aux deux détecteurs, permettent d'assigner à la trace considérée différentes valeurs : -1 s'il n'y a pas d'information disponible, 0 si la trace est compatible avec un pion, 0.5 s'il n'y a pas de décision possible, et enfin 1, 2, 3 et 4 si l'identification kaon ou proton est faible, normale, forte ou très forte. On peut voir sur la figure III.7 les distributions de l'estimateur combiné pour des échantillons de pions et de kaons.

Le nombre de traces où l'information n'est pas disponible ou du moins où l'information ne permet pas de faire la décision entre telle ou telle hypothèse est assez important mais varie d'une année sur l'autre. En 1992 et 1993, le RICH n'a pas fonctionné durant toute la prise de données et, de plus, quand il a fonctionné, les deux parties liquide et gazeuse n'étaient pas simultanément présentes. Ainsi, en 1992, le RICH n'a été présent que sur 53 % de l'ensemble des événements hadroniques sélectionnés.

On peut maintenant estimer les probabilités d'identifications des kaons et des pions pour les coupures que nous utiliserons dans les modes $K^{*0}K$ et $\pi\pi\pi$ à partir des deux lots d'échantillons spécialisés que l'on considère (III.8).

Pour les kaons, l'efficacité d'identification augmente avec l'impulsion jusqu'aux alentours de 4 GeV , région dans laquelle la courbe d'ionisation des kaons se distingue le mieux de celle des protons et des pions. Puis, elle se stabilise jusqu'à une impulsion de 12 GeV . Ni le dE/dx , ni le RICH ne délivrent plus une identification unique dans ce domaine. Le RICH n'identifie plus dans cette région cinématique et l'efficacité d'identification diminue. En ce qui concerne les pions, il s'agit plus d'un veto kaon-proton que d'une réelle identification.

Nous verrons par la suite comment nous utiliserons ces efficacités d'identification pour déterminer la section efficace de production du méson D_s .

III.5 Canal de désintégration du $D_s \rightarrow \phi \pi$

Le mode de désintégration étudié dans cette section est le $D_s \rightarrow \phi \pi$ où le ϕ se désintègre en K^+K^- . Ce mode a un rapport d'embranchement important ($3.5 \pm 0.4 \%$) et sa mise en évidence se trouve facilitée par une largeur naturelle très faible ($4.43 \pm 0.06 \text{ MeV}/c^2$) de la résonance ϕ .

On peut évaluer le nombre d'événements attendu dans ce canal. Sans la simulation actuelle,

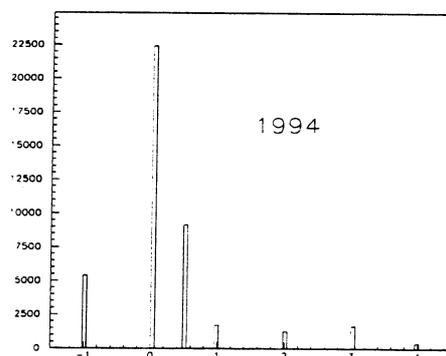
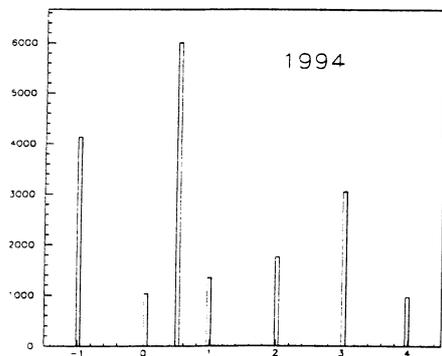
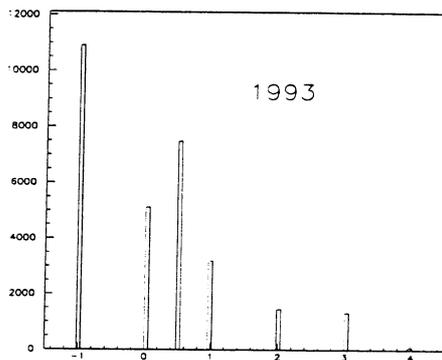
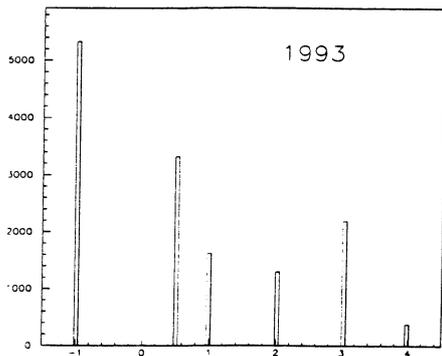
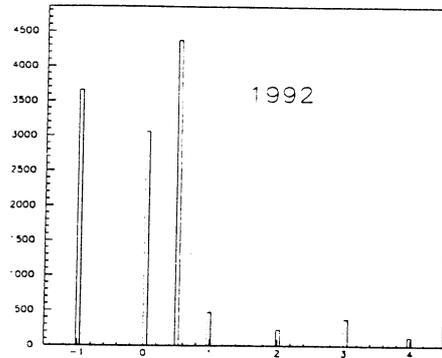
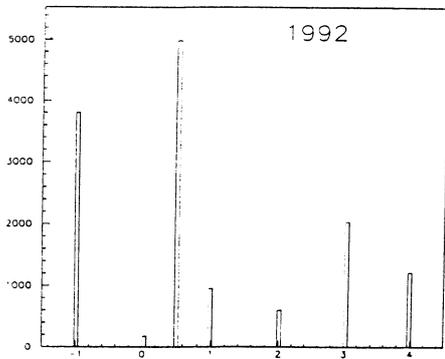


Figure III.7: Distributions de l'estimateur combiné TPC-RICH pour des échantillons de kaons et de pions

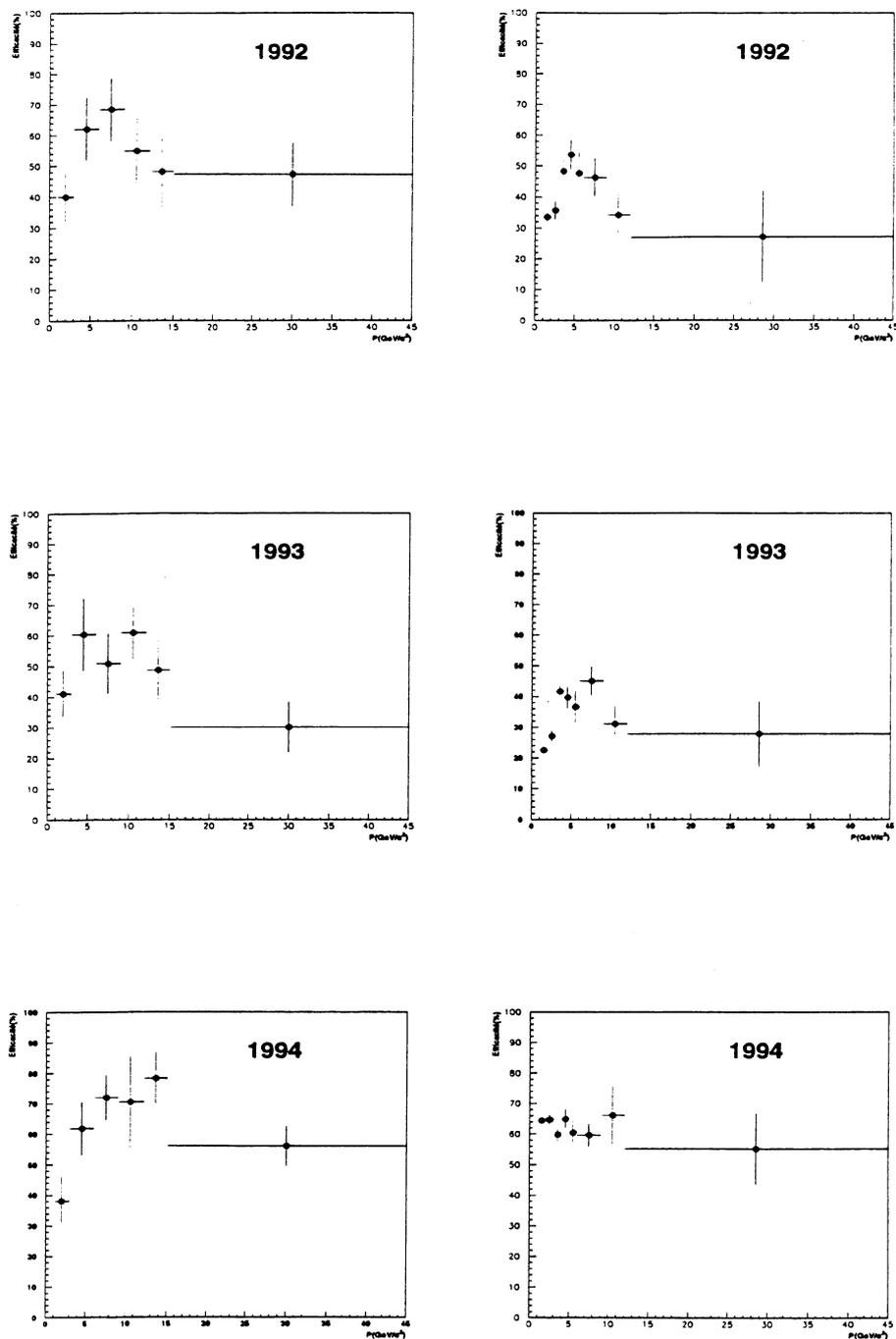


Figure III.8: Distribution de la probabilité d'identification des kaons à partir de l'information combinée de la TPC et du RICH estimée dans les données au moyen des désintégrations $D^* \rightarrow D^0 \pi \rightarrow K \pi \pi$ (figures de gauche). Distribution de la probabilité d'identification des pions à partir de l'information combinée de la TPC et du RICH estimée dans les données au moyen des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi \pi$ (figures de droite).

il s'écrit :

$$N_{D_s} = N_{Z^0} Br(Z \rightarrow D_s X) Br(D_s \rightarrow \phi \pi) Br(\phi \rightarrow K^+ K^-) \epsilon_{sel}$$

Avec les valeurs données, on obtient :

$$N_{D_s}(1992 - 1994) \simeq 5625. \times \epsilon_{sel}$$

Nous allons mesurer ce taux de production et vérifier ainsi les hypothèses faites dans le programme de simulation.

III.5.1 Reconstruction du $D_s \rightarrow \phi \pi$

La stratégie à suivre est très naturelle : on cherche d'abord à isoler un signal de ϕ , puis on considère les combinaisons formées d'un ϕ et d'une trace chargée qui doivent contenir le signal de D_s en $\phi\pi$.

La reconstruction du signal se fait en 2 étapes :

- sélection des ϕ :

Le méson ϕ est identifié dans son canal de désintégration $K^+ K^-$ dont le rapport d'embranchement est de $(49.1 \pm 0.8) \%$. On reconstruit le ϕ à partir de 2 traces de charges opposées faisant un angle inférieur à 45° entre elles et d'impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$. Pour réduire le bruit de fond combinatoire, on demande que la pseudo-particule reconstruite, ϕ , ait une impulsion supérieure à $5 \text{ GeV}/c$.

La distribution de masse invariante $m_{K^+K^-}$ (figure III.9) obtenue après ces coupures peut être alors ajustée à l'aide d'une gaussienne pour le signal et d'une fonction f pour le bruit de fond, définie par :

$$f(x) = \alpha (x - 2m_K)^\beta e^{-\gamma x}$$

où α , β et γ sont des paramètres libres.

Pour mieux isoler les événements ϕ qui vont nous servir par la suite, on choisit d'utiliser la coupure suivante :

$$1.013 \leq m_{K^+K^-} \leq 1.027 \text{ GeV}/c^2$$

- sélection des D_s :

On raisonne maintenant en fait sur un système de 3 traces K^+ , K^- et π et la sélection va s'effectuer sur les propriétés topologiques et cinématiques du signal recherché.

- ★ Propriétés topologiques :

Les mésons D_s se désintègrent à une distance de l'ordre de quelques millimètres du vertex primaire, étant donnés les temps de vie du D_s et des hadrons beaux qui sont de $(0.467 \pm$

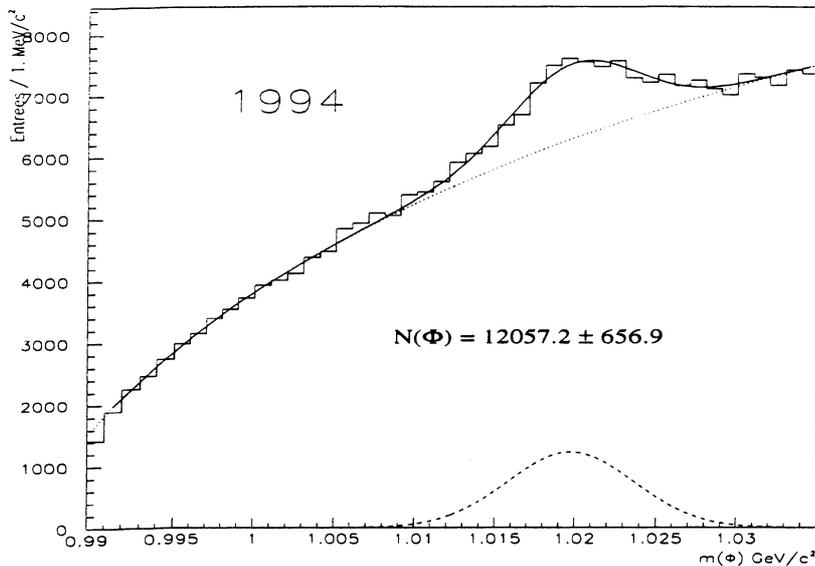


Figure III.9: Distribution de masse invariante $m_{K^+K^-}$ obtenue sur les données 1994.

$0.017) \times 10^{-12}$ s et de $(1.537 \pm 0.021) \times 10^{-12}$ s respectivement. Cela introduit des conditions supplémentaires auxquelles tout système de 3 traces qu'on considérera, doit satisfaire :

- les traces devront converger vers un même point de production.
- Ce vertex est en général décalé par rapport au vertex primaire.

Mais cette deuxième coupure va poser un problème. En effet, la résolution sur la position du point de production est inférieure à la longueur de vol typique. Par contre, le bruit de fond provient essentiellement de particules produites au vertex primaire et dont la distribution de vol est une gaussienne centrée sur 0.

Comme la résolution sur la coordonnée z est très mauvaise (de l'ordre du millimètre), on ne raisonnera que dans le plan $x - y$, où la résolution est d'environ $50 \mu m$, puis on effectuera une projection dans l'espace de la longueur calculée en $x - y$.

On demandera que la longueur de vol reconstruite, $l = l_{xy}/\sin\theta_{D_s}$, où l_{xy} est la longueur de vol reconstruite dans le plan $x - y$ et θ_{D_s} , l'angle polaire des candidats D_s , soit supérieure à 0.10 cm.

Pour la première coupure, on raisonne sur la distribution de probabilité des χ^2 obtenus dans l'ajustement d'un vertex à partir des trois traces considérées (cf. figure III.10). Les combinaisons avec une probabilité inférieure à 1.0 % seront rejetées. Elles sont en effet dues à des

mauvaises associations dans le VD et à des traces ne provenant pas du vertex primaire ou bien mal reconstruites.

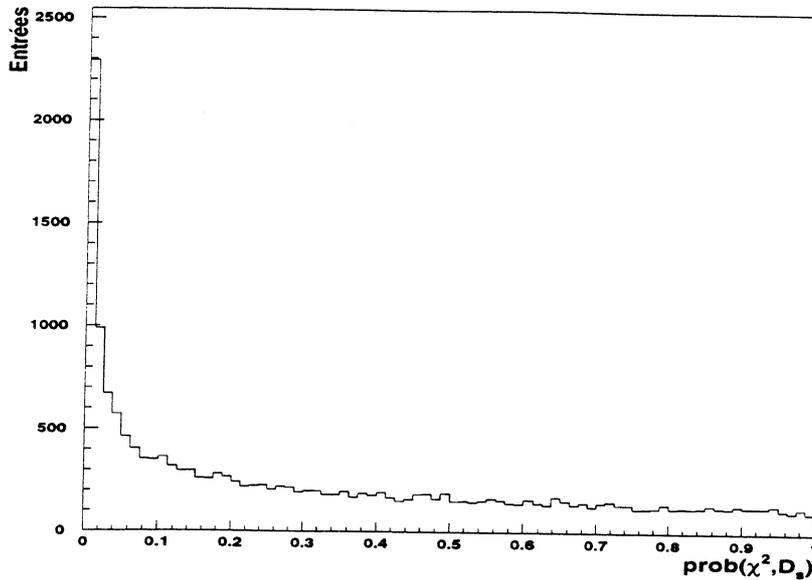


Figure III.10: Distribution de la probabilité du χ^2 du vertex du D_s .

★ Propriétés cinématiques :

On va essayer de réduire le bruit de fond en exploitant les propriétés cinématiques de cette désintégration.

La reconstruction du D_s se fait en associant au ϕ une troisième trace. On demande alors que l'impulsion du pseudo D_s soit supérieure à $8.0 \text{ GeV}/c$.

Dans le système au repos du D_s , la distribution du cosinus de Ψ , où Ψ est l'angle du ϕ par rapport à un axe quelconque, est plate car la particule initiale est de spin nul. Si on choisit comme axe la ligne de vol du D_s , la simulation montre que le fond présente une distribution fortement concentrée vers $\cos(\Psi) = -1$ (cf. figure III.11). Le fond est constitué par des combinaisons de particules produites dans la phase d'hadronisation ; celles-ci sont caractérisées par de faibles valeurs de l'impulsion perpendiculaire par rapport à l'axe du jet. Si on fait une transformation de Lorentz le long de l'axe du jet, qui est proche de la direction du D_s , les impulsions de ces particules vont se trouver concentrées vers l'arrière, compte-tenu de l'impulsion élevée du D_s . La coupure choisie sera :

$$\cos \psi < 0.8$$

Il faut aussi prendre en considération un deuxième angle, θ^* . Le D_s est un méson pseudo-scalaire, c'est-à-dire de spin 0. Dans le canal de désintégration qui nous intéresse, il y a dans

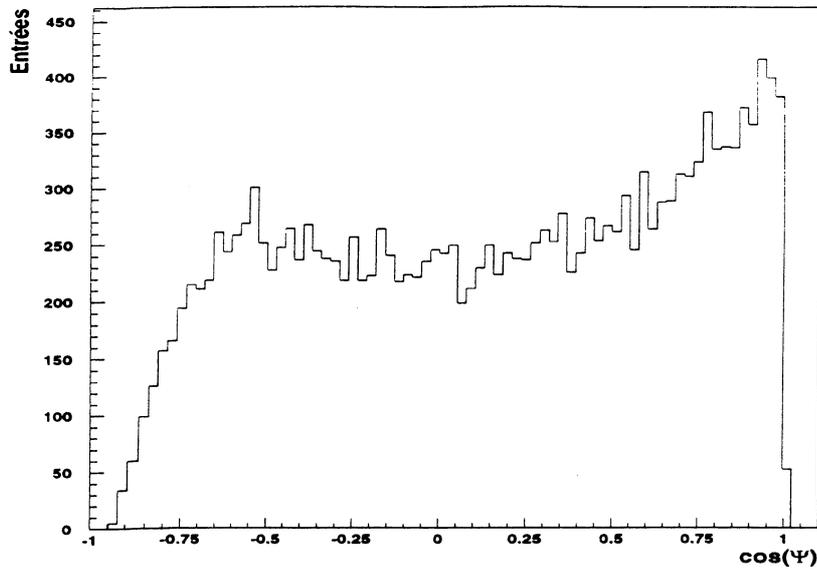


Figure III.11: Distribution de l'angle Ψ du D_s ,

l'état final un méson vecteur (spin 1 : ϕ) et un méson pseudo-scalaire (pion). Pour respecter la conservation du moment angulaire, l'hélicité du ϕ doit être nulle. Le méson vecteur est donc dans un état $|1, 0\rangle$. Lorsqu'il se désintègre en deux particules de spin zéro, la distribution angulaire des produits de désintégration varie comme le carré du polynôme de Legendre $P_1^0(\cos\theta) = \cos\theta$. En d'autres termes, si on se place dans le repère au repos du ϕ et que l'on considère l'angle θ^* entre l'un des produits de désintégration et la direction du D_s , la distribution du cosinus de cette variable est en $\cos^2\theta^*$. En revanche, le bruit de fond combinatoire ne subit aucune polarisation et la distribution de $\cos\theta^*$ sera uniforme.

La coupure choisie pour exploiter cet effet est :

$$|\cos\theta^*| > 0.4$$

Elle permet de réduire le bruit de fond de 40.1 % tout en ne perdant que 6.4 % du signal.

Grâce à ces différentes coupures, nous allons pouvoir obtenir un signal de mésons D_s pour l'ensemble des données dans DELPHI.

III.5.2 Résultats sur les données 1992 - 1994

Le spectre de masse invariante $\phi\pi$, obtenu grâce à la sélection précédente en affectant au sous-système K^+K^- la masse du méson ϕ est présenté sur la figure suivante année par année puis

toutes années confondues. Un signal est clairement présent sous la forme d'un pic qui après ajustement avec une gaussienne pour le signal de D_s , une pour le signal de mésons D et une exponentielle pour le fond, permet d'estimer le nombre de mésons D_s (figures III.12 III.13)

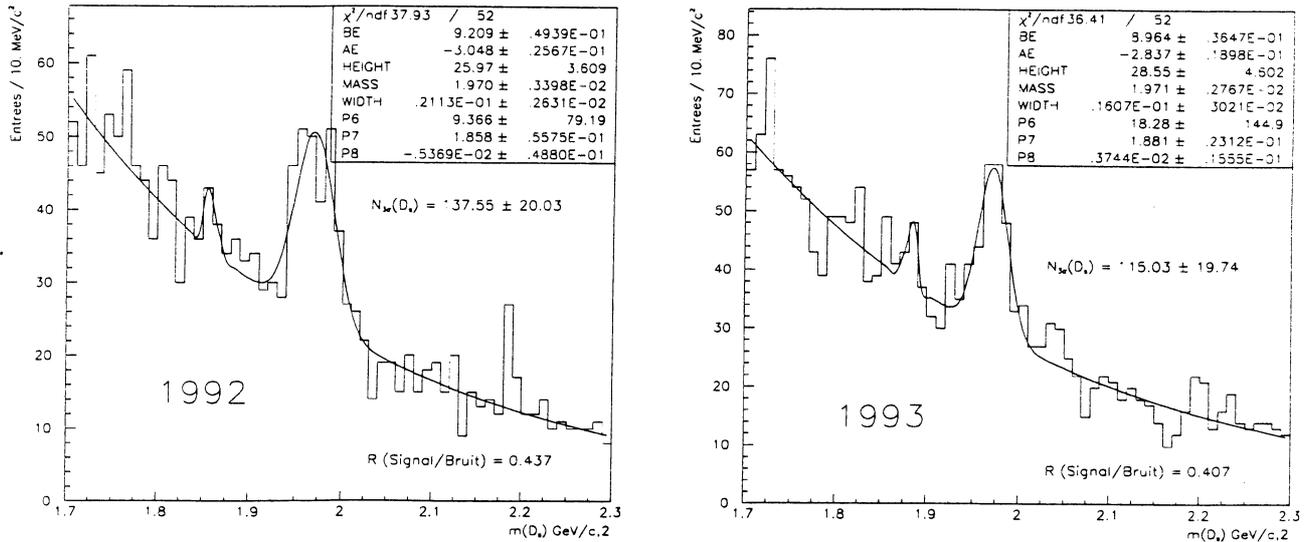


Figure III.12: Distributions de masse invariante m_{D_s} .

Le tableau suivant indique année par année le nombre de D_s estimés, l'erreur sur cette valeur, la masse et la largeur de la distribution m_{D_s} , ainsi que toutes années confondues.

Année	Nombre de D_s	Masse (en GeV/c^2)	Ecart-type (en MeV/c^2)
1992	137.6 ± 20.0	1.970 ± 0.003	21.13 ± 2.63
1993	115.0 ± 19.7	1.971 ± 0.003	16.07 ± 3.02
1994	213.6 ± 26.2	1.972 ± 0.003	23.44 ± 2.74
1992 → 1994	463.5 ± 40.3	1.971 ± 0.002	21.21 ± 1.78

On obtient donc pour l'ensemble des données 1992 à 1994 un nombre de 463.5 ± 40.3 mésons D_s , à la masse de $1.971 \pm 0.002 GeV/c^2$ et avec une résolution de $21.21 \pm 1.78 MeV/c^2$.

Cette valeur de la masse est à comparer avec celle de [24]: $m_{D_s} = 1.9685 \pm 0.0007 GeV/c^2$. On observe donc un léger décalage qui peut être expliqué comme l'effet de distorsions systématiques dans la mesure de l'impulsion et de la perte d'énergie de particules chargées dans la matière du détecteur.

Pour la résolution, comme le montre la figure III.14, il y a un désaccord avec les données simulées qui donnent une valeur de $12.26 \pm 1.37 MeV/c^2$, mais un tel effet a déjà été observé

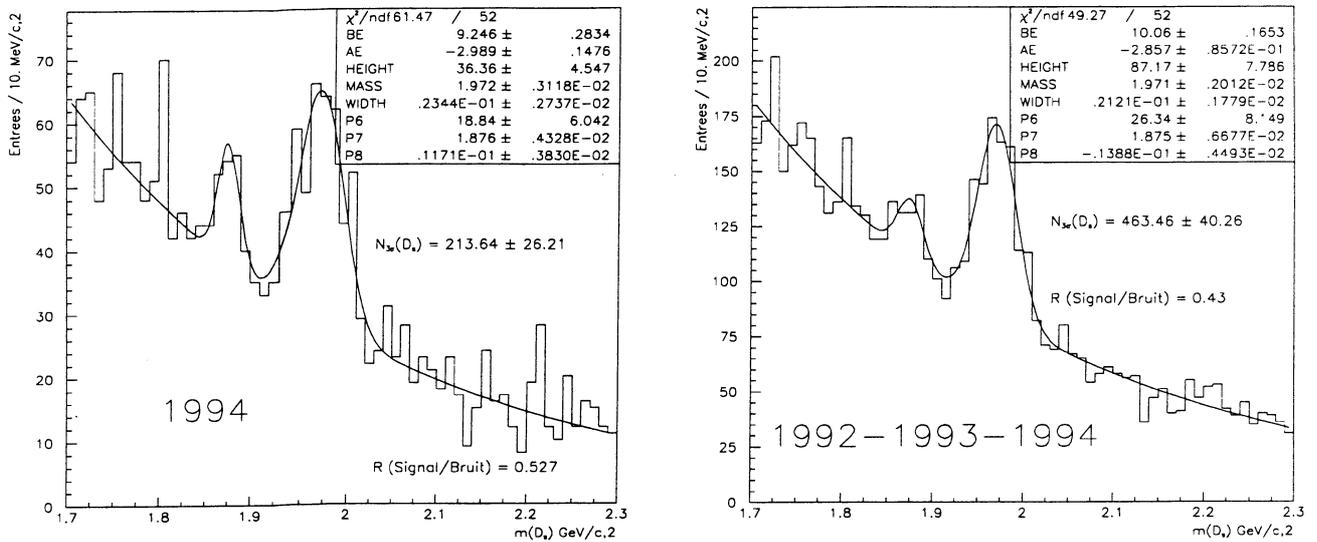


Figure III.13: Distributions de masse invariante m_{D_s} .

pour le signal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ par exemple.

III.5.3 Efficacité de reconstruction des D_s

L'efficacité de reconstruction des D_s prend en compte les coupures cinématiques et topologiques imposées aux traces et aux vertex reconstruits à partir de celles-ci. Elle va être estimée à partir de la simulation.

Pour ce faire, nous disposons d'échantillons spécialisés $b - \bar{b}$ et $c - \bar{c}$ donnant au moins un D_s se désintégrant en $\phi \pi$ pour chacune des années puisque le processing des données a été différent d'une année à l'autre.

Pour 1994, nous avons 9.600 événements $b - \bar{b}$ correspondant à environ 8.677.000 Z^0 et 4.800 événements $c - \bar{c}$ correspondant à environ 11.182.000 Z^0 . Pour 1993, 4.800 $b - \bar{b}$ correspondant à environ 4.100.000 Z^0 et 2.400 $c - \bar{c}$ pour 3.290.000 Z^0 . Enfin, pour 1992, 4.800 $b - \bar{b}$ correspondant à environ 3.775.000 Z^0 et 2.400 $c - \bar{c}$ pour 3.333.000 Z^0 .

Avec ces échantillons, nous pouvons calculer l'efficacité de reconstruction, année par année, puis pondérer par le nombre annuel d'événements observés pour obtenir l'efficacité de reconstruction intégrée. Le tableau suivant indique les résultats.

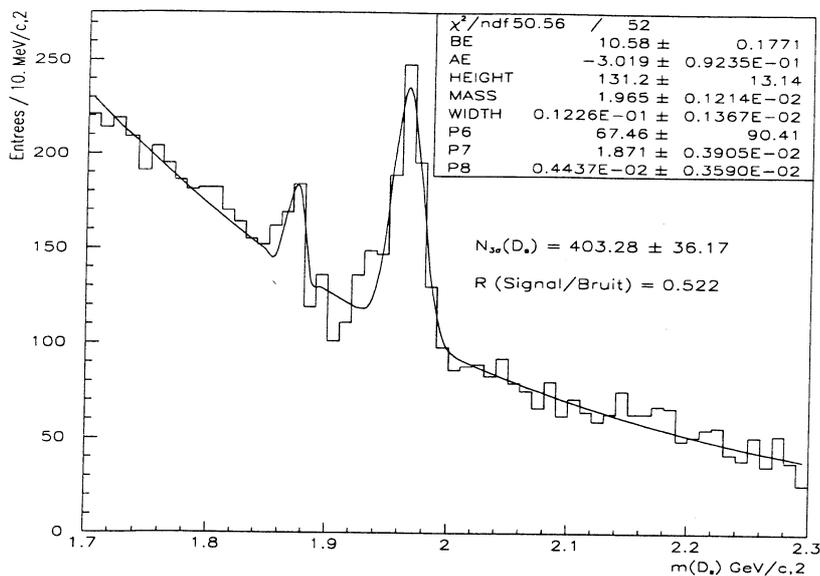


Figure III.14: Distribution de masse invariante m_{D_s} , obtenue sur les données simulées.

Année	Efficacité (%)	Erreur (%)
1992	11.61	0.39
1993	11.83	0.40
1994	8.91	0.19
1992 → 1994	10.17	0.18

On peut donc maintenant évaluer la section efficace de production du D_s , dans ce canal.

III.5.4 Mesure de la section efficace de production du D_s ,

Le nombre de mésons D_s , observés dans le canal considéré est :

$$N(D_s)_{obs} = N(Z^0) \times f(Z^0 \rightarrow D_s X) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi) \times Br(\phi \rightarrow K^+K^-) \times \epsilon_{rec}$$

Où $N(Z^0)$ le nombre d'événements hadroniques collectés sur l'ensemble de la prise de données considérée, $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ le taux de branchement du Z^0 donnant un méson D_s , $Br(D_s \rightarrow \phi\pi) \times Br(\phi \rightarrow K^+K^-)$ le rapport d'embranchement de la désintégration étudiée et enfin ϵ_{rec} la valeur de l'efficacité de reconstruction.

Avec : $N(D_s)_{obs} = 463.5 \pm 40.3$, $N(Z^0) = 2.736.280$,

$$Br(D_s \rightarrow \phi\pi) = 3.5 \pm 0.4 \%, Br(\phi \rightarrow K^+K^-) = 49.1 \pm 0.9 \%$$

et $\epsilon_{rec} = 10.17 \pm 0.18 \%$,

on obtient :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X) = 9.69 \pm 0.83 \%$$

où seule l'erreur statistique est indiquée. Nous indiquerons également, en laissant provisoirement de côté les autres sources d'erreurs systématiques, l'erreur due aux rapports d'embranchement que nous avons utilisés :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X) = 9.55 \pm 0.83 (stat.) \pm 1.11 (bran.) \%$$

On peut aussi évaluer année par année cette section efficace de production :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X)(1992) = 10.18 \pm 1.94 (stat.) \pm 1.18 (bran.) \%$$

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X)(1993) = 8.14 \pm 1.39 (stat.) \pm 0.94 (bran.) \%$$

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X)(1994) = 10.23 \pm 0.96 (stat.) \pm 1.18 (bran.) \%$$

Il reste maintenant à évaluer les erreurs systématiques dues aux coupures effectuées pour obtenir le signal et à l'efficacité de reconstruction.

III.5.5 Erreurs systématiques

Nous évaluerons ces incertitudes en modifiant chacune des coupures utilisées et en examinant l'effet produit sur la quantité calculée f . Les principales contributions proviennent de l'erreur sur l'efficacité de reconstruction et sur la coupure en longueur de vol.

Les incertitudes sur le nombre de D_s observés dues aux fluctuations du fond combinatoire sont en partie prises en compte dans l'ajustement des distributions de masses invariantes. Elles contribuent à l'erreur statistique sur le nombre de D_s reconstruits.

L'efficacité de reconstruction des vertex de désintégrations du D_s en $\phi (K^+ K^-) \pi$ a été estimée à partir des événements de la simulation. Elle dépend des coupures précédemment définies. Quand on fait varier les coupures sur les traces, le méson ϕ et le méson D_s respectivement entre $0.5 - 3.5 \text{ GeV}/c$, $2.0 - 14.0 \text{ GeV}/c$ et $4.0 - 20.0 \text{ GeV}/c$, les valeurs f obtenues restent à $\pm 1 \sigma$ de la valeur de référence.

Pour la coupure en probabilité sur le χ^2 du vertex du D_s , des variations entre 0.1% et 30.0% n'induisent pas d'effet systématique. Il faut bien voir que dans les dernières variations, l'erreur statistique augmente, ce qui nous permet toujours d'être à $\pm 1 \sigma$ de la valeur de référence. Pour les angles, nous effectuons des variations entre 0.3 et 0.7 pour le θ^* et entre 0.3 et 1.0 pour le Ψ . De nouveau, nous n'observons aucun effet systématique.

Enfin, des variations sur la coupure en masse du ϕ entre $1.001 - 1.039 \text{ GeV}/c^2$ et $1.019 - 1.021 \text{ GeV}/c^2$ n'induisent que des effets à $\pm 1 \sigma$ de notre valeur de référence.

En conclusion, si on fait varier indépendamment ces coupures, on observe une variation systématique sur la valeur de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ de $\pm 0.34 \%$.

Mais la coupure sur la longueur de vol mérite une étude plus précise car elle est directement reliée à la composition de l'échantillon en événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Pour ce faire, nous reprenons la mesure du taux de production du méson D_s en faisant varier ce paramètre (figure III.15).

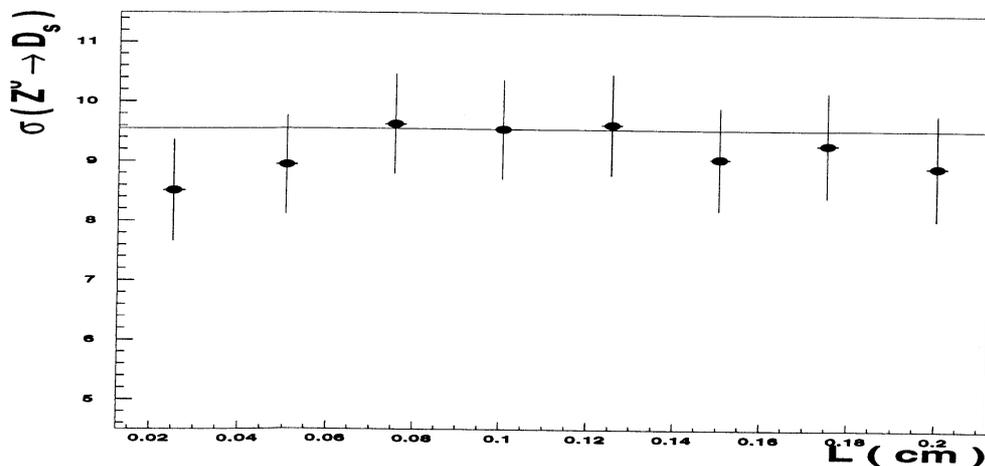


Figure III.15: Evolution de $f(Z^0 \rightarrow D_s, X)$ en fonction de la coupure sur la distance de vol

On constate que $f(Z^0 \rightarrow D_s, X)$ est stable pour des distances de vol supérieures à 0.05 cm. Pour des distances de vol inférieures à cette valeur, un effet systématique sensible de $\pm 0.50\%$ est observé.

La somme de ces contributions entraîne alors une erreur systématique sur la mesure de $f(Z^0 \rightarrow D_s, X)$ de $\pm 0.60\%$.

III.5.6 Résultat final et comparaison

A partir d'un échantillon de 463.5 ± 40.3 mésons D_s reconstruits dans le canal $\phi\pi$, nous avons mesuré le taux de production suivante :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s, X) = 9.69 \pm 0.83 (stat.) \pm 0.60 (syst.) \pm 1.11 (bran.) \%$$

Nous pouvons d'autre part comparer ce taux de production aux résultats d'autres collaborations du LEP. Comme nous l'avons déjà vu, on peut écrire :

$$N(D_s) = 2 \times N(Z^0) \times \left\{ P(q \rightarrow c) \times f_s^c + P(q \rightarrow b) \times \left(f_s^b \times P_{B_s \rightarrow D_s} + P(b \rightarrow B) \times P_{B \rightarrow D_s} \right) \right\}$$

avec :

- $f_s^c = 0.128 \pm 0.027$, probabilité qu'un quark c s'hadronise avec un quark \bar{s} formant ainsi un D_s ([47]).

- $f_s^b \times P_{B_s \rightarrow D_s} = 0.088 \pm 0.028$, probabilité qu'un quark b s'hadronise avec un quark \bar{s} pour donner un B_s ([47]).

- $P(b \rightarrow B) = 0.77 \pm 0.05$, probabilité qu'un quark b forme un méson "B" ([48]).

- $P_{B \rightarrow D_s} = 0.089 \pm 0.011$, probabilité pour que le méson "B" se désintègre en produisant un D_s ([49] [50] [51]).

- $P(q \rightarrow c) = 0.171 \pm 0.02$ et $P(q \rightarrow b) = 0.221 \pm 0.003$ valeurs des largeurs partielles ([24]).

On obtient ainsi :

$$\frac{N(D_s)}{N(Z^0)} = 11.29 \pm 1.68 \%$$

On constate que la valeur obtenue à l'aide des résultats d'autres expériences est compatible avec celle que nous avons obtenu dans le canal $\phi \pi$, puisque, si nous sommes quadratiquement les différentes erreurs de notre résultat, nous avons une valeur de $9.69 \pm 1.51 \%$.

Nous allons maintenant nous tourner vers deux autres canaux pour effectuer par la suite des comparaisons avec les modèles théoriques.

III.6 Canal de désintégration du $D_s \rightarrow K^{*0} K$

Nous étudions maintenant la désintégration du D_s en $K^{*0} K$ où le K^{*0} se désintègre en $K \pi$. Ce mode a un rapport d'embranchement tout aussi important que celui du $\phi \pi$ puisqu'il vaut $3.3 \pm 0.5 \%$. A la différence du canal précédemment étudié, les seules coupures cinématiques et topologiques ne seront pas suffisantes à obtenir un signal. Des coupures d'identification des kaons seront nécessaires pour éviter une "réflexion" du méson D à la masse du D_s , comme nous le verrons par la suite.

De plus, le K^{*0} a une largeur de $50.5 \pm 0.6 \text{ MeV}$, donc presque dix fois plus grande que celle du ϕ , et sa masse se trouve à proximité du sommet de l'espace de phase du système $K \pi$. Le fond combinatoire est alors beaucoup plus important que dans le cas précédent.

Le nombre d'événements attendu est :

$$N_{D_s} = N_{Z^0} Br(Z \rightarrow D_s X) Br(D_s \rightarrow K^{*0} K) Br(K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp) \epsilon_{sel}$$

Avec les valeurs déjà données et celle de $Br(K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp) = 66.7$ (que nous expliquerons plus tard), on obtient :

$$N_{D_s}(1992 - 1994) \simeq 7198. \times \epsilon_{sel}$$

Cette évaluation sera à comparer avec nos résultats.

III.6.1 Reconstruction du $D_s \rightarrow K^{*0} K$

De nouveau, la reconstruction du signal de mésons D_s se fait en 2 étapes :

- sélection des K^{*0} :

Le K^{*0} se désintègre essentiellement en un pion et un kaon. Grâce à des considérations d'isospin, on estime les fractions des modes chargés et neutre :

$$K^{*0} \rightarrow K^0 \pi^0 : 1/3 \quad K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp : 2/3$$

C'est ce deuxième canal qui nous intéresse. De même que pour le ϕ , on reconstruit le K^{*0} à l'aide de 2 traces de charges opposées, faisant un angle inférieur à 45° entre elles et d'impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$. On demande de plus que l'impulsion de la pseudo-particule reconstruite ait une impulsion supérieure à $3 \text{ GeV}/c$.

Pour mieux isoler les événements K^{*0} qui vont nous servir par la suite, on effectuera la coupure suivante :

$$0.84 \leq m_{K^\pm \pi^\mp} \leq 0.94 \text{ GeV}/c^2$$

- sélection des D_s :

De nouveau, la reconstruction du D_s s'effectue en associant au K^{*0} une troisième trace chargée d'impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$. Notons que l'ambiguïté qui pouvait encore subsister dans ce canal quant à savoir à quelle trace du K^{*0} donner la masse du pion ou celle du kaon, est désormais levée. Les deux kaons devant être de charges opposées, le signe de la troisième trace est alors entièrement déterminée.

Comme pour le canal $\phi\pi$, on peut séparer maintenant les différentes coupures en deux catégories :

- ★ Propriétés topologiques :

Cela concerne la longueur de vol reconstruite ainsi que la qualité de l'ajustement d'un vertex à trois traces. Pour $l = l_{xy}/\sin\theta_{D_s}$, on demande que sa valeur soit supérieure à 0.7 mm et, pour le χ^2 , on demande de nouveau que les combinaisons avec une probabilité inférieure à 1.0% soient rejetées.

- ★ Propriétés cinématiques :

La reconstruction du D_s se fait en associant au K^{*0} une troisième trace. On va donc demander que l'impulsion du pseudo D_s reconstruit soit supérieure à $8 \text{ GeV}/c$.

Pour l'angle Ψ défini comme dans la section précédente avec, comme remplaçant du ϕ , le K^{*0} , on observe les mêmes caractéristiques. Donc on effectuera la même coupure :

$$\cos \psi < 0.8$$

Pour l'angle θ^* , on peut de nouveau faire le même raisonnement puisque dans l'état final il y a un méson vecteur (le K^{*0}) et un méson pseudo-scalaire (le kaon). Nous exploiterons cet effet par la coupure suivante :

$$|\cos\theta^*| > 0.4$$

Nous verrons plus tard comment évaluer l'efficacité de ces coupures. Le lot de mésons D_s , ainsi obtenu est fortement contaminé en mésons D par un phénomène de réflexion que nous allons étudier maintenant.

III.6.2 Traitement de la réflexion

La désintégration du méson D^\pm dans le canal suivant: $D^\pm \rightarrow K^{*0}\pi^\pm$, simule des événements D_s , lorsque le π^\pm est identifié comme un K^\pm . Ceci est d'autant plus grave que le niveau de ce signal est du même ordre de grandeur que celui que nous voulons étudier. Nous tirerons partie des possibilités d'identification des particules par la TPC et le RICH.

Des estimateurs (décrits à la fin du chapitre consacré au détecteur DELPHI) vont nous permettre de rejeter les candidats qui ne sont pas des kaons. Nous allons faire ainsi une coupure sur le kaon du K^{*0} et une sur le kaon célibataire. Cela équivaut en fait à demander si un des deux détecteurs a pu identifier ces particules.

Nous pouvons estimer directement s'il reste encore une contamination due aux mésons D . Pour ce faire, nous allons raisonner sur la désintégration suivante: $D \rightarrow K^{*0}\pi$, sur laquelle nous allons appliquer les mêmes coupures que pour notre D_s .

Nous disposons pour cela, de nouveau, d'échantillons spécialisés $b - \bar{b}$ et $c - \bar{c}$ représentant respectivement environ 4.300.00 Z^0 et 2.700.000 Z^0 . La figure III.16 montre le résultat après application des coupures cinématiques, topologiques et d'identification.

L'efficacité passe de 4.57 ± 0.31 % quand le kaon célibataire n'est pas identifié, à 0.17 ± 0.06 % quand il y a identification des deux kaons. On peut donc estimer pour les données 1992 à 1994 le nombre de mésons D attendus à la masse du D_s :

$$N(D) = N(Z^0) \times \mathcal{F} \times \mathcal{R}_{PDG} \times \epsilon_D$$

où: - le facteur $\mathcal{F} = \frac{\Gamma(Z \rightarrow D^\pm X)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \times Br(D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm)$ mesuré par ALEPH détermine la production de D^\pm :

$$\mathcal{F} = 2.01 \pm 0.21 \%$$

$$- \mathcal{R}_{PDG} = \frac{\Gamma(D^\pm \rightarrow K^{*0}\pi^\pm)}{\Gamma(D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm)} \times Br(K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp) = 0.165 \pm 0.035$$

On obtient donc le résultat suivant si on se ramène à une statistique équivalente aux données :

$$N(D) = 6.0 \pm 2.5$$

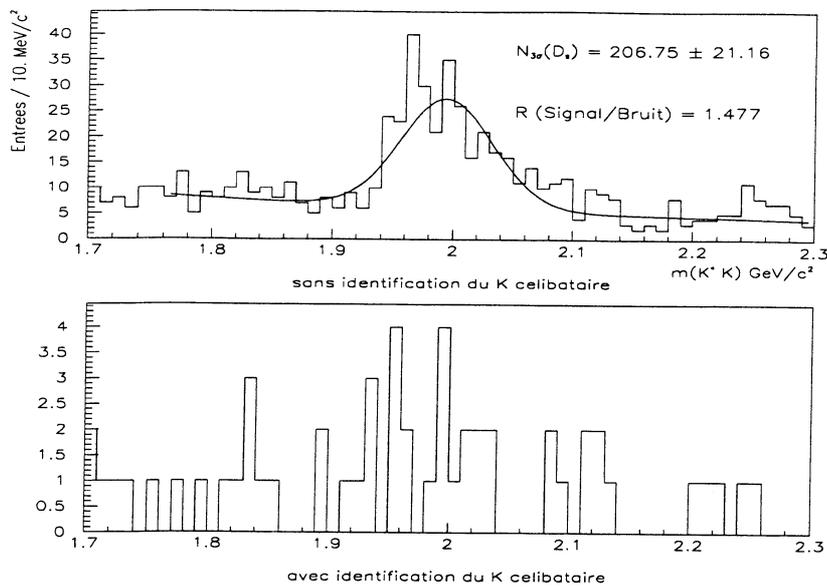


Figure III.16: Distribution de masse invariante m_D obtenue sur les données simulées.

Par ailleurs, on peut estimer la contamination en utilisant les données dans notre lot de mésons D_s . En effet, si l'on inverse la coupure d'identification effectuée, la grande majorité des traces ainsi sélectionnées est des pions. On peut donc voir apparaître directement la contribution des mésons D dans notre signal de mésons D_s . Le nombre d'événements ainsi mesuré est de 17.7 ± 9.5 . Il est en accord avec les prédictions.

Comme cette estimation a été faite sur l'ensemble des données, nous ne calculerons par la suite que la valeur de la section efficace de production pour les trois années confondues.

III.6.3 Résultats sur les données 1992 - 1994

Le spectre de masse invariante $K^{*0}K$, obtenu grâce à la sélection précédente en affectant au sous-système $K^\pm\pi^\mp$ la masse du méson K^{*0} est présenté sur la figure suivante année par année puis toutes années confondues. Un signal est clairement présent sous la forme d'un pic qui après ajustement avec une gaussienne pour le signal de D_s , une pour le signal de mésons D et une exponentielle pour le fond, permet d'estimer le nombre de mésons D_s (figures III.17 III.18).

Le tableau suivant indique année par année le nombre de D_s estimé, l'erreur sur cette valeur, la masse et la largeur de la distribution m_{D_s} , ainsi que toutes années confondues.

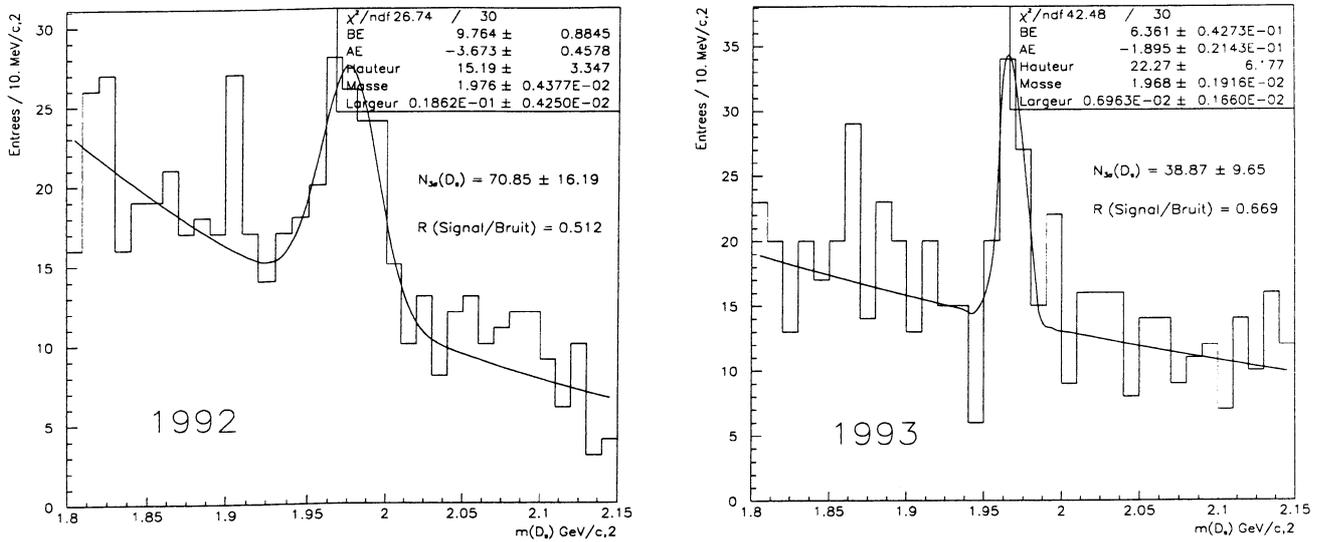


Figure III.17: Distributions de masse invariante m_{D_s} .

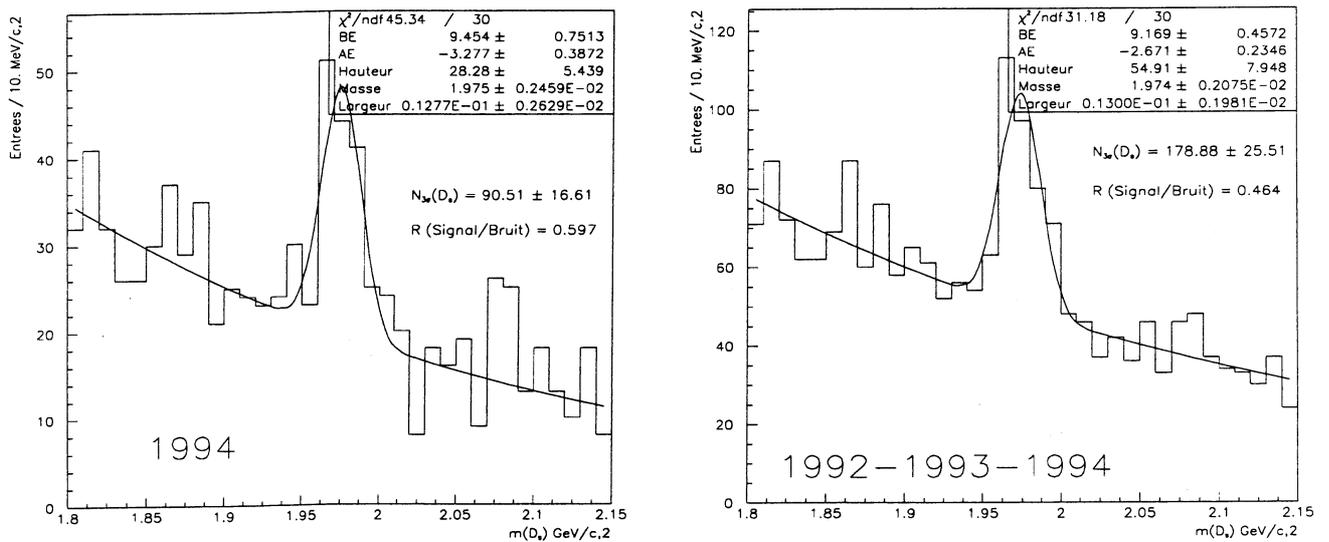


Figure III.18: Distributions de masse invariante m_{D_s} .

Année	Nombre de D_s	Masse (en GeV/c^2)	Ecart-type (en MeV/c^2)
1992	70.9 ± 16.2	1.976 ± 0.004	18.62 ± 4.25
1993	38.9 ± 9.7	1.968 ± 0.002	6.96 ± 1.66
1994	90.5 ± 16.6	1.975 ± 0.002	12.77 ± 2.63
1992 \rightarrow 1994	178.9 ± 25.5	1.974 ± 0.002	13.00 ± 1.98

On obtient donc pour l'ensemble des données 1992 à 1994 un nombre de 178.9 ± 25.5 mésons D_s , à la masse de $1.974 \pm 0.002 GeV/c^2$ et avec une résolution de $13.00 \pm 1.98 MeV/c^2$.

III.6.4 Efficacité de reconstruction des D_s

L'efficacité de reconstruction des D_s prend en compte les coupures cinématiques et topologiques imposées aux traces et aux vertex reconstruits à partir de celles-ci. Elle va être estimée à partir de la simulation.

Pour ce faire, nous disposons d'échantillons spécialisés $b - \bar{b}$ et $c - \bar{c}$ donnant au-moins un D_s se désintégrant en $\phi \pi$ pour chacune des années puisque le processing des données a été différent d'une année à l'autre.

Pour 1994, nous avons 94.800 événements $b - \bar{b}$ correspondant à environ 3.310.600 Z^0 et 2.400 événements $c - \bar{c}$ correspondant à environ 4.569.500 Z^0 . Pour 1993, 4.800 $b - \bar{b}$ correspondant à environ 3.104.600 Z^0 et 2.400 $c - \bar{c}$ pour 3.333.400 Z^0 . Enfin, pour 1992, 4.800 $b - \bar{b}$ correspondant à environ 2.805.700 Z^0 et 2.400 $c - \bar{c}$ pour 2.501.900 Z^0 .

Avec ces échantillons, nous pouvons donc calculer l'efficacité de reconstruction, année par année, puis pondérer par le nombre annuel d'événements observés pour obtenir l'efficacité de reconstruction intégrée. Le tableau suivant indique les résultats.

Année	Efficacité (%)	Erreur (%)
1992	12.81	0.40
1993	14.99	0.43
1994	10.78	0.38
1992 \rightarrow 1994	10.82	0.23

Pour extraire la valeur de la section efficace de production du D_s dans ce canal, il nous reste à déterminer l'efficacité d'identification des kaons.

III.6.5 Efficacité d'identification

Il est nécessaire d'identifier les deux kaons pour extraire un signal de D_s dans ce canal. Pour estimer l'efficacité de ces deux identifications, nous allons utiliser les données réelles en sélectionnant les kaons à partir du canal de désintégration $D^* \rightarrow D^0 \pi \rightarrow (K \pi) \pi$.

On a déjà vu le résultat de notre estimateur sur les K du D^* et ainsi nous avons pu estimer les efficacités d'identification par intervalles d'impulsion. Nous allons maintenant au moyen du spectre d'impulsion des kaons du D_s pouvoir estimer l'efficacité d'identification intégrée sur tout le spectre.

Les spectres d'impulsion des deux kaons sont les suivants (III.19).

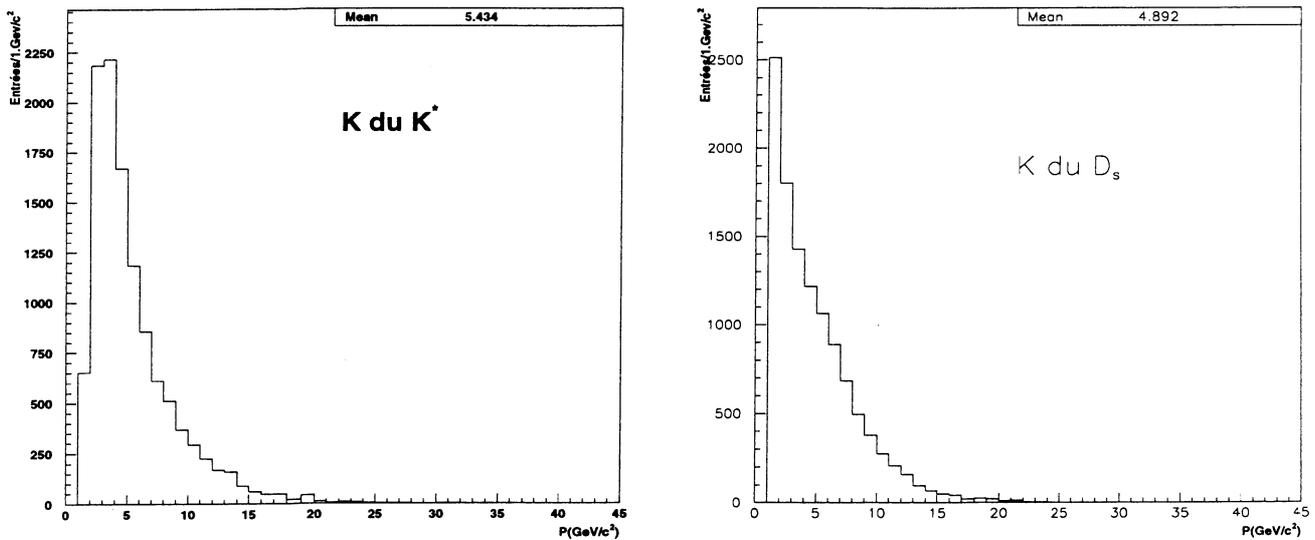


Figure III.19: Distributions des spectres d'impulsion des deux kaons du D_s ,

Les valeurs des efficacités intégrées sur les spectres d'impulsion donnent les résultats suivants :

Année	Kaons	Efficacité (%)	Erreur (%)
1992	K du K^{*0}	54.17	6.76
1992	K du D_s	54.43	6.81
1993	K du K^{*0}	57.67	8.42
1993	K du D_s	57.86	8.48
1994	K du K^{*0}	56.52	5.90
1994	K du D_s	56.48	5.94

Si on ne tient pas compte de la corrélation en impulsion des deux particules, l'efficacité d'identification du système formé par les deux kaons d'impulsion minimale de 1 GeV est estimée, pour les années 1992, 1993 et 1994 respectivement, à $29.48 \pm 5.21 \%$, $33.37 \pm 6.90 \%$ et $31.92 \pm 4.73 \%$. Si on tient compte de la corrélation en impulsion au moyen de distributions en 2 dimensions, on trouve des valeurs environ 1 % à 2 % inférieures à celles estimées précédemment.

Nous pouvons aussi utiliser notre lot de mésons D_s obtenus dans le canal $\phi\pi$ pour évaluer l'efficacité d'identification des deux kaons. On trouve ainsi les valeurs des efficacités, pour 1994, de $56.75 \pm 3.39\%$, $57.69 \pm 3.38\%$ et $32.74 \pm 2.74\%$ pour le K du K^{*0} , le K du D_s et le système formé par les deux kaons respectivement. Ceci est tout à fait compatible avec les valeurs estimées sur notre lot de D^* .

A titre de comparaison, nous avons effectué la même étude sur la simulation en obtenant des signaux de mésons D^* afin d'estimer les probabilités d'identification pour déterminer les efficacités d'identification de nos deux kaons. Il apparait clairement que les probabilités sont plus élevées dans la zone de $1 \text{ GeV}/c$ à $6 \text{ GeV}/c$, alors que, pour le reste du spectre, elles ont à peu près les mêmes valeurs. On obtient alors pour 1994, les valeurs des efficacités de $69.2 \pm 4.2 \%$ et de $71.1 \pm 4.9 \%$ pour le K du K^{*0} et le K du D_s , respectivement. Il était donc intéressant de travailler sur les données pour évaluer ces efficacités pour éviter un biais introduit par la simulation.

III.6.6 Mesure de la section efficace de production du D_s et du rapport

$$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$$

L'estimation du taux de production des mésons D_s peut maintenant être faite :

$$N(D_s)_{obs} = N(Z^0) \times f(Z^0 \rightarrow D_s X) \times Br(D_s \rightarrow K^{*0} K) \times Br(K^{*0} \rightarrow K\pi) \times \epsilon_{rec} \times \epsilon_{id}$$

Où $N(D_s)_{obs}$ est le nombre de mésons D_s observés dans le canal considéré, $N(Z^0)$ le nombre d'événements hadroniques collectés sur l'ensemble de la prise de données considérée, $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ le taux de production, $Br(D_s \rightarrow K^{*0} K) \times Br(K^{*0} \rightarrow K\pi)$ le rapport d'embranchement de la désintégration étudiée, ϵ_{rec} la valeur de l'efficacité de reconstruction et enfin ϵ_{id} la valeur de l'efficacité d'identification.

$$\text{Avec : } N(D_s)_{obs} = 172.9 \pm 25.5, N(Z^0) = 2.736.280,$$

$$Br(D_s \rightarrow K^{*0} K) = 3.3 \pm 0.5 \%, Br(K^{*0} \rightarrow K\pi) = 66.7 \pm 0.5 \%$$

$$\epsilon_{rec} = 10.82 \pm 0.23 \% \text{ et } \epsilon_{id} = 31.68 \pm 3.21 \%$$

on obtient :

$$\sigma(Z^0 \rightarrow D_s X) = 8.37 \pm 1.23 \%$$

Pour l'instant, seule l'erreur statistique est mentionnée, nous évaluerons les erreurs systématiques par la suite. Par contre, nous pouvons tout de suite rajouter l'erreur due au rapports d'embranchement que nous avons utilisé :

$$\sigma(Z^0 \rightarrow D_s X) = 8.37 \pm 1.23 (stat.) \pm 1.27 (bran.) \%$$

Avant d'aborder le calcul des erreurs systématiques, nous allons d'abord évaluer le rapport

$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$. Pour cela, nous ne conserverons dans cette estimation que les erreurs statistiques :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)} = 0.814 \pm 0.139 (stat.)$$

III.6.7 Erreurs systématiques

De la même manière que pour le canal précédent, les erreurs systématiques seront évaluées par variation des différentes coupures utilisées pour l'obtention du signal. Les principales contributions sont alors l'erreur sur l'efficacité de reconstruction, l'erreur sur l'efficacité d'identification et enfin la coupure sur la longueur de vol.

Les incertitudes sur le nombre de D_s observés dues aux fluctuations du fond combinatoire sont en partie prises en compte dans l'ajustement des distributions de masses invariantes. Elles contribuent à l'erreur statistique sur le nombre de D_s reconstruits.

L'efficacité de reconstruction des vertex de désintégrations du D_s en $K^{*0}(K\pi)K$ a été estimée à partir des événements simulés. Elle dépend des coupures précédemment définies. Si on fait varier indépendamment ces coupures, on observe une variation systématique sur la valeur de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ de $\pm 0.34\%$.

La contribution de l'incertitude systématique due à la détermination des efficacités d'identification des kaons est conditionnée par la précision statistique atteinte sur les échantillons utilisés et par la connaissance des spectres d'impulsion des hadrons produits dans les désintégrations du D_s . Cela entraîne alors un effet systématique sur la valeur de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ de $\pm 0.85\%$.

Comme précédemment avec le canal $\phi \pi$, une étude sur la coupure en longueur de vol est nécessaire et montre un effet systématique de $\pm 0.39\%$.

La somme de ces contributions entraîne alors une erreur systématique sur la mesure de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ de $\pm 1.00\%$.

III.6.8 Résultat final et comparaison

A partir d'un échantillon de 172.9 ± 25.5 mésons D_s reconstruits dans le canal $K^* K$, nous avons mesuré la section efficace de production suivante :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X) = 8.37 \pm 1.23 (stat.) \pm 1.00 (syst.) \pm 1.27 (bran.) \%$$

Le rapport $\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$ vaut alors :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)} = 0.814 \pm 0.139 (stat.) \pm 0.113 (syst.) \pm 0.013 (bran.)$$

Nous pouvons alors écrire ce résultat sous la forme :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)} = 0.814 \pm 0.179$$

Les résultats théoriques exposés dans le second chapitre donnaient pour le modèle de factorisation une valeur de 0.57 et pour le modèle utilisant les règles de somme 0.75.

Ce rapport a été également mesuré par quatre autres expériences [52] [53] [54] [55] :

Expériences	$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$
E691	$0.87 \pm 0.13 \pm 0.05$
CLEO	$1.05 \pm 0.17 \pm 0.12$
MARK3	$0.84 \pm 0.30 \pm 0.22$
NA14	$0.85 \pm 0.34 \pm 0.20$
Moyenne	0.92 ± 0.09
Notre valeur	0.81 ± 0.18

Nous constatons que même si nous sommes proches des résultats théoriques, nous sommes par contre plus éloignés de la moyenne des valeurs expérimentales.

III.7 Canal de désintégration du $D_s \rightarrow \pi \pi \pi$

Le mode de désintégration que nous allons maintenant étudier est celui du $\pi \pi \pi$. Ce mode a un rapport d'embranchement plus faible que celui du $\phi \pi$ puisqu'il vaut $1.35 \pm 0.30 \%$. Comme pour le canal $K^{*0} K$, les seules coupures cinématiques et topologiques ne sont pas suffisantes à obtenir un signal. Des coupures d'identification des pions sont nécessaires pour diminuer le fond combinatoire beaucoup plus important que dans le cas précédent.

Le nombre d'événements attendus dans ce canal s'écrit :

$$N_{D_s} = N_{Z^0} Br(Z \rightarrow D_s X) Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi) \epsilon_{sel}$$

Avec les valeurs déjà données, on obtient :

$$N_{D_s}(1992 - 1994) \simeq 4320. \times \epsilon_{sel}$$

Cette évaluation sera à comparer à notre mesure.

III.7.1 Reconstruction du $D_s \rightarrow \pi \pi \pi$

La reconstruction du signal de mésons D_s se fait cette fois-ci en une seule étape.

Celle-ci s'effectue en associant trois traces chargées d'impulsions supérieures à $2 \text{ GeV}/c$. Comme pour le canal $\phi\pi$, on peut séparer maintenant les différentes coupures en deux catégories :

★ Propriétés topologiques :

Cela concerne la longueur de vol reconstruite ainsi que la qualité de l'ajustement d'un vertex à trois traces. Pour $l = l_{xy}/\sin\theta_{D_s}$, on demande que sa valeur soit supérieure à 1.0 mm et, pour le χ^2 , on demande de nouveau que les combinaisons avec une probabilité inférieure à 1.0% soient rejetées.

★ Propriétés cinématiques :

Cette fois, nous avons un méson D_s de spin nul et trois pions de spin nul. Comme il nous faut respecter la symétrie de Bose, la fonction d'onde relative doit être symétrique, donc : $L(\pi^+\pi^+) = 0, 2$. Pour avoir un moment total des trois pions égal à 0, le moment angulaire entre le pion de charge opposée aux deux autres et le système $(\pi^\pm \pi^\pm)$ doit être égal à :

$$L' = 0 \text{ si } L = 0 \text{ et } L' = 2 \text{ si } L = 2$$

Le programme de simulation considère que l'amplitude $L = L' = 0$.

La reconstruction du D_s se fait en associant trois traces. On va donc demander que l'impulsion du pseudo D_s reconstruit soit supérieure à $10 \text{ GeV}/c$.

Pour l'angle θ^* , on le définit comme étant l'angle entre les deux pions de même signe dans le référentiel du D_s , et on demande que :

$$\cos\theta^* > -0.7$$

Nous verrons plus tard comment alors évaluer l'efficacité de telles coupures. Mais il faut tout de suite voir que ce lot de coupures n'est pas suffisant pour avoir un signal de D_s .

III.7.2 Résultats sur les données 1992 - 1994

Le spectre de masse invariante $\pi\pi\pi$, obtenu grâce à la sélection précédente est présenté sur la figure suivante seulement pour l'année 1994. La coupure d'identification (on demande que le troisième pion soit identifié comme tel) ne permet pas d'obtenir des signaux pour les autres années. Il est nécessaire d'avoir une identification sur les trois traces.

Un signal est clairement présent sous la forme d'un pic qui après ajustement avec une gaussienne pour le signal de D_s , une pour le signal de mésons D et une exponentielle pour le fond, permet d'estimer le nombre de mésons D_s (figure III.20).

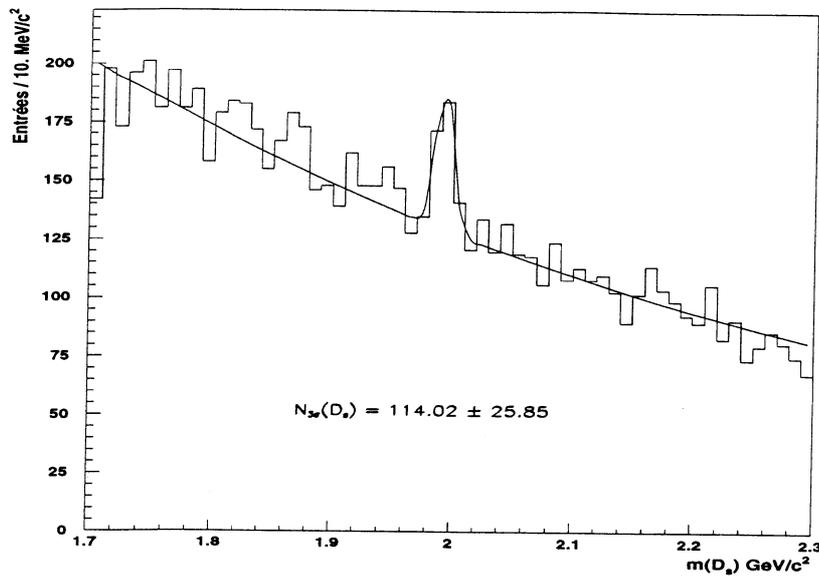


Figure III.20: Distribution de masse invariante m_{D_s} .

On obtient donc pour l'ensemble des données 1994 un nombre de 114.0 ± 25.9 mésons D_s , à la masse de $1.983 \pm 0.004 \text{ GeV}/c^2$ et avec une résolution de $11.22 \pm 4.10 \text{ MeV}/c^2$.

Mais il faut tenir compte aussi de la possible contamination des D_s , donnant $f_0 \pi$. Pour cela, nous enlevons les combinaisons des 2 pions de signe opposé ayant une masse comprise $0.93 \text{ GeV}/c^2$ et $1.03 \text{ GeV}/c^2$. On obtient alors la figure III.21, où l'ajustement du signal est fait par une gaussienne et du bruit de fond par une exponentielle.

On constate que l'on passe de 114 à 83 événements, ce qui représente une réduction de $26.7 \pm 4.1 \%$. On se trouve alors en présence de mésons D_s , se désintégrant en 3 pions dans le canal non-résonnant, donc à un taux de branchement de $1.01 \pm 0.35 \%$ [24].

III.7.3 Efficacité de reconstruction des D_s

L'efficacité de reconstruction des D_s , prend en compte les coupures cinématiques et topologiques imposées aux traces et aux vertex reconstruits à partir de celles-ci. Elle va être estimée à partir de la simulation.

Pour ce faire, nous disposons d'échantillons spécialisés $b - \bar{b}$ et $c - \bar{c}$ donnant au-moins un D_s se désintégrant en $\pi \pi \pi$ pour chacune des années puisque le processing des données a été différent d'une année à l'autre.

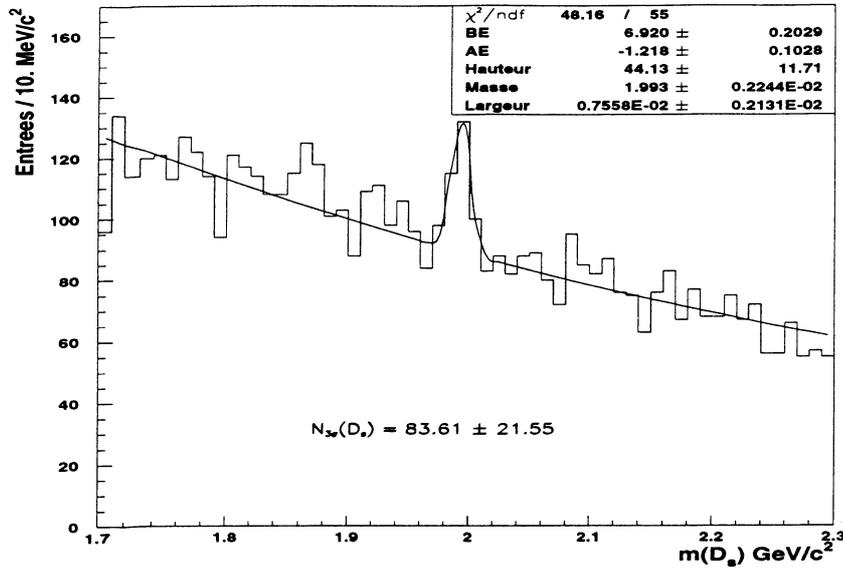


Figure III.21: Distribution de masse invariante m_{D_s} .

Pour 1994, nous avons 2.000 événements $b - \bar{b}$ correspondant à environ $5.203.720 Z^0$ et 2.000 événements $c - \bar{c}$ correspondant à environ $13.446.700 Z^0$. Pour 1993, 4.396 $b - \bar{b}$ correspondant à environ $10.014.320 Z^0$ et 3.319 $c - \bar{c}$ pour $13.951.610 Z^0$. Enfin, pour 1992, 2.100 $b - \bar{b}$ correspondant à environ $4.561.660 Z^0$ et 2.400 $c - \bar{c}$ pour $8.534.750 Z^0$.

Le seul signal que nous avons pu obtenir se trouve dans la prise de données de 1994, nous ne calculerons donc seulement que les quantités en rapport avec cette année. La valeur obtenue pour les coupures définies avant est de :

$$\epsilon_{rec} = 9.47 \pm 0.37 \%$$

III.7.4 Efficacité d'identification

Il est nécessaire d'identifier la troisième trace comme étant un pion pour extraire un signal de D_s dans ce canal. Pour estimer l'efficacité de cette identification, nous allons utiliser les données réelles en sélectionnant les pions à partir du canal de désintégration $K^0 \rightarrow \pi\pi$, que nous avons décrit en début de chapitre.

On a déjà vu le résultat de notre estimateur sur les π du K^0 et ainsi nous avons pu estimer les efficacités d'identification par intervalles d'impulsion. Nous allons maintenant au moyen du spectre d'impulsion des kaons du D_s , pouvoir estimer l'efficacité d'identification intégrée sur tout le spectre.

Le spectre d'impulsion du pion célibataire est le suivant (III.22).

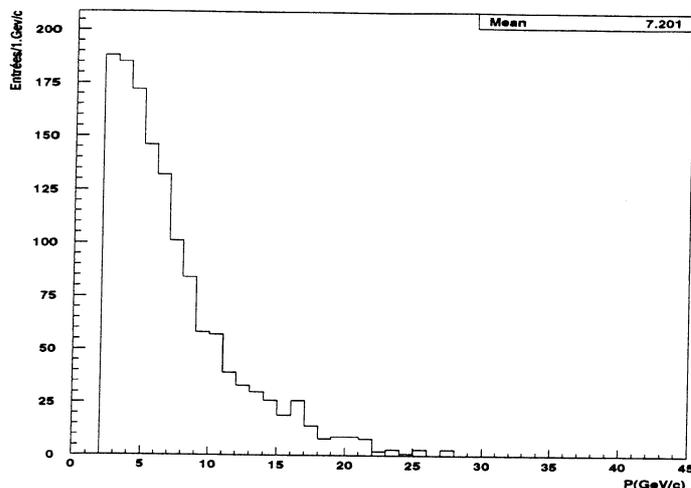


Figure III.22: Distribution du spectre d'impulsion du troisième pion du D_s ,

La valeur de l'efficacité intégrée sur le spectre d'impulsion donne le résultat suivant :

$$Efficacité(1994) = 57.73 \pm 2.43 \%$$

Aucun signal significatif n'a été obtenu pour les années 1992 et 1993, mais durant ces deux années, les deux détecteurs intervenant dans l'identification (TPC et RICH) n'ont pas toujours fonctionné sur l'ensemble des prises de données. L'information du RICH est essentielle pour que notre estimateur puisse apporter de renseignements suffisants sur la trace considérée.

Nous avons effectué un contrôle de la valeur de l'efficacité intégrée obtenue avec les pions de l'échantillon de $D^* \rightarrow D^0 \pi$. On obtient une valeur de $61.15 \pm 6.09 \%$, qui est tout à fait compatible avec celle trouvée précédemment.

III.7.5 Mesure de la section efficace de production du D_s et du rapport

$$\frac{Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$$

Le nombre de mésons D_s en $\pi \pi \pi$ est :

$$N(D_s)_{obs} = N(Z^0) \times f(Z^0 \rightarrow D_s X) \times Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi) \times \epsilon_{rec} \times \epsilon_{id}$$

Où $N(Z^0)$ est le nombre d'événements hadroniques collectés sur l'ensemble de la prise de données considérée, $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ la section efficace de production, $Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi)$ le rapport d'embranchement de la désintégration étudiée, ϵ_{rec} la valeur de l'efficacité de reconstruction et enfin ϵ_{id} la valeur de l'efficacité d'identification.

Avec : $N(D_s)_{obs} = 83.6 \pm 21.6$, $N(Z^0) = 1364015$,

$$Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi) = 1.01 \pm 0.35 \%$$

$$\epsilon_{rec} = 9.47 \pm 0.37 \% \text{ et } \epsilon_{id} = 57.77 \pm 2.43 \%$$

on obtient :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X) = 11.10 \pm 2.86 \%$$

Pour l'instant, seule l'erreur statistique est mentionnée, nous évaluerons les erreurs systématiques par la suite. Par contre, nous pouvons tout de suite rajouter l'erreur due au rapports d'embranchement que nous avons utilisé :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X) = 11.20 \pm 2.86 (stat.) \pm 3.85 (bran.) \%$$

Avant d'aborder le calcul des erreurs systématiques, nous allons d'abord évaluer le rapport $\frac{Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)}$ en ne considérant à ce stade dans cette estimation que les erreurs statistiques :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow \pi \pi \pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi \pi)} = 0.335 \pm 0.091 (stat.)$$

III.7.6 Erreurs systématiques

Comme pour les deux autres canaux, les erreurs systématiques seront évaluées par variation des différentes coupures utilisées pour l'obtention du signal. Les principales contributions sont alors l'erreur sur l'efficacité de reconstruction, l'erreur sur l'efficacité d'identification et enfin la coupure sur la longueur de vol.

Les incertitudes sur le nombre de D_s observés dues aux fluctuations du fond combinatoire sont prises en compte dans l'ajustement des distributions de masses invariantes. Elles contribuent à l'erreur statistique sur le nombre de D_s reconstruits.

L'efficacité de reconstruction des vertex de désintégration du D_s en $\pi \pi \pi$ a été estimée à partir des événements simulés. Elle dépend des coupures précédemment définies. Si on fait varier indépendamment ces coupures, on observe une variation systématique sur la valeur de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ de $\pm 0.86 \%$.

La contribution de l'incertitude systématique due à la détermination des efficacités d'identification des kaons est conditionnée par la précision statistique atteinte sur les échantillons utilisés et par la connaissance des spectres d'impulsion des hadrons produits dans les désintégrations du D_s . Cela entraîne alors un effet systématique sur la valeur de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ de $\pm 0.48 \%$.

Comme précédemment avec le canal $\phi \pi$, une étude sur la coupure en longueur de vol est nécessaire et montre un effet systématique de $\pm 0.35 \%$.

La somme de ces contributions entraîne alors une erreur systématique sur la mesure de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ de $\pm 1.05 \%$.

III.7.7 Résultat final et comparaison

A partir d'un échantillon de 83.6 ± 21.6 mésons D_s , reconstruits dans le canal $\pi\pi\pi$, nous avons mesuré la section efficace de production suivante :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s X) = 11.10 \pm 2.86 \text{ (stat.)} \pm 1.05 \text{ (syst.)} \pm 3.85 \text{ (bran.)} \%$$

Le rapport $\frac{Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)}$ vaut alors :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)} = 0.335 \pm 0.091 \text{ (stat.)} \pm 0.108 \text{ (syst.)}$$

Nous pouvons alors écrire ce résultat sous la forme :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)} = 0.335 \pm 0.141$$

Ce rapport a été également mesuré par deux autres expériences [56] [57] :

Expériences	$\frac{Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)}$
E691	$0.29 \pm 0.09 \pm 0.03$
Notre valeur	$0.34 \pm 0.09 \pm 0.11$

III.8 Conclusion

Notre étude a donc porté sur le méson D_s et le calcul de sa section efficace de production dans trois canaux particuliers : $\phi\pi$, $K^{*0}K$ et $\pi\pi\pi$.

Nous avons pu ainsi évaluer $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ pour chacun de ces canaux sur l'ensemble des données (1992 à 1994) pour les deux premiers et seulement sur l'année 1994 pour le dernier.

Canal	$f(Z^0 \rightarrow D_s X)$
$\phi\pi$	$9.69 \pm 0.83 (stat.) \pm 0.60 (syst.) \pm 1.11 (bran.) \%$
$K^{*0}K$	$8.37 \pm 1.23 (stat.) \pm 1.00 (syst.) \pm 1.27 (bran.) \%$
$\pi\pi\pi$	$11.10 \pm 2.86 (stat.) \pm 1.05 (syst.) \pm 3.85 (bran.) \%$

Pour ces résultats, nous avons utilisé les valeurs des différents rapports d'embranchement donnés dans [24]. Mais pour être plus cohérent et comme nous disposons de modèles théoriques, nous avons estimé les rapports $\frac{Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)}$ et $\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0}K)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)}$:

Canal	$\frac{Br(D_s \rightarrow canal)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)}$
$K^{*0}K$	0.814 ± 0.179
$\pi\pi\pi$	0.335 ± 0.141

Nous pouvons ainsi évaluer les deux rapports d'embranchement en fonction de celui du canal $\phi\pi$ de valeur $3.5 \pm 0.4 \%$, ce qui donne (en calculant les erreurs statistiques et systématiques comme une seule erreur) :

$$Br(D_s \rightarrow K^{*0}K) = 2.85 \pm 0.71 \%$$

$$Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi) = 1.17 \pm 0.51 \%$$

Les valeurs données dans [24] sont respectivement $3.3 \pm 0.5 \%$ et $1.01 \pm 0.35 \%$. Le résultat que nous avons obtenu dans le canal $D_s \rightarrow \pi\pi\pi$ est donc compatible avec les valeurs obtenues par les autres expériences. Notre premier résultat sur le canal $D_s \rightarrow K^{*0}K$ est, par contre, plus éloigné des valeurs expérimentales mais conforme aux prédictions théoriques.

Nous allons pouvoir pour la suite utiliser tous nos échantillons de mésons D_s , pour déterminer le temps de vie des mésons beaux et le temps de vie du méson B_s^0 . Une autre utilisation de ces lots de mésons D_s est décrite dans l'annexe 2. Elle concerne l'estimation du produit $R(Z^0 \rightarrow c\bar{c}) \times P(c \rightarrow D_s)$, ce qui permet, en combinant avec les mesures des autres contributions de la fragmentation du quark c , de déterminer $R(Z^0 \rightarrow c\bar{c})$.

Chapitre IV

Mesures de la durée de vie des mésons beaux et du méson B_s^0

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons utiliser notre échantillon de mésons D_s , pour déterminer le temps de vie des mésons beaux en général et du méson B_s , en particulier.

Nous n'emploierons pas la méthode classique de reconstruction de l'impulsion et de la longueur de vol des mésons beaux, de manière à connaître leur temps de vol par la relation :

$$t(B_s^0) = \frac{vol(B_s^0) \times m(B_s^0)}{P(B_s^0)}$$

mais nous allons utiliser les désintégrations des mésons beaux en un méson D_s .

Cette méthode suppose la connaissance des contributions relatives des quarks c et b , ce que nous ferons à partir des spectres d'impulsion.

Nous allons utiliser la distribution des vertices des mésons D_s , dans la chaîne $B_{u,d,s} \rightarrow D_s \rightarrow (\phi \pi, K^{*0} K)$ pour mesurer le temps de vie du méson B_s^0 .

IV.2 Détermination du temps de vie

Pour estimer le temps de vie des mésons beaux en général et du méson B_s , en particulier, nous allons utiliser une méthode radicalement différente de ce qui a déjà été fait dans DELPHI [58] [59] [60] [61] [62]. Toute l'étude menée dans le chapitre précédent sur le méson D_s , va nous être utile comme nous allons le voir en décrivant la méthode que nous utilisons pour évaluer le temps de vie.

IV.2.1 Méthode

Toute la méthode repose sur le nombre de mésons D_s , se désintégrant dans différents intervalles de longueur de vol. Dans chaque intervalle, le nombre de D_s est évalué à partir de la distribution de masse du système $\phi \pi$ ou $K^* K$.

La distribution de longueur de vol observée sera alors comparée aux prédictions, avec comme paramètre libre le temps de vie des mésons B ou du B_s .

Le spectre prédit inclut les deux contributions suivantes :

- les mésons D_s "directs" provenant de l'hadronisation des paires $c\bar{c}$.
- les mésons D_s "indirects" produits à partir des mésons beaux dans les événements $b\bar{b}$.

Dans le premier cas, le nombre de D_s se désintégrant dans l'intervalle de distance (l_1, l_2) est donné par :

$$N_{D_s}(l_1 \leq l < l_2) = N_{D_s}(l_1 \leq l) - N_{D_s}(l \leq l_2)$$

avec :

$$N_{D_s}(l_i \leq l) = N_{D_s}(c\bar{c})(l \geq 0.0) \exp\left(-\frac{l_i}{l_{D_s}}\right)$$

où :

$$l_{D_s} = \frac{\tau_{D_s} P_{D_s}}{M_{D_s}}$$

Dans le second cas, ce nombre vaut :

$$N_{D_s}(l_i \leq l) = \frac{N_{D_s}(b\bar{b})(l \geq 0.0)}{l_B - l_{D_s}} \left(l_B \exp\left(-\frac{l_i}{l_B}\right) - l_{D_s} \exp\left(-\frac{l_i}{l_{D_s}}\right) \right)$$

où :

$$l_B = \frac{\tau_B P_B}{M_B}$$

Une convolution avec une distribution gaussienne représentant les erreurs de mesure doit être appliquée aux expressions précédentes pour tenir compte de la résolution finie des données.

On peut donc résumer les expressions précédentes ainsi. Le nombre de mésons D_s se désintégrant entre deux longueurs l_1 et l_2 s'écrit :

$$N_{l_1, l_2} = \int_{l_1}^{l_2} \frac{dN}{dl} dl$$

avec :

$$\frac{dN}{dl} = A \left\{ \frac{Y_D}{Y_D - Y_B} \exp\left(Y_B^2 \frac{\sigma_B^2}{2} - Y_B l\right) \operatorname{erfc}\left(Y_B \sigma_B - \frac{l}{\sigma_B}\right) \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{Y_B}{Y_D - Y_B} \exp\left(Y_D^2 \frac{\sigma_D^2}{2} - Y_D l\right) \operatorname{erfc}\left(Y_D \sigma_D - \frac{l}{\sigma_D}\right) \\
& + \frac{N(D_s^c)}{N(D_s^b)} \exp\left(Y_D'^2 \frac{\sigma_D^2}{2} - Y_D' l\right) \operatorname{erfc}\left(Y_D' \sigma_D - \frac{l}{\sigma_D}\right) \Big\}
\end{aligned}$$

où : $Y_B = \frac{M_B}{\tau_B P_B}$, $Y_D = \frac{M_{D_s}}{\tau_{D_s} P_{D_s}^b}$, $Y_D' = \frac{M_{D_s}}{\tau_{D_s} P_{D_s}^c}$.

Les résolutions sur les différentes longueurs sont appelées σ_D et σ_B . La fonction *erfc* représente la convolution de la formule avec la résolution.

Nous allons donc réaliser un ajustement entre les distributions des données et la simulation selon la formule précédente, avec comme seul paramètre libre τ_B . Les paramètres d'entrée de cet ajustement vont être décrits par la suite.

IV.2.2 Paramétrisation de l'impulsion du B

Pour paramétriser l'impulsion du B , que nous ne connaissons pas dans les données, nous sommes obligés de passer par la simulation.

Nous supposons que pour chaque valeur de $P(D_s)$, l'impulsion du B_s peut être remplacée par une fonction F de $P(D_s)$ ajustée à partir de la simulation :

$$\langle P(B) \rangle = \frac{P(D_s)}{a + b P(D_s)} = F(P(D_s))$$

L'ajustement du spectre obtenu sur la simulation de la fonction F est donné par la figure IV.1 et les valeurs des coefficients sont :

$$\begin{cases} a = 0.1000 \pm 0.0022 \\ b = 0.02178 \pm 0.00007 \end{cases}$$

Nous verrons plus tard que ce simple ajustement, bien qu'il ne tienne pas compte des fluctuations de $P(B)$ à $P(D_s)$ fixe, donne de très bons résultats quand on applique la méthode de calcul de temps de vie aux événements simulés.

IV.2.3 Impulsion du méson D_s

Pour pouvoir déterminer le temps de vie des mésons beaux, il nous faut aussi avoir un ajustement des distributions d'impulsion des mésons D_s dans les deux canaux $\phi \pi$ et $K^* K$ selon que la paire initiale est $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$. Ces ajustements sont effectués avec des polynômes d'ordre 2.

Les distributions sont représentées sur les figures IV.2 et concernent tout le spectre d'impulsion. L'ajustement a été fait en tenant compte des intervalles de longueurs de

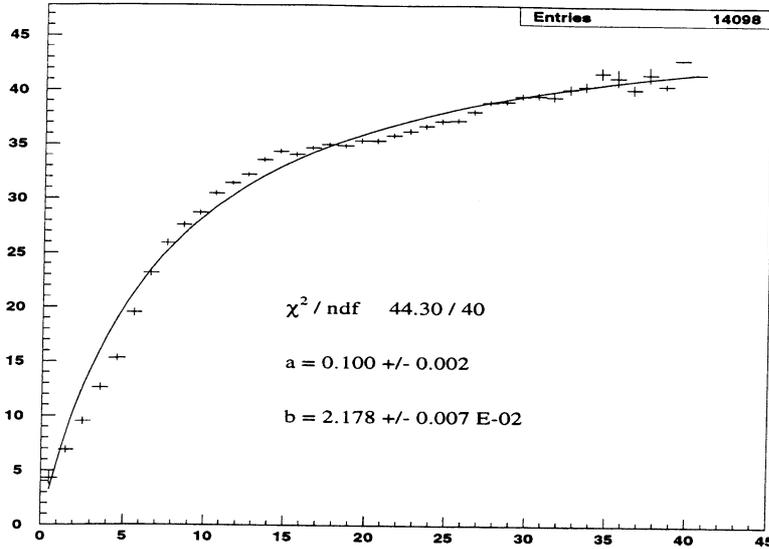


Figure IV.1: Ajustement de la distribution de l'impulsion $P(B)$ par rapport à l'impulsion du méson D_s ,

vol que nous utiliserons. On constate de façon très nette que les mésons D_s provenant de l'hadronisation du quark c sont plus énergiques que ceux provenant du quark b .

IV.2.4 Evaluation du rapport $c\bar{c}/b\bar{b}$

La proportion des événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ constituant le signal de mésons D_s , que nous avons obtenu sur les données, est un paramètre important dans la détermination du temps de vie.

Ce rapport $R_{bc} = \frac{f_c}{f_b}$ peut être directement obtenu à partir de la simulation. La valeur estimée est de $37.7 \pm 5.0 \%$. Mais on peut comparer les distributions de l'impulsion des mésons D_s , dans la simulation et dans les données, ce qui permet de mesurer R_{bc} .

On procède en 2 étapes :

- la distribution de l'impulsion d'un nombre normalisé d'événements D_s , simulés est comparée aux données. Les intervalles d'impulsion choisis sont larges de manière à assurer une statistique suffisante.

Sur les figures IV.3 et IV.4, sont représentées les distributions de masse du système $K K \pi$ pour chaque intervalle d'impulsion considéré et pour les deux canaux de désintégrations considérés ($\phi \pi$, $K^* K$).

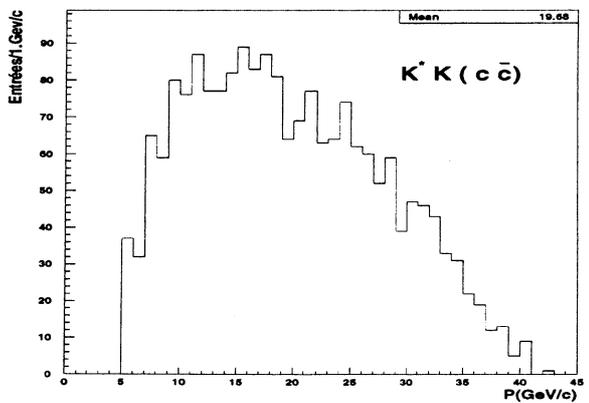
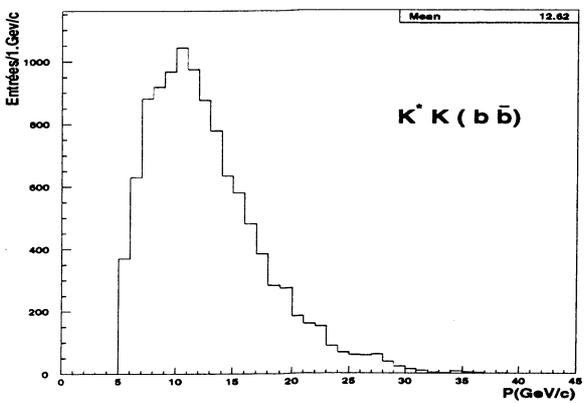
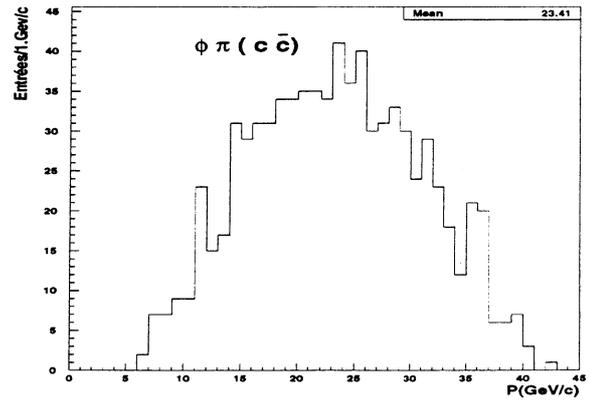
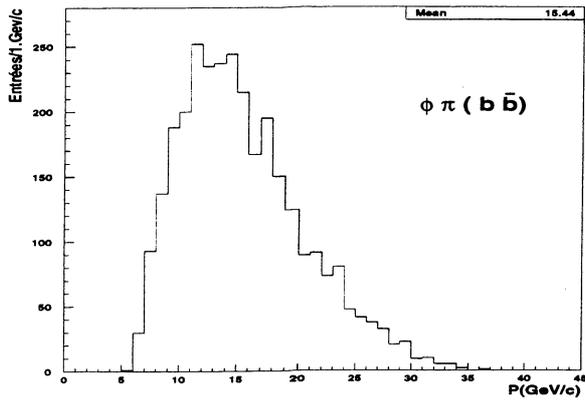


Figure IV.2: Spectres d'impulsions du méson D_s , dans les deux canaux étudiés et selon sa provenance (b ou c)

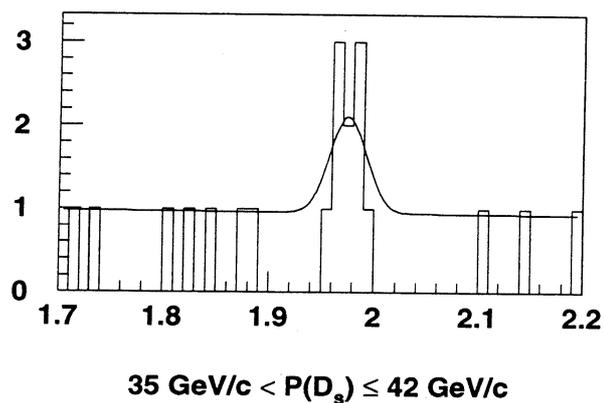
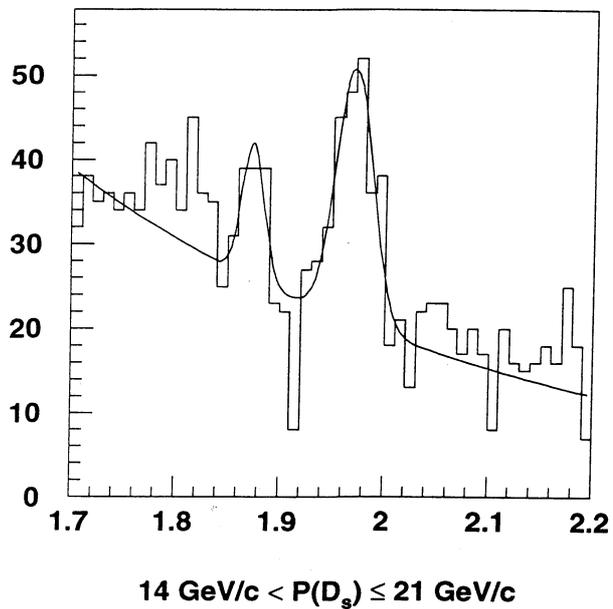
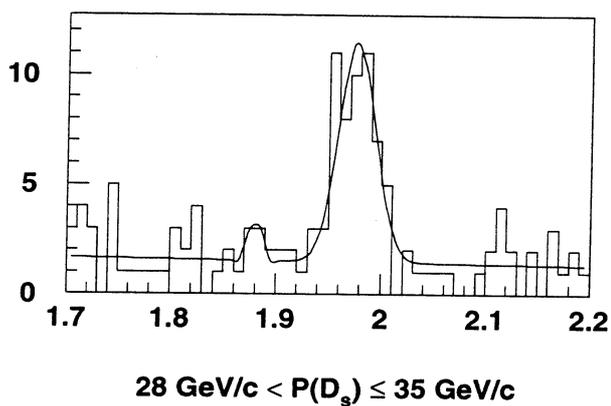
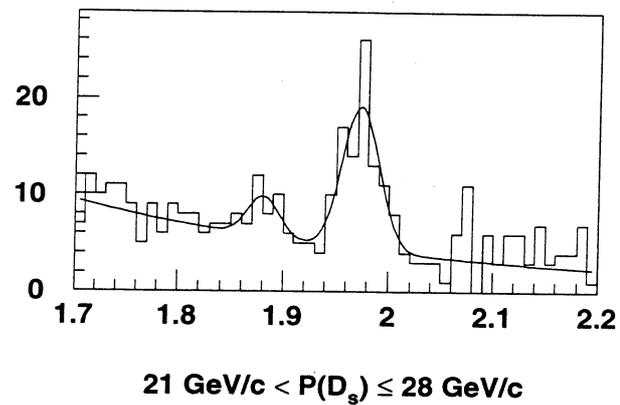
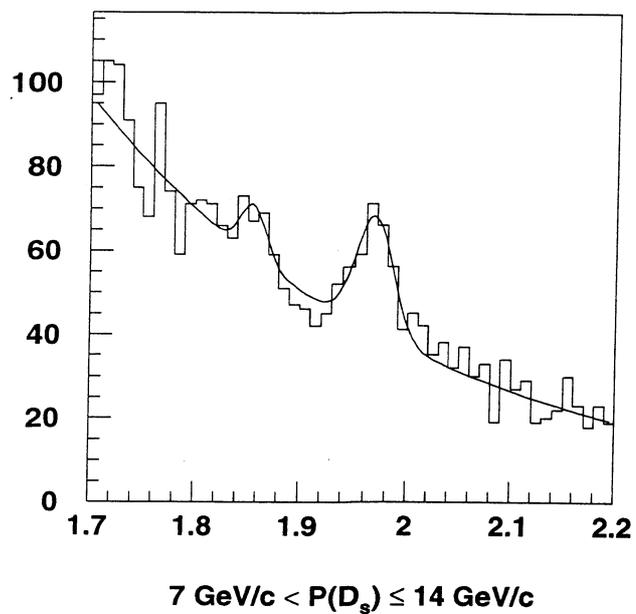
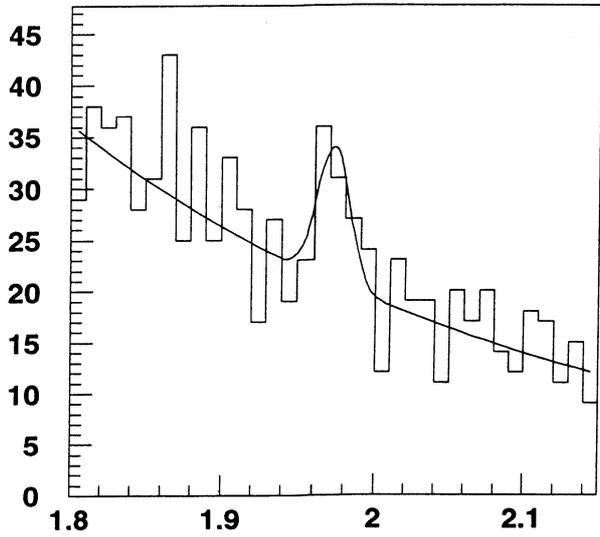
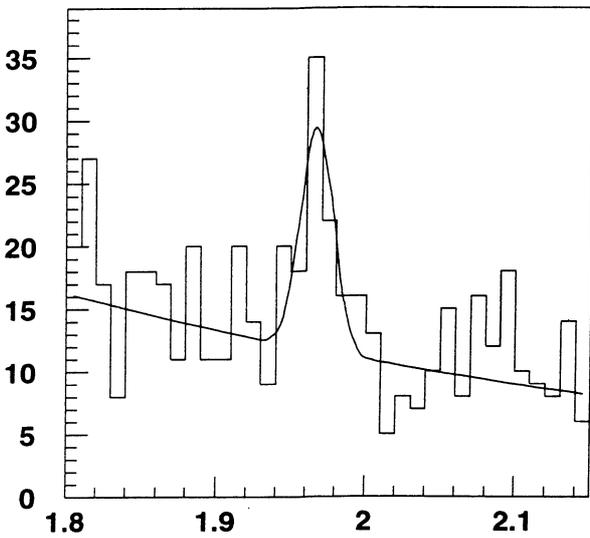


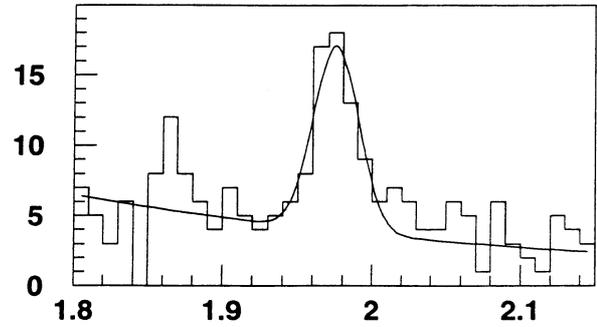
Figure IV.3: Distribution de masse du méson D_s , par intervalle d'impulsion pour le canal $\phi\pi$



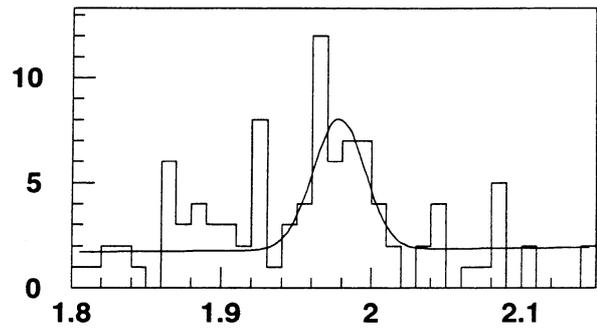
$10 \text{ GeV/c} < P(D_s) \leq 15 \text{ GeV/c}$



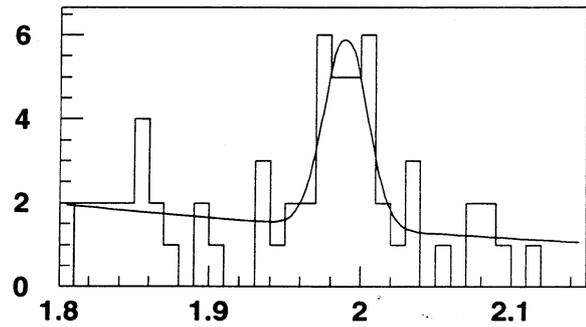
$15 \text{ GeV/c} < P(D_s) \leq 20 \text{ GeV/c}$



$20 \text{ GeV/c} < P(D_s) \leq 25 \text{ GeV/c}$



$25 \text{ GeV/c} < P(D_s) \leq 30 \text{ GeV/c}$



$30 \text{ GeV/c} < P(D_s) \leq 45 \text{ GeV/c}$

Figure IV.4: Distribution de masse du méson D_s par intervalle d'impulsion pour le canal K^*K

Les ajustements ont été réalisés avec deux gaussiennes pour le signal de D et de D_s et une exponentielle pour le bruit de fond. La largeur du pic de D_s a été fixée à la valeur trouvée pour la distribution de masse globale de $17.15 \pm 1.88 \text{ MeV}/c^2$ pour le canal $\phi\pi$ et $13.20 \pm 2.42 \text{ MeV}/c^2$ pour le canal K^*K .

Avec les échantillons dont nous disposons par la simulation, nous pouvons obtenir les spectres correspondants pour les contributions $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ pour un nombre équivalent de Z^0 et effectuer la comparaison Données-Simulation (IV.5 et IV.6). On constate que le spectre

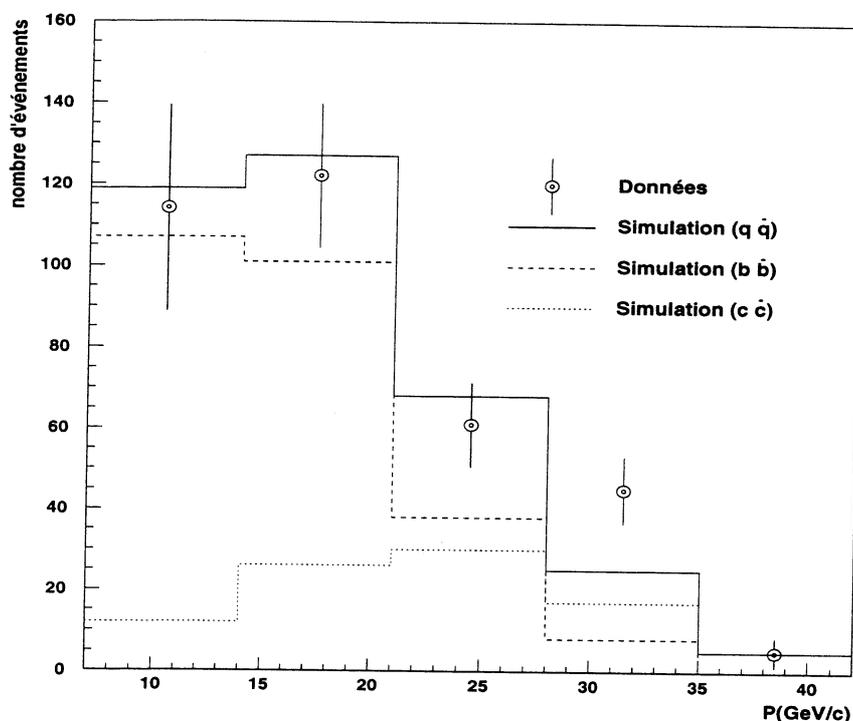


Figure IV.5: Distributions des nombres d'événements par intervalles d'impulsion pour les données et la simulation dans le cas $\phi\pi$

d'impulsion du méson D_s est bien reproduit par cette simulation dans les deux canaux.

- un ajustement à 2 dimensions ($P(D_s)$, $L(D_s)$) au moyen des spectres d'impulsion du D_s dans les deux canaux obtenus à partir de la simulation permet de déterminer le rapport $\frac{c\bar{c}}{b\bar{b}}$ dans le mode ($\phi\pi$). Le tableau suivant indique le nombre d'événements dans les 8 intervalles retenus.

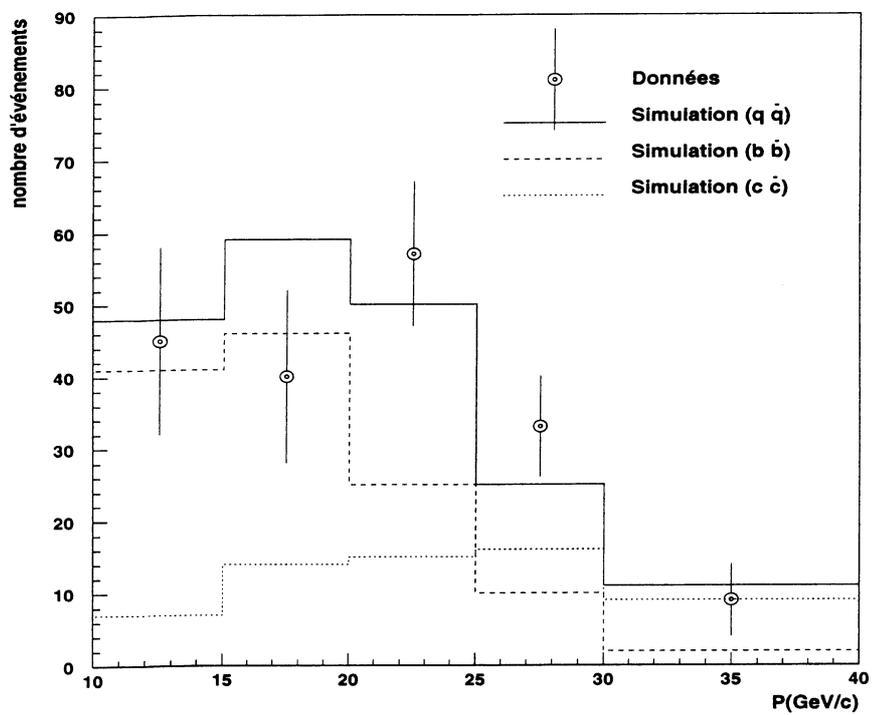


Figure IV.6: Distributions des nombres d'événements par intervalles d'impulsion pour les données et la simulation dans le cas K^*K

		intervalle d'impulsion (GeV/c)	
		$0 \leq P(D_s) < 18$	$18 \leq P(D_s) < 45$
intervalle de longueur de vol (cm)	$0.1 \leq l < 0.2$	68 ± 17	49 ± 10
	$0.2 \leq l < 0.5$	99 ± 20	62 ± 11
	$0.5 \leq l < 1.0$	58 ± 12	31 ± 8
	$1.0 \leq l$	11 ± 5	7 ± 4

Le résultat de l'ajustement, $R_{bc} = \frac{c\bar{c}}{b\bar{b}} = 40. \pm 10. \%$, est compatible avec la valeur obtenue au moyen de la simulation.

IV.3 Application sur les données 1992 à 1994

Pour mesurer le temps de vie des mésons beaux et du méson B_s , nous allons utiliser les échantillons de mésons D_s , obtenus lors des calculs des sections efficaces.

Nous allons définir 5 intervalles de longueur de vol pour le canal $\phi \pi$ et 4 pour le canal $K^{*0} K$. Dans chacun de ces intervalles, le nombre de mésons D_s sera estimé à l'aide d'une gaussienne pour le signal de D_s dont la résolution en masse est fixée à $17.15 \pm 1.88 \text{ MeV}$ pour le mode $\phi \pi$ et à $13.21 \pm 2.42 \text{ MeV}$ pour $K^{*0} K$, d'une gaussienne pour le signal de mésons D (dont la masse et la largeur ont été fixées à $1.869 \pm 0.005 \text{ GeV}$ et $11.53 \pm 4.24 \text{ MeV}$ pour le canal $\phi \pi$ et à $1.873 \pm 0.009 \text{ GeV}$ et $18.62 \pm 4.79 \text{ MeV}$ pour le canal $K^{*0} K$) et enfin d'une exponentielle décroissante pour le bruit de fond. Les figures IV.7 et IV.8 montrent les différentes distributions pour les deux canaux. Dans le tableau suivant, nous donnons le nombre de mésons D_s estimés par l'ajustement précédent dans chaque intervalle et pour chaque mode considéré.

intervalle de longueur de vol (cm)	$N(D_s)$	erreur
$0.1 \leq l < 0.2$	109.1	12.3
$0.2 \leq l < 0.4$	118.5	12.3
$0.4 \leq l < 0.8$	103.2	14.5
$0.8 \leq l < 1.0$	17.9	6.1
$1.0 \leq l$	20.7	7.0

Nombre de mésons D_s par intervalle de longueur de vol pour le mode $\phi \pi$

intervalle de longueur de vol (cm)	$N(D_s)$	erreur
$0.07 \leq l < 0.2$	59.4	11.8
$0.2 \leq l < 0.5$	81.6	16.6
$0.4 \leq l < 1.0$	44.0	9.5
$1.0 \leq l$	8.3	4.6

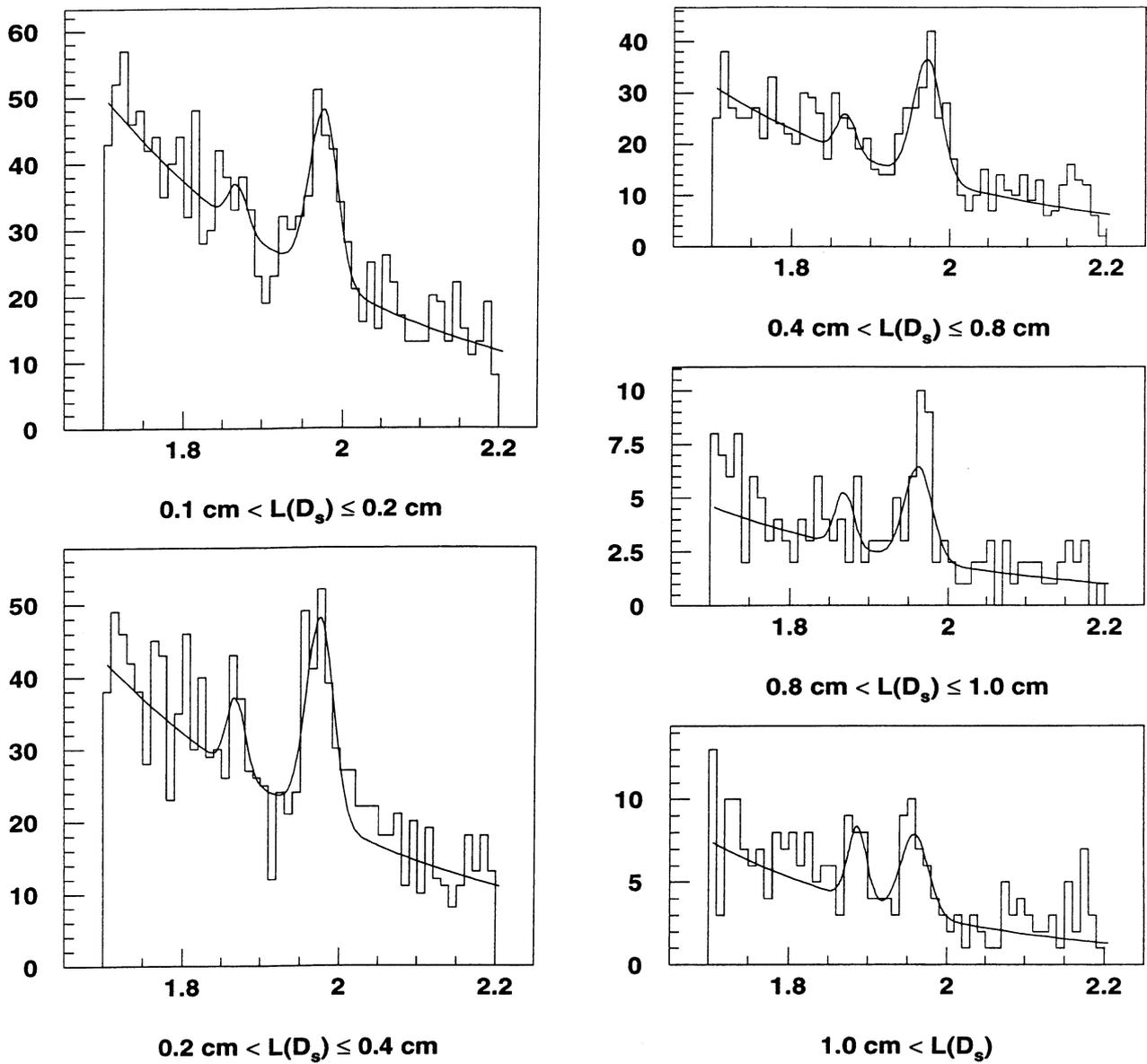
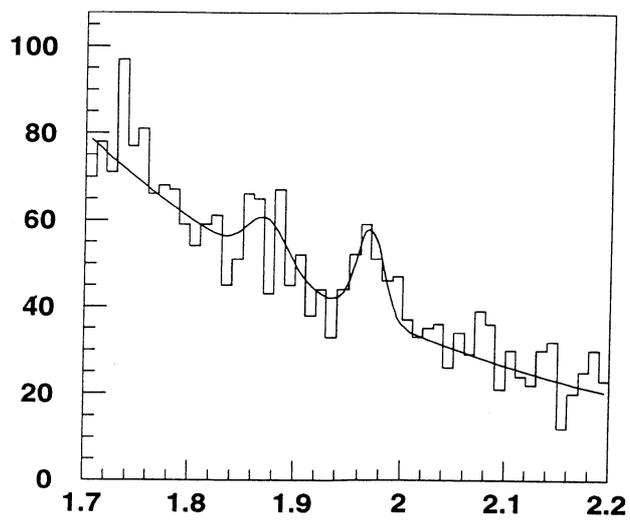
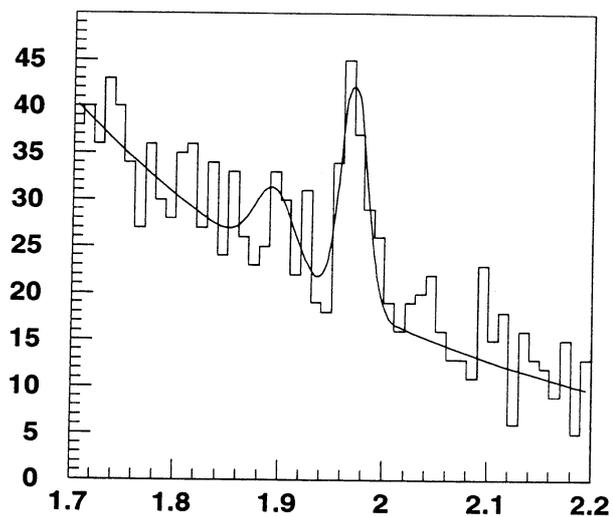


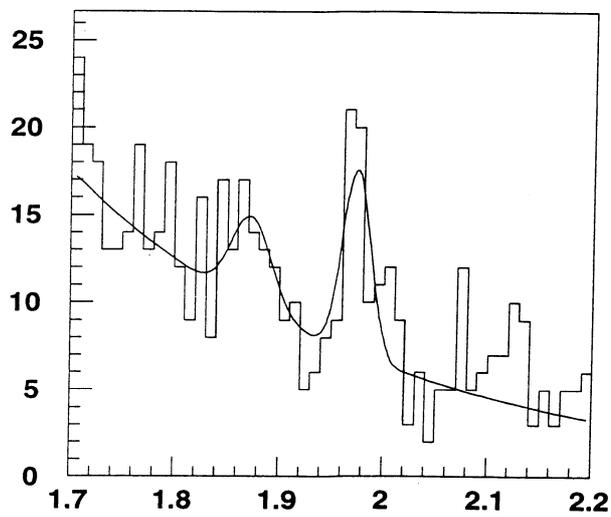
Figure IV.7: Distributions de masse du D_s par intervalle de longueur de vol pour le canal $\phi \pi$



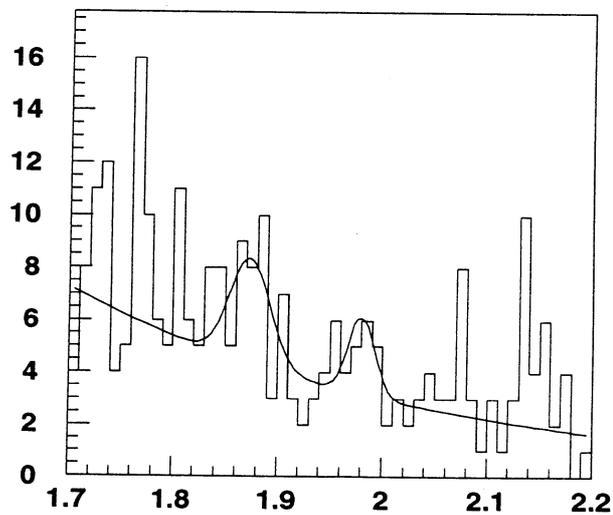
$0.07 \text{ cm} < L(D_s) \leq 0.2 \text{ cm}$



$0.2 \text{ cm} < L(D_s) \leq 0.5 \text{ cm}$



$0.5 \text{ cm} < L(D_s) \leq 1.0 \text{ cm}$



$1.0 \text{ cm} < L(D_s)$

Figure IV.8: Distributions de masse du D_s par intervalle de longueur de vol pour le canal $K^{*0} K$

Nombre de mésons D_s par intervalle de longueur de vol pour le mode $K^{*0} K$

Les coupures utilisées dans les estimations des sections efficaces n'ont pas été modifiées pour le mode $K^{*0} K$. Au contraire, nous avons imposé une identification sur les 2 kaons dans le mode $\phi \pi$ qui rejettent les candidats compatibles avec des pions, ce qui permet d'améliorer le signal et de diminuer le bruit de fond.

IV.4 Tests de validité sur la simulation

Pour étalonner notre méthode, nous avons tenté d'estimer trois temps de vie à partir de la simulation Monte-Carlo. Le premier temps de vie est celui du méson D_s , issu d'événements $c\bar{c}$. De la même façon, on peut également déterminer le temps de vie des mésons beaux en sélectionnant les interactions $b\bar{b}$. Nous estimerons enfin le temps de vie des mésons beaux sur l'ensemble de la simulation $q\bar{q}$.

IV.4.1 Simulation $c\bar{c}$

Nous disposons des différents échantillons décrits dans le chapitre précédent. Le nombre de mésons D_s sera compté dans les intervalles de longueur de vol précédemment décrits à partir des distributions de masse invariante. Cette distribution de longueur sera alors ajustée avec comme seul paramètre libre, le temps de vie du méson D_s .

Dans le tableau suivant, nous indiquons le nombre de mésons D_s dans les canaux $\phi\pi$ et $K^{*0} K$ par intervalle de longueur.

intervalle	$N(D_s)(\phi \pi)$	$N(D_s)(K^{*0} K)$
1	69	57
2	47	36
3	28	8
4	2	1
5	1	

La valeur dans la simulation du temps de vie du méson D_s est de $0.44 ps$. La figure IV.9 montre les distributions du nombre de mésons D_s en fonction de la longueur de vol dans le cas de la simulation $c\bar{c}$ et dans le cas de notre ajustement et cela pour chacun des canaux considérés. On trouve les valeurs suivantes :

$$\tau_{D_s}(\phi \pi) = 0.48 \pm 0.05 ps$$

$$\tau_{D_s}(K^{*0} K) = 0.39 \pm 0.05 ps$$

en accord avec la valeur introduite dans la simulation ($0.44 ps$).

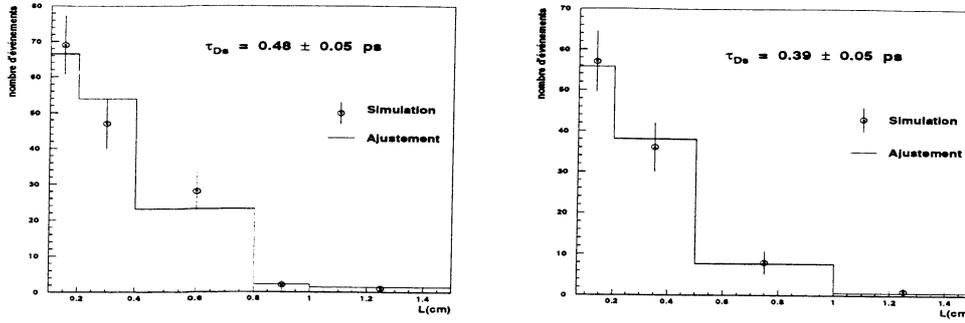


Figure IV.9: Distributions des nombre d'événements par intervalles de longueur de vol pour la simulation et l'ajustement dans les cas $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ pour des D_s provenant de paires $c\bar{c}$

IV.4.2 Simulation $b\bar{b}$

Les nombres de mésons D_s dans chaque intervalle de longueur de vol sont comptés à partir du spectre de masse. Le paramètre libre de l'ajustement sera le temps de vie des mésons beaux, en fixant le temps de vie du méson D_s à sa valeur introduite dans la simulation (0.44 ps).

Nous indiquons, dans le tableau suivant, le nombre de mésons D_s dans les canaux $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ par intervalle de longueur.

intervalle	$N(D_s)(\phi \pi)$	$N(D_s)(K^{*0} K)$
1	115	37
2	174	60
3	189	34
4	29	9
5	39	

La valeur dans la simulation du temps de vie des mésons beaux est de 1.60 ps. La figure IV.10 montre les distributions du nombre de mésons D_s en fonction de la longueur de vol dans le cas de la simulation $b\bar{b}$ pour notre ajustement dans chacun des canaux considérés.

$$\tau_B(\phi \pi) = 1.63 \pm 0.08 \text{ ps}$$

$$\tau_{D_s}(K^{*0} K) = 1.57 \pm 0.17 \text{ ps}$$

en accord avec la valeur introduite dans la simulation (1.60 ps).

Jusqu'à présent, nous avons considéré les cas les plus simples où les deux contributions $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ étaient séparées. Nous allons maintenant vérifier sur la simulation $q\bar{q}$ (ou plus exactement la composition entre nos deux échantillons précédents) si nous pouvons également obtenir une estimation précise du temps de vie des mésons beaux.

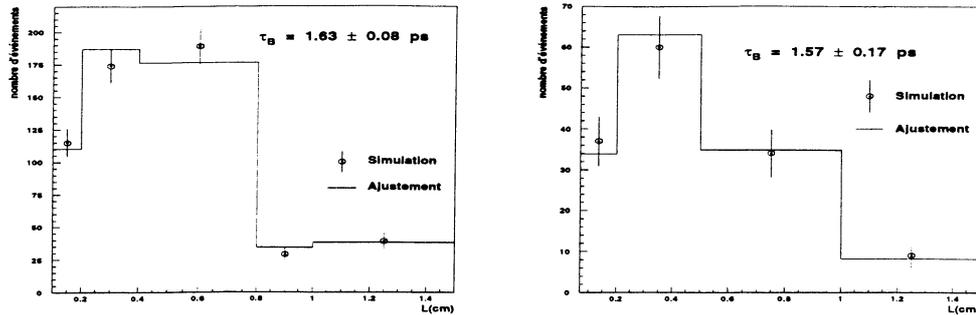


Figure IV.10: Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour la simulation et l'ajustement dans les cas $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ pour des D_s provenant de paires $b\bar{b}$

IV.4.3 Simulation $q\bar{q}$

Nous considérons maintenant un échantillon $q\bar{q}$ comparables aux données. Notre échantillon est, en réalité, composé des deux lots précédents $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ puisque les mésons D_s sont uniquement produits par ces paires de quarks.

Nous utilisons, comme précédemment, les distributions de masse invariante du système $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ pour chacun des intervalles de longueurs de vol. En ne laissant comme paramètre libre que le temps de vie des mésons beaux, τ_B , et en fixant le temps de vie du méson D_s à sa valeur introduite dans la simulation ($\tau_{D_s} = 0.44 \text{ ps}$), nous pouvons estimer τ_B .

Dans le tableau suivant, nous indiquons le nombre de mésons D_s dans les canaux $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ par intervalle de longueur.

intervalle	$N(D_s)(\phi \pi)$	$N(D_s)(K^{*0} K)$
1	184	94
2	221	96
3	217	17
4	31	1
5	40	

La valeur dans la simulation du temps de vie des mésons beaux est de 1.60 ps . La figure IV.11 montre les distributions du nombre de mésons D_s en fonction de la longueur de vol dans le cas de la simulation et dans le cas de notre ajustement, et cela dans chacun des canaux considérés. On trouve les valeurs suivantes :

$$\tau_B(\phi \pi) = 1.65 \pm 0.09 \text{ ps}$$

$$\tau_B(K^{*0} K) = 1.54 \pm 0.20 \text{ ps}$$

Nous sommes donc en accord avec la valeur introduite dans la simulation (1.60 ps).

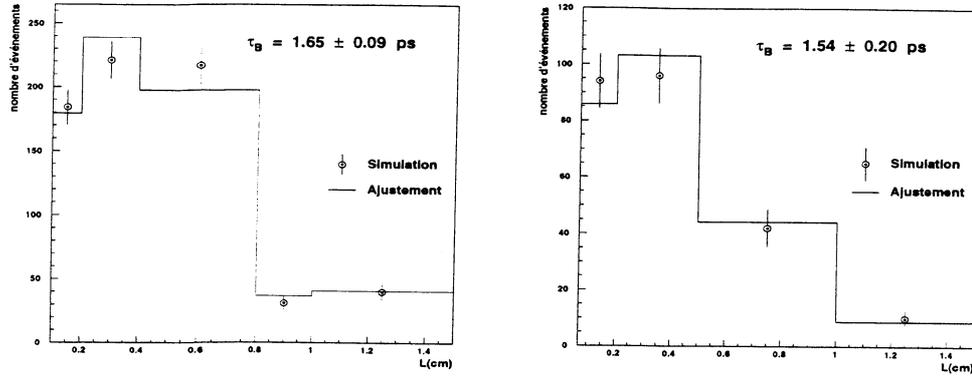


Figure IV.11: Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour la simulation et l'ajustement dans les cas $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ pour des D_s provenant de paires $q\bar{q}$

IV.4.4 Simulation et temps de vie du B_s^0

En raisonnant sur les simulations $b\bar{b}$ et $q\bar{q}$, nous pouvons aussi essayer de déterminer le temps de vie des mésons B_s^0 . On scinde la contribution provenant des paires $b\bar{b}$ en deux parties : l'une venant des mésons B_u et B_d et l'autre provenant uniquement des mésons B_s^0 .

Si on conserve la valeur donnée par la simulation pour le rapport du nombre de D_s venant de B_s^0 à celui venant des autres mésons, nous pouvons, comme précédemment, déterminer le temps de vie de ces mésons en ne laissant comme libre que leur temps de vie en fixant le temps de vie des autres mésons beaux et du méson D_s aux valeurs de la simulation (1.6 ps et 0.44 ps).

Les nombres de mésons D_s dans les différents intervalles sont les mêmes que ceux donnés dans les paragraphes précédents. Le rapport $B_s \setminus (B_{u,d})$ a été estimé à 1.25. Les ajustements obtenus en nombre de D_s sont les mêmes qu'avant, mais les valeurs des temps de vie sont alors les suivants :

$$\tau_{B_s}(\phi \pi)(b\bar{b}) = 1.67 \pm 0.15 \text{ ps}$$

$$\tau_{B_s}(K^{*0} K)(b\bar{b}) = 1.53 \pm 0.31 \text{ ps}$$

$$\tau_{B_s}(\phi \pi)(q\bar{q}) = 1.72 \pm 0.16 \text{ ps}$$

$$\tau_{B_s}(K^{*0} K)(q\bar{q}) = 1.47 \pm 0.38 \text{ ps}$$

Les valeurs trouvées sont compatibles avec la valeur de la simulation (1.6 ps). Notre méthode n'introduit pas de biais détectable et nous allons l'appliquer aux échantillons de données déjà décrites donnant les différentes distributions de nombre de mésons D_s par intervalles de longueur de vol.

IV.5 Temps de vie des hadrons beaux

IV.5.1 Evaluation du rapport $c\bar{c}/b\bar{b}$

Comme nous avons déjà effectué une évaluation de ce rapport dans la section précédente, nous allons maintenant utiliser les dernières mesures obtenues au LEP.

Les rapports d'embranchement des différents hadrons beaux sont les suivants :

- $Br(b \rightarrow B_u) \times Br(B_u \rightarrow D_s^- X) \times Br(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-) = 1.46 \pm 0.15 \cdot 10^{-3}$
- $Br(b \rightarrow B_d) \times Br(B_d \rightarrow D_s^- X) \times Br(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-) = 1.46 \pm 0.15 \cdot 10^{-3}$
- $Br(b \rightarrow B_s) \times Br(B_s \rightarrow D_s^- X) \times Br(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-) = 3.9 \pm 0.9 \cdot 10^{-3}$
- $Br(b \rightarrow Baryon) \times Br(Baryon \rightarrow D_s^- X) \times Br(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-) = 0.42 \pm 0.12 \cdot 10^{-3}$
- $Br(c \rightarrow D_s^- X) \times Br(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-) = 3.2 \pm 0.4 \cdot 10^{-3}$

Il faut prendre en compte aussi les valeurs de Γ_b et Γ_c qui valent respectivement 0.2202 ± 0.0020 et 0.1583 ± 0.0098

On obtient ainsi le rapport $c\bar{c}/b\bar{b}$ "pur" ou hors acceptance :

$$\frac{c\bar{c}}{b\bar{b}} = 31.78 \pm 6.09 \%$$

Avec les lots de coupures pour les modes $\phi\pi$ et $K^{*0}K$, nous estimons le rapport des efficacités $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ aux valeurs respectives de 1.106 ± 0.041 et 1.048 ± 0.083 . Cela donne donc un rapport $c\bar{c}/b\bar{b}$ pour les deux canaux respectivement :

- $c\bar{c}/b\bar{b}(\phi\pi) = 28.93 \pm 5.53\%$
- $c\bar{c}/b\bar{b}(K^{*0}K) = 30.53 \pm 6.21\%$

On constate que ces évaluations sont compatibles avec les ajustements réalisés dans la première partie de ce chapitre. Nous raisonnerons avec les valeurs de ces rapports pour la suite.

IV.5.2 Détermination du temps de vie

Les intervalles considérés, ainsi que les nombres de mésons D_s dans ceux-ci, ont été donnés dans le paragraphe sur l'application aux données entre 1992 et 1994.

Pour la résolution, des études [64] ont montré un désaccord entre la simulation et les données pour les paramètres d'impact. Si une correction est appliquée pour qu'il y ait accord, la résolution a une valeur de $410 \mu m$, alors que sans correction, elle était de $354 \mu m$. Nous raisonnerons donc avec une résolution de $410 \pm 56 \mu m$ (cf. appendice A).

Nous utilisons pour notre ajustement, les rapports $\frac{c\bar{c}}{b\bar{b}}$ évalués précédemment pour les modes $\phi \pi$ et $K^*0 K$. Les figures IV.12 montrent le résultat des comparaisons entre notre ajustement et les nombres de D_s obtenus sur les données.

Nous obtenons les temps de vie suivants :

$$\tau_B(\phi \pi) = 1.553 \pm 0.178 \text{ (stat.) } ps$$

$$\tau_B(K^*0 K) = 1.616 \pm 0.246 \text{ (stat.) } ps$$

Ces deux valeurs sont compatibles avec les estimations faites par d'autres expériences. Il nous faut maintenant évaluer les erreurs systématiques introduites par tous les paramètres utilisés.

IV.5.3 Systématiques

Nous avons utilisé des paramètres qui ne sont connus qu'avec une précision limitée. Les erreurs qui en résultent seront incluses dans les incertitudes systématiques.

Les principales sources d'erreur sont le rapport $R_{bc} = \frac{c\bar{c}}{b\bar{b}}$ (dont la valeur varie d'un mode à l'autre), le temps de vie du méson D_s de valeur $0.467 \pm 0.017 ps$, la résolution σ sur les distances qui est de $410 \mu m$ et la paramétrisation du spectre d'impulsion du méson D_s provenant de paires $b\bar{b}$. Pour la résolution, nous n'effectuerons qu'une dégradation de celle-ci pour être conforme aux données, puisque la valeur prise jusque-là était la meilleure possible. Pour les paramétrisations, nous effectuerons les variations selon les erreurs données par l'ajustement, ce que nous dénommerons variations selon erreurs. Nous prendrons en compte aussi les variations possibles des fonctions de fragmentation pour les paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$.

Le tableau suivant indique les sources d'erreurs possibles, la variation effectuée sur ces paramètres et la variation observée sur le temps de vie des mésons beaux pour les deux modes de désintégration du méson D_s considéré.

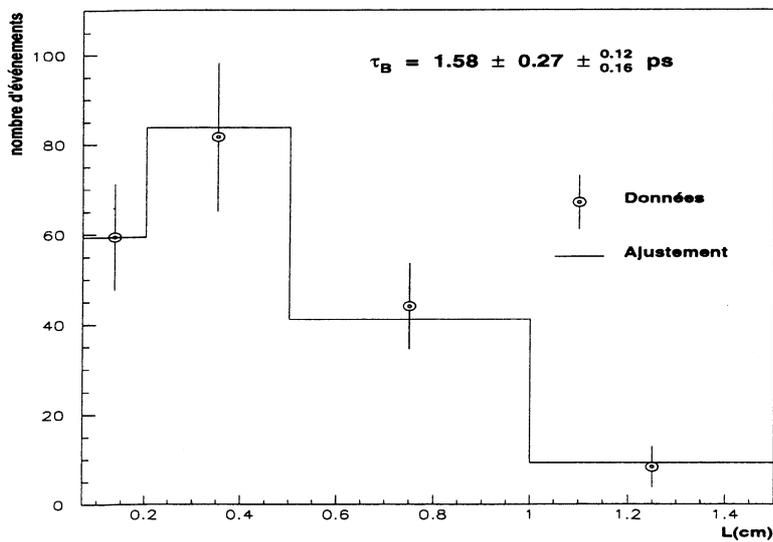
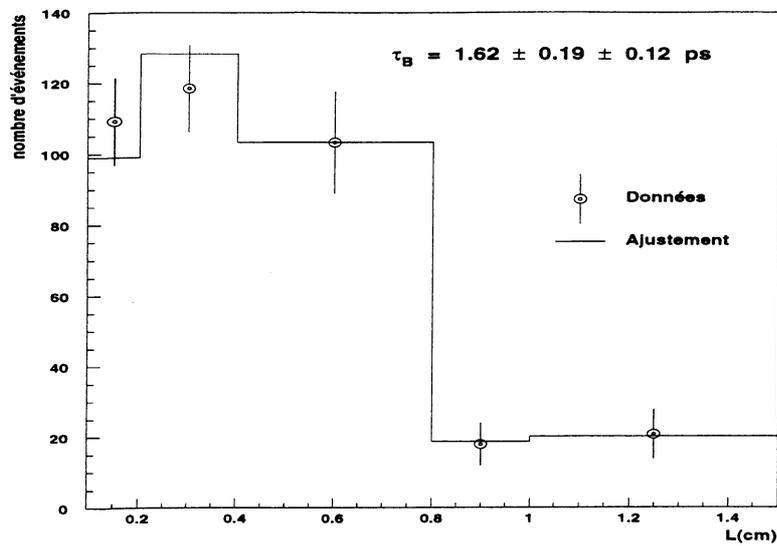


Figure IV.12: Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour les données et l'ajustement dans les cas $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ pour le temps de vie des mésons beaux.

sources d'erreur	Variation	$\tau_B(\phi \pi)$	$\tau_B(K^{*0} K)$
R_{bc}	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0451 \\ 0.0464 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0345 \\ 0.0355 \end{smallmatrix} ps$
τ_{D_s}	$\pm 0.005 ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0266 \\ 0.0241 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0248 \\ 0.0253 \end{smallmatrix} ps$
σ	$\pm 56 \mu m$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0068 \\ 0.0168 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0320 \\ 0.0503 \end{smallmatrix} ps$
$P(D_s)(b\bar{b})$	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0770 \\ 0.0665 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.1378 \\ 0.1072 \end{smallmatrix} ps$
$P(D_s)(c\bar{c})$	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0016 \\ 0.0015 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0011 \\ 0.0013 \end{smallmatrix} ps$
$P(B) = f(P(D_s))$	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0070 \\ 0.0071 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0194 \\ 0.0208 \end{smallmatrix} ps$
ϵ_b	$\pm 10 \%$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0035 \\ 0.0036 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0113 \\ 0.0092 \end{smallmatrix} ps$
ϵ_c	$\pm 10 \%$	$\pm 0.0022 ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0024 \\ 0.0026 \end{smallmatrix} ps$

*Erreurs systématiques pour le temps de vie des méson B dans les 2 modes $\phi \pi$ et $K^{*0} K$*

Nous obtenons donc les erreurs systématiques suivantes :

- pour le canal $\phi \pi$: $\pm \begin{smallmatrix} 0.0879 \\ 0.0867 \end{smallmatrix} ps$,
- pour le canal $K^{*0} K$: $\pm \begin{smallmatrix} 0.1494 \\ 0.1282 \end{smallmatrix} ps$.

IV.5.4 Résultats

Par notre méthode d'estimation de temps de vie, nous avons pu déterminer le temps de vie des mésons beaux dans les deux canaux considérés. Les résultats sont :

$$\tau_B(\phi \pi) = 1.553 \pm 0.178 (stat.) \pm \begin{smallmatrix} 0.088 \\ 0.087 \end{smallmatrix} (syst.) ps$$

$$\tau_B(K^{*0} K) = 1.616 \pm 0.246 (stat.) \pm \begin{smallmatrix} 0.149 \\ 0.128 \end{smallmatrix} (syst.) ps$$

Nous pouvons maintenant effectuer un ajustement combiné des deux modes de désintégration ce qui nous permet d'augmenter la statistique. Cela consiste seulement à exécuter notre ajustement sur les 9 intervalles composant les deux échantillons. Puis nous effectuons l'évaluation des erreurs systématiques de la même façon que pour les modes séparés. Le temps de vie alors trouvé est le suivant :

$$\tau_B = 1.575 \pm 0.145 \text{ (stat.) ps}$$

Les erreurs systématiques mentionnées sont décrites de façon précise dans le tableau final récapitulatif pour les 2 modes combinés dans un seul ajustement en fin de chapitre. Nous verrons dans la conclusion comment nous pouvons interpréter cette valeur par rapport à celles déjà mesurées.

IV.6 Temps de vie du méson B_s^0

Après avoir estimé le temps de vie des mésons beaux, nous pouvons déterminer le temps de vie du méson B_s^0 . La méthode est la même pour l'ajustement. Nous fixons maintenant le temps de vie des autres mésons beaux et réalisons l'ajustement en laissant libre le temps de vie correspondant à la contribution du B_s^0 .

IV.6.1 Estimation du rapport $\frac{B_s}{B_u + B_d}$

Il nous manque une information pour évaluer le temps de vie du méson B_s^0 . Il nous faut en effet connaître la fraction du nombre de D_s provenant de ce méson par rapport aux autres sources.

Nous pouvons utiliser les mesures suivantes [24] [47]:

$$Br(B^\pm \rightarrow D_s^\pm X) = 8.9 \pm 1.1 \%$$

$$P(b \rightarrow B_s^0) \times Br(B_s^0 \rightarrow D_s X) = 0.088 \pm 0.028$$

Si nous prenons les valeurs données par JETSET (cf. chapitre 2) pour $P(b \rightarrow B^\pm) = 39.50 \pm 0.08 \%$ et $P(b \rightarrow B_d^0) = 39.55 \pm 0.08 \%$, nous obtenons :

$$\mathcal{R} = \left(\frac{B_s}{B_u + B_d} \right) = 1.25 \pm 0.36$$

Si on tient compte de l'efficacité B_s/B obtenue sur la simulation de valeur 1.05 ± 0.06 , nous pouvons estimer les proportions des mésons B_s^0 à $56.9 \pm 7.5 \%$ et des autres hadrons beaux à $43.1 \pm 7.5 \%$, tous donnant un méson D_s en se désintégrant. Nous avons vérifié sur la simulation Monte-Carlo que le rapport \mathcal{R} est stable en fonction des coupures effectuées pour obtenir nos signaux de mésons D_s . On peut donc considérer que la valeur sur les données est valable quelque soit le lot de coupures.

IV.6.2 Temps de vie du B_s^0

Les intervalles considérés ainsi que le nombre de mésons D_s , dans ceux-ci sont toujours ceux qui ont été donnés dans le paragraphe sur l'application aux données entre 1992 et 1994.

Nous pouvons ainsi réaliser notre ajustement avec les rapports $\frac{c\bar{c}}{b\bar{b}}$ estimés précédemment pour les modes $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ et un rapport $\frac{B_s}{B}$ de 1.313. Les figures IV.13 montrent le résultat des comparaisons entre notre ajustement et les nombres de D_s obtenus sur les données.

Nous utilisons comme temps de vie des hadrons non-étranges la valeur calculée à partir des résultats de [63] (cf. figure IV.16 à la fin de ce chapitre), c'est-à-dire $1.571 \pm 0.052 ps$.

Nous obtenons les temps de vie suivants :

$$\tau_{B_s}(\phi \pi) = 1.561 \pm 0.322 (stat.) ps$$

$$\tau_{B_s}(K^{*0} K) = 1.650 \pm 0.430 (stat.) ps$$

Ces deux valeurs sont compatibles avec les estimations faites par d'autres expériences. Il nous faut maintenant évaluer les erreurs systématiques introduites par tous les paramètres que nous utilisons dans notre ajustement.

IV.6.3 Systématiques

Nous procédons de la même façon que ce qui a été décrit pour l'estimation des systématiques dans le cas du temps de vie des mésons beaux.

Le tableau suivant indique les sources d'erreurs possibles, la variation effectuée sur ces paramètres et la variation observée sur le temps de vie des mésons beaux pour les deux modes de désintégration du méson D_s considéré.

Nous obtenons donc les erreurs systématiques suivantes :

- pour le canal $\phi \pi$: $\pm \frac{0.183}{0.173} ps$,

- pour le canal $K^{*0} K$: $\pm \frac{0.272}{0.234} ps$.

La conséquence évidente de la fraction de B_s^0 de 57 % est une amplification des erreurs par un facteur 1/0.57. Nous avons vérifié que c'est bien ce qui se passait dans l'ajustement.

Il apparaît aussi que ces résultats sont sensibles à la valeur du temps de vie des hadrons beaux non-étranges que nous avons fixée à $1.571 \pm 0.052 ps$ (valeur obtenue à partir des résultats de [63]). Les contributions principales aux erreurs systématiques sont donc ce temps de vie, le rapport R_{bc} et les paramétrisations des impulsions. Cela est en fait lié directement à un problème de statistique des échantillons simulés sur lesquels nous avons travaillé. Une statistique "infinie" permettrait de nous dégager de ce problème systématique lié à la simulation.

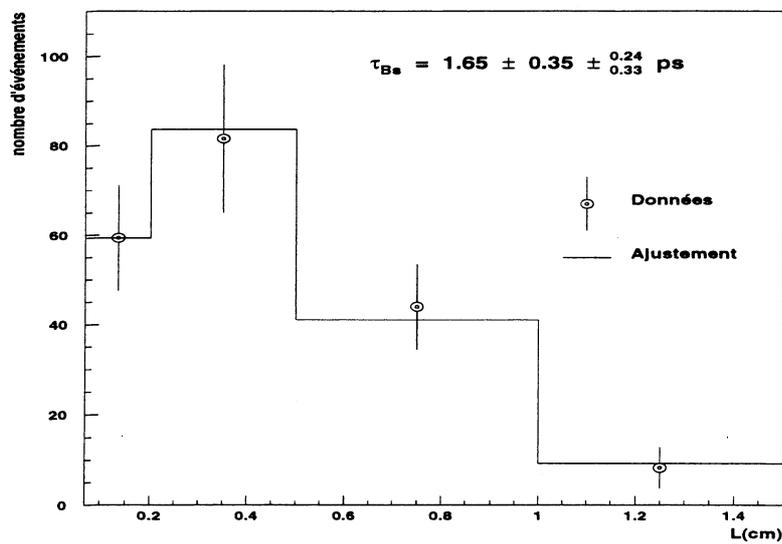
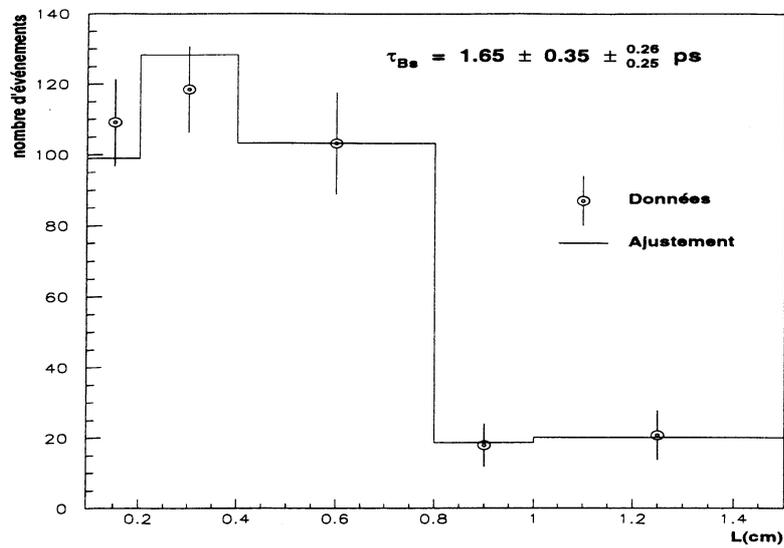


Figure IV.13: Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour les données et l'ajustement dans les cas $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ pour le temps de vie du méson B_s^0

sources d'erreur	Variation	$\tau_{B_s}(\phi \pi)$	$\tau_{B_s}(K^{*0} K)$
τ_B	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0459 \\ 0.0452 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0416 \\ 0.0411 \end{smallmatrix} ps$
R_{bc}	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0841 \\ 0.0897 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0606 \\ 0.0638 \end{smallmatrix} ps$
τ_{D_s}	$\pm 0.005 ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0499 \\ 0.0520 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0436 \\ 0.0454 \end{smallmatrix} ps$
σ	$\pm 56 \mu m$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0129 \\ 0.0323 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0552 \\ 0.0927 \end{smallmatrix} ps$
$P(D_s)(b\bar{b})$	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.1458 \\ 0.1260 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.2488 \\ 0.1914 \end{smallmatrix} ps$
$P(D_s)(c\bar{c})$	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0025 \\ 0.0030 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0020 \\ 0.0022 \end{smallmatrix} ps$
$P(B) = f(P(D_s))$	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0132 \\ 0.0136 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0355 \\ 0.0373 \end{smallmatrix} ps$
ϵ_b	$\pm 10 \%$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0066 \\ 0.0069 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0203 \\ 0.0186 \end{smallmatrix} ps$
ϵ_c	$\pm 10 \%$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0038 \\ 0.0043 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0043 \\ 0.0046 \end{smallmatrix} ps$
$R_{B_s/B}$	erreurs	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0012 \\ 0.0018 \end{smallmatrix} ps$	$\pm \begin{smallmatrix} 0.0076 \\ 0.0059 \end{smallmatrix} ps$

*Erreurs systématiques pour le temps de vie du méson B_s^0 dans les 2 modes $\phi \pi$ et $K^{*0} K$*

IV.6.4 Résultats

Par notre méthode d'estimation de temps de vie, nous avons pu déterminer le temps de vie du méson B_s^0 dans les deux canaux considérés. Les résultats sont :

$$\tau_{B_s}(\phi \pi) = 1.561 \pm 0.322 (stat.)_{0.173}^{0.183} (syst.) ps$$

$$\tau_{B_s}(K^{*0} K) = 1.650 \pm 0.430 (stat.)_{0.234}^{0.272} (syst.) ps$$

Un ajustement combiné des deux modes de désintégration nous permet de prendre en compte l'ensemble de la statistique. Il suffit d'inclure dans le calcul du χ^2 les 9 intervalles composant les deux échantillons. Nous évaluons les erreurs systématiques de la même façon que pour les modes séparés. Le temps de vie alors trouvé est le suivant :

$$\tau_{B_s} = 1.602 \pm 0.261 \text{ (stat.) } ps$$

Les erreurs systématiques ont été estimées de la même façon que pour les modes séparés (cf. tableau suivant la conclusion).

IV.7 Conclusion

Nous avons pu évaluer les temps de vie des mésons beaux et du méson B_s^0 au moyen des échantillons de mésons D_s que nous avons sélectionnés dans deux modes de désintégration : $\phi \pi$ et $K^{*0} K$. En combinant les deux modes, les résultats sont les suivants :

$$\tau_B = 1.575 \pm 0.145 \text{ (stat.) } \pm \begin{matrix} 0.083 \\ 0.078 \end{matrix} \text{ (syst.) } ps$$

$$\tau_{B_s} = 1.602 \pm 0.261 \text{ (stat.) } \pm \begin{matrix} 0.160 \\ 0.143 \end{matrix} \text{ (syst.) } ps$$

Les résultats obtenus par les autres collaborations [63] sont présentés sur les figures suivantes IV.14 et IV.15 . Les valeurs moyennes mondiales sont à l'heure actuelle :

$$\tau_B = 1.567 \pm 0.020 ps$$

$$\tau_{B_s} = 1.58 \pm 0.10 ps$$

Nos valeurs sont donc compatibles avec les valeurs moyennes et suivent le même comportement entre les mésons beaux et le méson B_s .

sources d'erreur	Variation	τ_B	τ_{B_s}
R_{bc}	erreurs	$\pm \begin{matrix} 0.0315 \\ 0.0344 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0577 \\ 0.0642 \end{matrix} ps$
τ_{D_s}	$\pm 0.005 ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0260 \\ 0.0265 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0476 \\ 0.0495 \end{matrix} ps$
σ	$\pm 56 \mu m$	$\pm \begin{matrix} 0.0153 \\ 0.0283 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0279 \\ 0.0535 \end{matrix} ps$
$P(D_s)(b\bar{b})$	erreurs	$\pm \begin{matrix} 0.0695 \\ 0.0573 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.1296 \\ 0.0921 \end{matrix} ps$
$P(D_s)(c\bar{c})$	erreurs	$\pm \begin{matrix} 0.0011 \\ 0.0011 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0015 \\ 0.0020 \end{matrix} ps$
$P(B) = f(P(D_s))$	erreurs	$\pm \begin{matrix} 0.0113 \\ 0.0117 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0211 \\ 0.0219 \end{matrix} ps$
ϵ_b	$\pm 10 \%$	$\pm \begin{matrix} 0.0015 \\ 0.0009 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0029 \\ 0.0017 \end{matrix} ps$
ϵ_c	$\pm 10 \%$	$\pm \begin{matrix} 0.0022 \\ 0.0024 \end{matrix} ps$	$\pm \begin{matrix} 0.0040 \\ 0.0043 \end{matrix} ps$
τ_B	erreurs		$\pm \begin{matrix} 0.0443 \\ 0.0436 \end{matrix} ps$
$R_{B_s/B}$	erreurs		$\pm \begin{matrix} 0.0053 \\ 0.0040 \end{matrix} ps$

Erreurs systématiques pour le temps de vie des mésons beaux et du méson B_s^0 dans les 2 modes combinés

Average B Lifetime

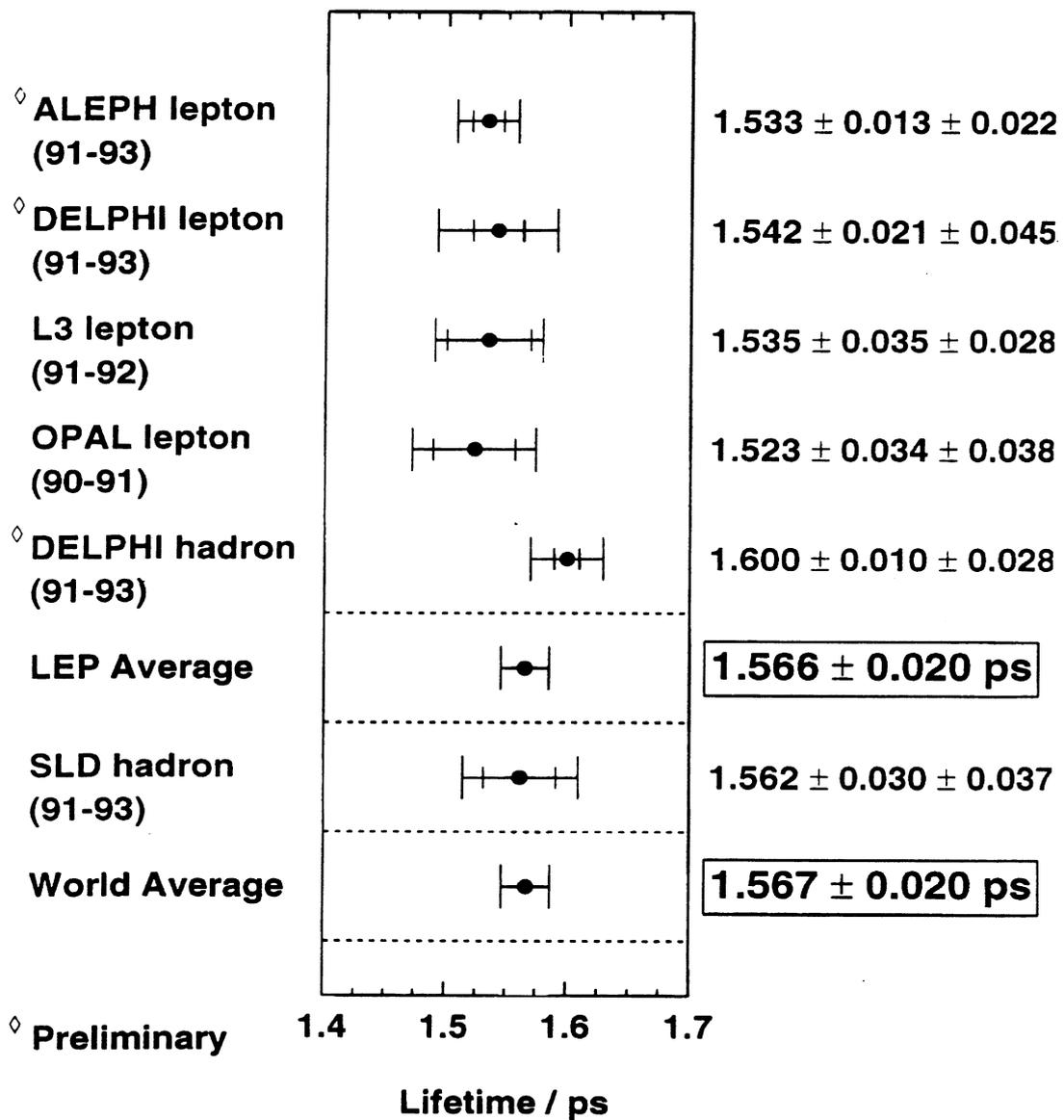


Figure IV.14: Temps de vie des hadrons beaux estimés par différentes expériences (Juillet 1995)

B_s⁰ Lifetime

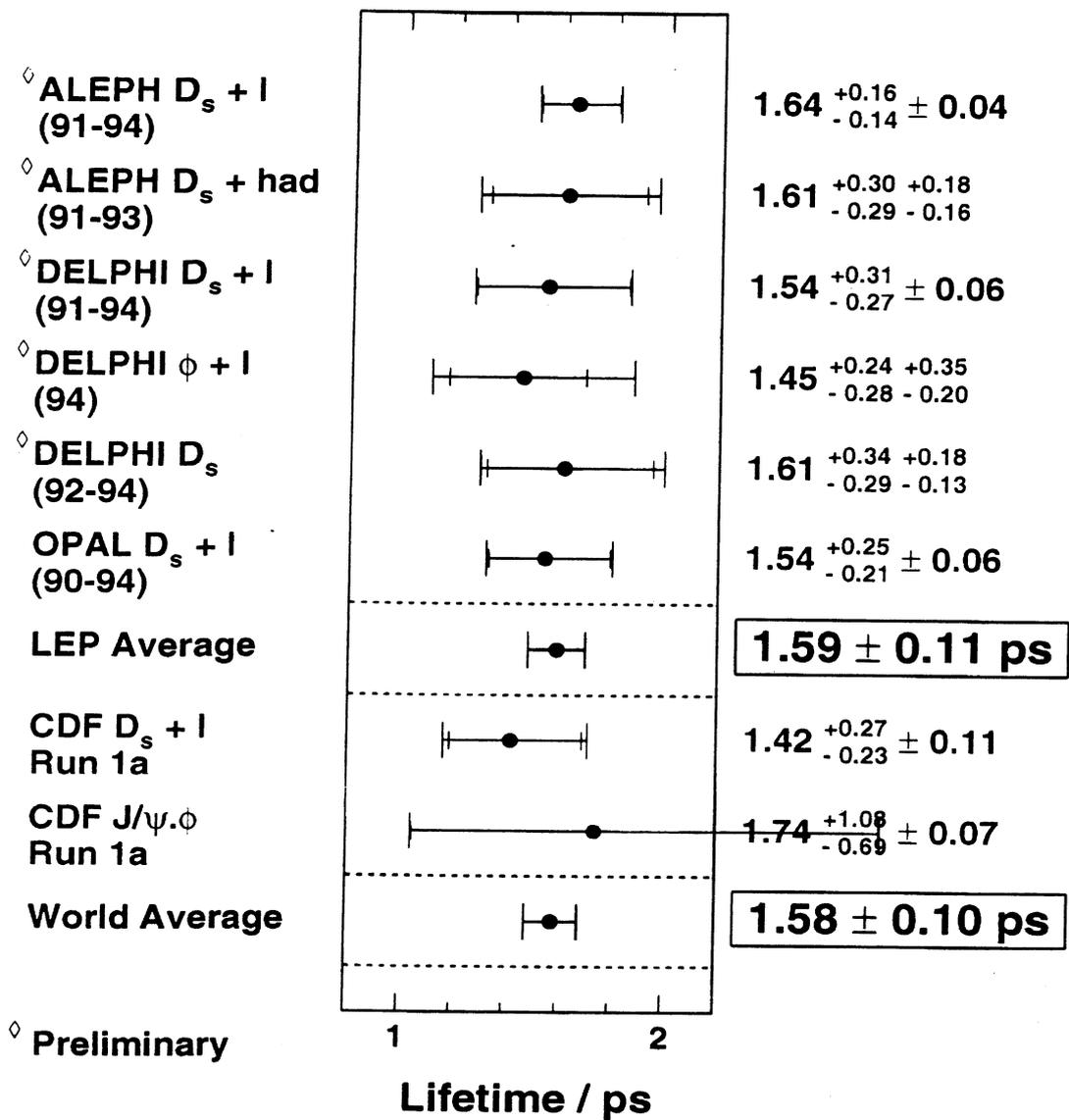


Figure IV.15: Temps de vie du méson B_s⁰ estimés par différentes expériences (Juillet 1995)

B Lifetime Summary

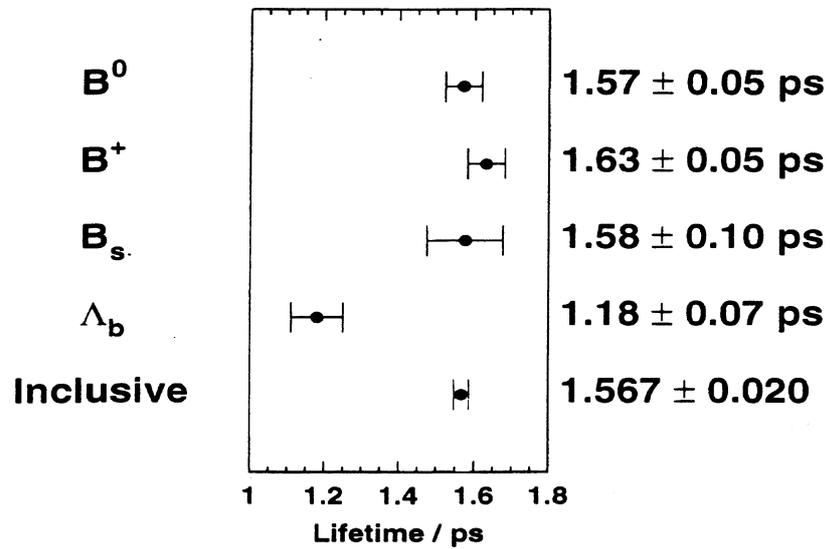


Figure IV.16: Temps de vie des hadrons beaux estimés par différentes expériences (Juillet 1995)

Chapitre V

Vers les oscillations $B_s^0 \bar{B}_s^0$

V.1 Introduction

Pour détecter l'oscillation d'un méson B^0 en son antiparticule, il faut pouvoir identifier sa nature (particule ou antiparticule) au moment de sa production et de sa désintégration. La nature du méson correspond au signe de la charge du quark b qu'il contient, et que l'on détermine par différentes méthodes d'étiquetage. La détermination de la charge à la production, repose soit sur l'utilisation de désintégrations semi-leptoniques directes, soit sur la méthode de la charge du jet, généralement dans l'hémisphère opposé à la mesure du temps de vol. Pour déterminer la charge à la désintégration, dans l'hémisphère de mesure du temps de vol, les mêmes méthodes sont appliquées dans les analyses inclusives.

Si on divise en 2 hémisphères 1 et 2 l'événement considéré, le principe des méthodes de mesure est le suivant :

- Au LEP et à la résonance $\Upsilon(4s)$, des paires de hadrons beaux sont produites. A l'instant de production $t = 0$, les charges des quarks b dans les deux hadrons beaux sont donc opposées.

- Les produits de désintégration du hadron beau 1, permettent de déterminer la charge q_1 du quark b dans le hadron à l'instant t_1 de sa désintégration. De même, les produits de désintégration du hadron 2 nous informent sur la charge q_2 du quark b dans le hadron 2 à l'instant t_2 .

- Si aucun des hadrons beaux n'a oscillé en son antiparticule, (ou si les deux hadrons beaux ont oscillé), le produit des charges $q_1 q_2$ est négatif; par contre ce produit de charges est positif si l'un des deux hadrons a oscillé.

La mesure de Δm_s est a priori plus délicate que celle de Δm_d : le nombre de mésons B_s^0 produits est trois à quatre fois plus faible que le nombre de B_d^0 , et l'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, plus rapide que l'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, est davantage atténuée par la résolution temporelle

du détecteur. Nous allons tout d'abord exposer les méthodes d'estimation de la charge du quark initial, de la longueur de vol et de l'impulsion du méson beau. Nous décrirons ensuite une méthode permettant de mettre en évidence les oscillations du méson B_s^0 . Grâce aux simulations qui sont à notre disposition, nous évaluerons notre sensibilité aux oscillations et l'algorithme sera appliqué aux données recueillies entre 1992 et 1994 pour établir une limite inférieure à la quantité $x_s = \Gamma m_s / \Delta_s$.

Il existe deux sortes de mesure de Δm : mesures intégrée ou développée en temps. Nous décrirons, après avoir exposé les aspects techniques, les deux méthodes et plus précisément la deuxième que nous avons choisie pour estimer Δm_s ou x_s .

V.2 Outils pour estimer x_s

Nous utiliserons directement la dépendance temporelle de l'oscillation, caractérisée par une fonction $\cos(\Delta m t)$ pour évaluer Δm ; ceci implique, outre l'étiquetage des saveurs lourdes déjà mentionné, la mesure précise des longueurs de vol et de l'impulsion du méson B_s^0 .

V.2.1 Etiquetage des événements

Nous allons détailler maintenant la sélection des événements de beauté et l'étiquetage du caractère oscillant ou non-oscillant des mésons beaux. Tout notre raisonnement se base sur les lots de mésons D_s que nous avons obtenus dans les chapitres précédents.

V.2.1.a Différentes sources de mésons D_s

Les mésons D_s peuvent provenir de paires $c\bar{c}$ directement, de paires $b\bar{b}$ indirectement avec, comme étapes intermédiaires, des mésons B_u^\pm , B_d^0 et B_s^0 . Les figures V.1 et V.2 indiquent les combinaisons possibles.

Ces diagrammes montrent que, dans le cas du B_s , la charge du quark de départ est opposée à celle du méson D_s produit, tandis que, dans tous les autres cas, elle est du même signe. Expérimentalement, on a accès à la charge du D_s , il nous faut donc trouver une méthode permettant d'obtenir la charge du quark initial. Néanmoins, ces diagrammes de production du méson D_s ne sont pas uniques ; d'autres diagrammes y participent également et donnent des contributions où la règle précédente est renversée. Heureusement, l'influence de ces termes correctifs sur le résultat final est négligeable. Pour diminuer la contribution des autres mésons beaux et des paires $c\bar{c}$, nous allons mettre en pratique la règle explicitée ci-dessus. Mais cela exige la connaissance de la charge du quark initial ayant donné naissance au méson D_s . Nous allons alors employer la technique dite de la Charge du Jet.

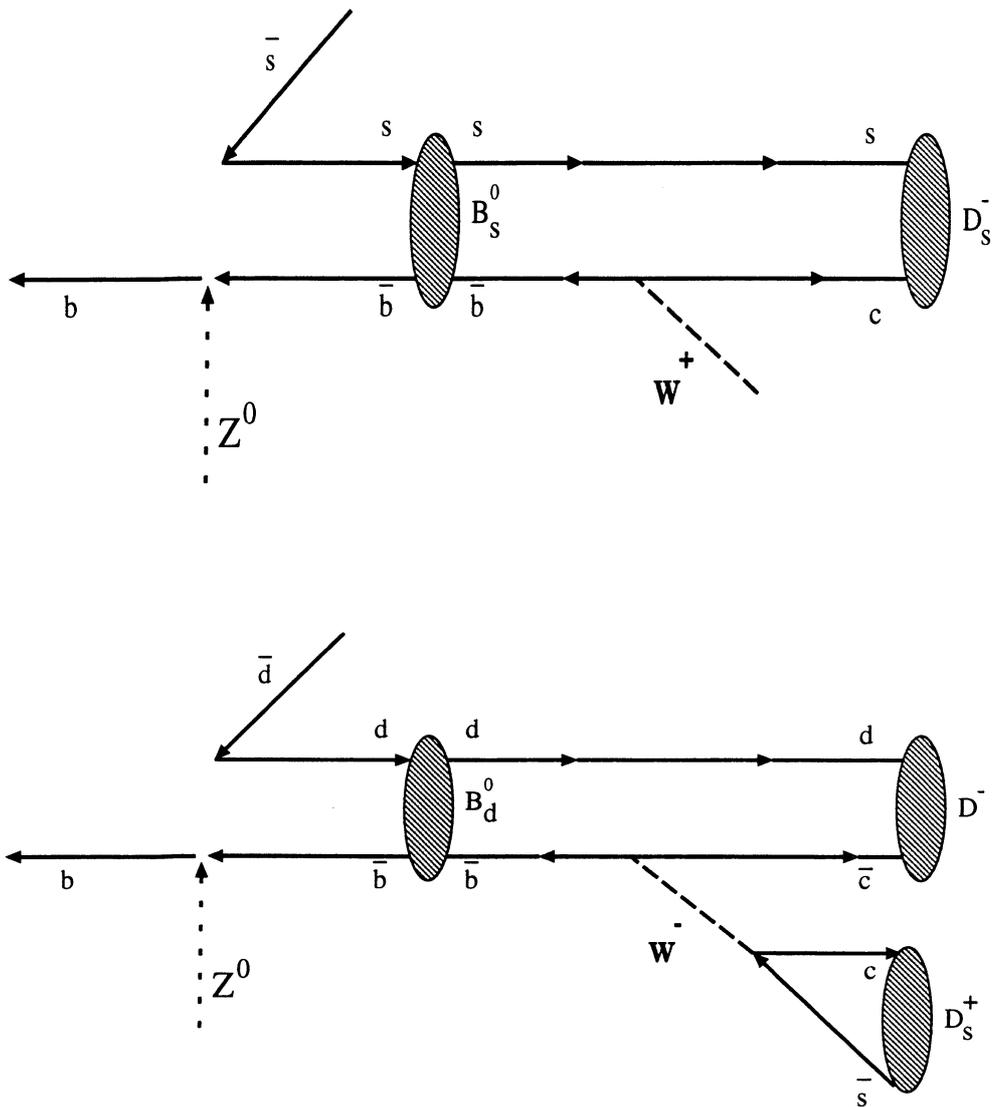


Figure V.1: Diagrammes de Feynman pour les contributions B_s^0 et B_d^0 aux mésons D .

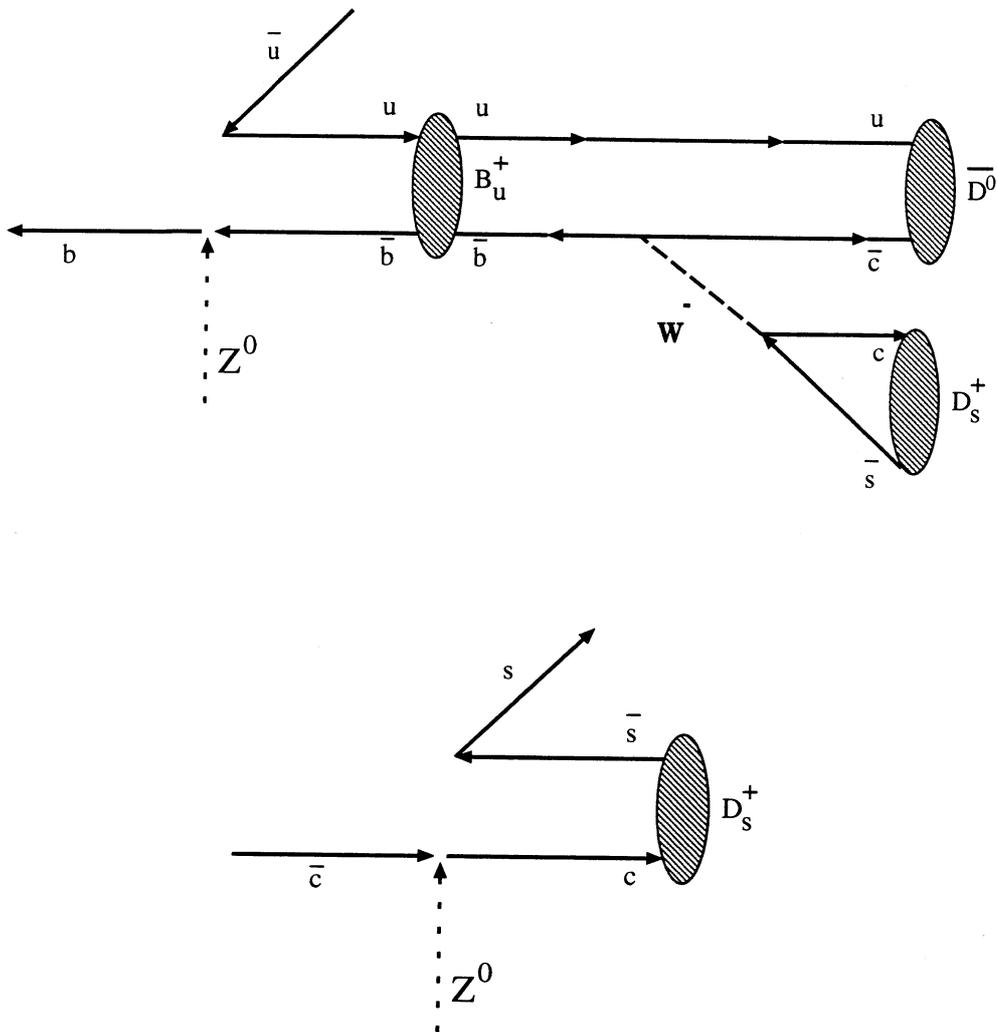


Figure V.2: Diagrammes de Feynman pour les contributions B_u^+ et $c\bar{c}$ aux mésons D ,

V.2.1.b Méthode dite de la Charge du Jet

Nous avons vu précédemment que la connaissance de la charge du quark de départ est nécessaire pour distinguer entre les D_s , venant du B_s , et ceux venant des autres contributions.

La définition de la charge du jet est purement intuitive, basée sur l'hypothèse que les traces chargées énergiques conservent une bonne "mémoire" de la charge du quark initial. En effet, la trace chargée formée au premier rang d'hadronisation (ou au rang suivant si le premier rang donne une particule neutre) porte une charge de même signe que le quark initial, et son impulsion est plus élevée que celle des particules formées aux rangs suivants.

Si le hadron de premier rang a été formé à partir d'un quark b , il se désintègre ensuite par interaction faible. On observe alors que les produits de désintégration de même charge que le quark b dans le hadron parent portent une impulsion en moyenne plus élevée que celle des produits de charge opposée.

Les résultats de QCD indiquent que le quark lourd emporte la quasi-totalité de l'impulsion. Donc, en sommant sur la charge des traces de grande impulsion, on peut avoir une idée sur la charge de ce quark. La désintégration du Z^0 produisant dans la plupart des cas une paire quark-antiquark émis à 180° l'un de l'autre, on sépare donc l'espace en deux hémisphères, le plan de séparation étant orthogonal à la direction du jet.

Soit Q_h la quantité suivante :

$$Q_h = \frac{\sum_i (\vec{p}_i \cdot \vec{e}_h)^k q_i}{\sum_i (\vec{p}_i \cdot \vec{e}_h)^k}$$

La somme sur l'indice i porte sur toutes les traces chargées de l'hémisphère. De cette manière, on privilégie les traces de forte impulsion ainsi que celles qui sont alignées dans la direction du jet. Q_h permet d'identifier la charge du quark de départ avec une certaine efficacité.

Dans la pratique, et pour limiter la sensibilité de la mesure aux traces mal reconstruites, et à celles provenant d'interactions secondaires avec le détecteur ou de désintégrations en vol, on n'utilise dans la formule de la charge du jet que les traces satisfaisant les mêmes coupures de qualité que les "bonnes" traces chargées définies dans la sélection des événements hadroniques. On impose en outre que l'impulsion transverse de la trace par rapport à l'axe des faisceaux soit suffisante, pour garantir une bonne modélisation de l'acceptance pour les traces de très faible rayon de courbure, c'est-à-dire : $\vec{p}_i \cdot \vec{e}_h > 200 MeV/c$.

V.2.1.c Simulation

Nous étudierons la production de mésons D_s , se désintégrant en $\phi \pi$ dans des états finals $b\bar{b}$. On constate que l'on obtient la meilleure efficacité en choisissant un exposant $k = 0.5$. La figure V.3 représente les distributions de la quantité Q_h pour des événements provenant d'un quark b ou d'un quark \bar{b} .

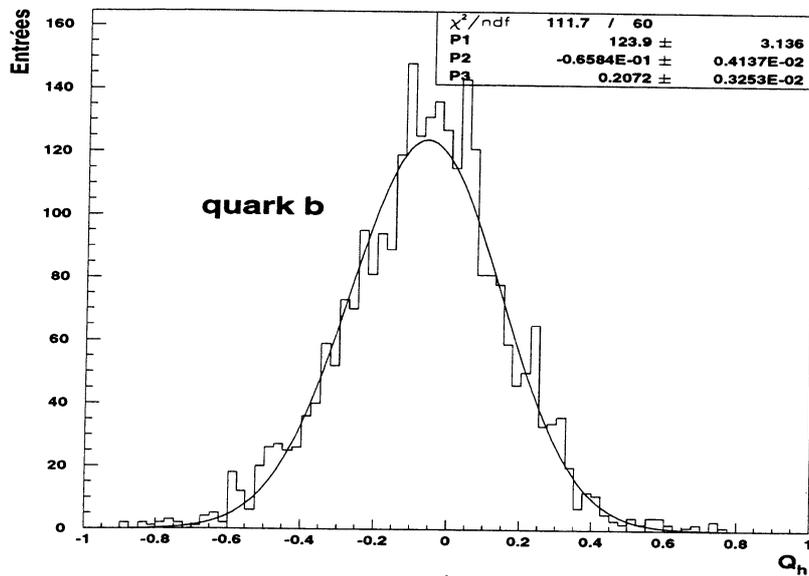
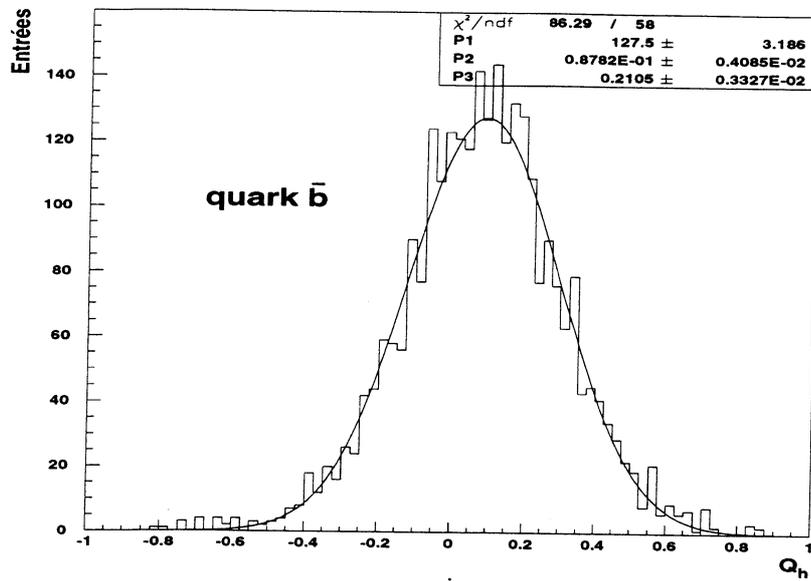


Figure V.3: Distribution de la quantité Q_h dans le cas de la simulation pour des événements $\phi\pi$ venant d'un quark b ou d'un quark \bar{b}

On remarque un décalage des distributions vers les valeurs positives (respectivement négatives) si le quark b est de charge $q = +2/3$ (respectivement \bar{b} de charge $q = -1/3$). Il apparaît que la méthode de la charge du jet permet statistiquement de distinguer la charge du quark initial et donc celle du méson beau initial.

On peut ainsi étudier, pour différentes coupures sur la charge du jet (notée jch), l'efficacité et la pureté de la méthode. Le tableau suivant indique les résultats obtenus sur un échantillon simulé de mésons D_s dans le canal $\phi \pi$.

Coupures	Efficacité	Pureté
$jch > -0.3$	$91.0 \pm 0.7 \%$	$54.1 \pm 1.2 \%$
$jch > -0.2$	$81.7 \pm 0.9 \%$	$56.7 \pm 1.3 \%$
$jch > -0.1$	$68.7 \pm 1.1 \%$	$60.9 \pm 1.4 \%$
$jch > 0.0$	$51.6 \pm 1.2 \%$	$66.6 \pm 1.6 \%$
$jch > 0.1$	$33.6 \pm 1.1 \%$	$71.7 \pm 1.8 \%$
$jch > 0.2$	$18.8 \pm 0.9 \%$	$74.0 \pm 2.4 \%$
$jch > 0.3$	$10.1 \pm 0.7 \%$	$80.3 \pm 2.9 \%$

Nous allons maintenant développer d'autres méthodes de caractérisation de la charge du quark initial pour améliorer en les combinant l'efficacité et la pureté.

Nous avons aussi comparé les données et la simulation. La figure V.4 montre un excellent accord qui confirme la qualité des données et la compréhension du détecteur.

V.2.1.d Contributions à la Charge du Jet des différents mésons beaux

La charge d'un jet de quark b interviendra dans la mesure des oscillations que nous ferons. Or cette quantité est affectée par l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$: la charge moyenne d'un jet de b dépend du type de hadron beau produit, et du fait qu'il ait oscillé, ou non, en son antiparticule.

Q_h dépendra du type de hadron beau formé de par la cinématique différente lors de la désintégration du hadron beau et la nature des particules formées dans les rangs suivants de l'hadronisation. On peut alors distinguer la charge d'un jet de quark b suivant qu'il contient :

- un méson chargé B^\pm ou un baryon beau qui n'oscillent pas
- un méson neutre B_d^0
- un méson neutre B_s^0

L'oscillation d'un B^0 change le signe d'un lepton de désintégration primaire. La charge du jet dans un hémisphère où le B^0 a oscillé est également affectée, mais le signe n'est plus simplement inversé. On a les 2 cas suivants :

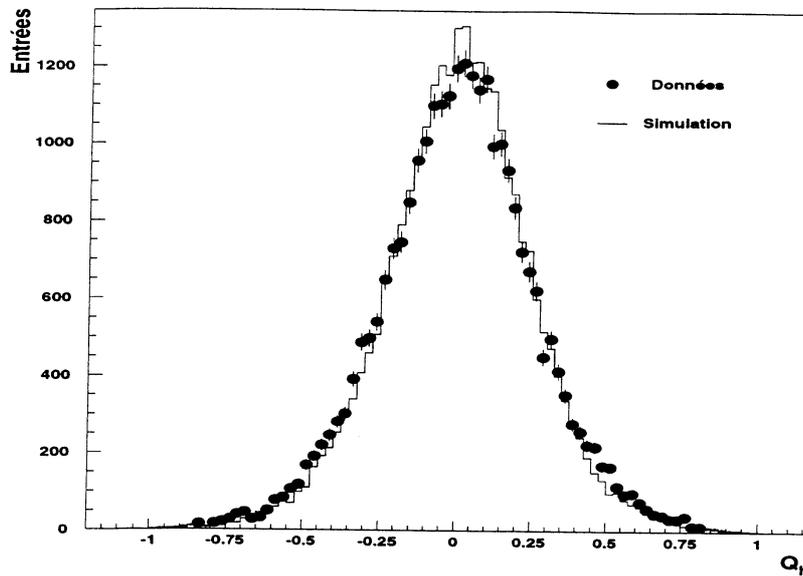


Figure V.4: Distribution de la charge du jet pour les données (points) et la simulation (histogramme)

- si le B^0 n'a pas oscillé, la charge du jet est la somme des contributions du méson primordial et de ses compagnons de fragmentation.
- en revanche, si le méson B^0 a oscillé, sa propre contribution à la charge du jet change de signe, tandis que la contribution des compagnons reste identique; dans ce dernier cas de figure, la charge moyenne résultante est plus proche de zéro.

Après avoir exposé la méthode de caractérisation de la charge du quark initial, nous allons maintenant nous intéresser au méson beau lui-même, à sa distance de vol et à son impulsion.

V.2.2 Reconstruction de la distance de vol

V.2.2.a Méthode

La construction du vertex secondaire est basée sur l'intersection de la ligne de vol du méson D_s , produit auparavant et le reste du jet produit par la désintégration du méson beau. Une étude sur des événements simulés permettra en fonction de la différence entre le vertex reconstruit et le vertex simulé de choisir la technique qui minimise au mieux cette différence.

On raisonne en fait sur un cône ayant pour axe la direction du méson D_s , reconstruit. Il est

défini par :

$$0.5 \leq \cos(\theta) \leq 0.995$$

où θ est l'angle entre la trace considérée et le méson D_s , reconstruit. Cela permet de réduire l'erreur sur le vertex qui devient plus importante dans le cas de traces parallèles.

On cherche la trace la plus énergétique appartenant à ce cône. La précision sur les traces neutres étant faible, elles sont exclues du processus. On forme alors le vertex du pseudo-méson beau comme intersection entre cette trace la plus énergétique et le méson D_s . Une fois le vertex du méson beau déterminé, la longueur de vol est classiquement définie comme la distance entre ce vertex et le point d'annihilation du Z^0 qui correspond aussi au point de création du méson beau. Celle-ci est d'abord déterminée dans le plan orthogonal à l'axe z , puis on utilise la direction de l'impulsion du D_s pour retrouver la distance spatiale.

V.2.2.b Contrôle sur la simulation

Une étude sur les données simulées est nécessaire pour contrôler la différence entre le vertex obtenu et le vertex simulé (notée respectivement dbx , $db y$ et db suivant l'axe des x , des y et spatialement). Cela va permettre d'estimer la précision de cette méthode en fonction de l'efficacité d'un lot de coupures données.

On raisonne sur les deux canaux $\phi \pi$ et $K^{*0} K$ séparément et les figures V.5 et V.6, ainsi que les tableaux suivants, résument les résultats obtenus pour les différents échantillons de mésons D_s simulés. Les coupures effectuées sont celles décrites au chapitre III pour l'obtention des signaux en vue de l'estimation du taux de production.

	Résolution	Efficacité
$dbx(\phi \pi)$	$132 \mu m$	$41.5 \pm 2.2 \%$
$dbx(K^{*0} K)$	$167 \mu m$	$64.0 \pm 3.2 \%$
$db y(\phi \pi)$	$133 \mu m$	$41.8 \pm 2.2 \%$
$db y(K^{*0} K)$	$189 \mu m$	$64.1 \pm 3.2 \%$
$db(\phi \pi)$	$187 \mu m$	$41.8 \pm 2.2 \%$
$db(K^{*0} K)$	$218 \mu m$	$63.7 \pm 3.2 \%$

Ces résultats ont été obtenus sur la simulation 1994. Pour les années 1993 et 1992, on constate une augmentation des valeurs des résolutions de l'ordre de 20 %.

On peut ainsi évaluer l'erreur relative sur la longueur de vol reconstruite :

$$\sigma = \frac{\Delta L}{L} = \frac{L_{rec} - L_{sim}}{L_{rec}}$$

On trouve pour le canal $\phi \pi$, une valeur de $7.04 \pm 1.08 \%$ et pour le canal $K^{*0} K$, de $7.65 \pm 1.18 \%$. Ces valeurs ne prennent en compte que la dispersion du vertex du hadron beau et pas celle de la zone d'interaction. Seule la partie gaussienne des ajustements réalisés va affecter la sensibilité. On peut donc considérer que notre reconstruction de la longueur de vol est fiable.

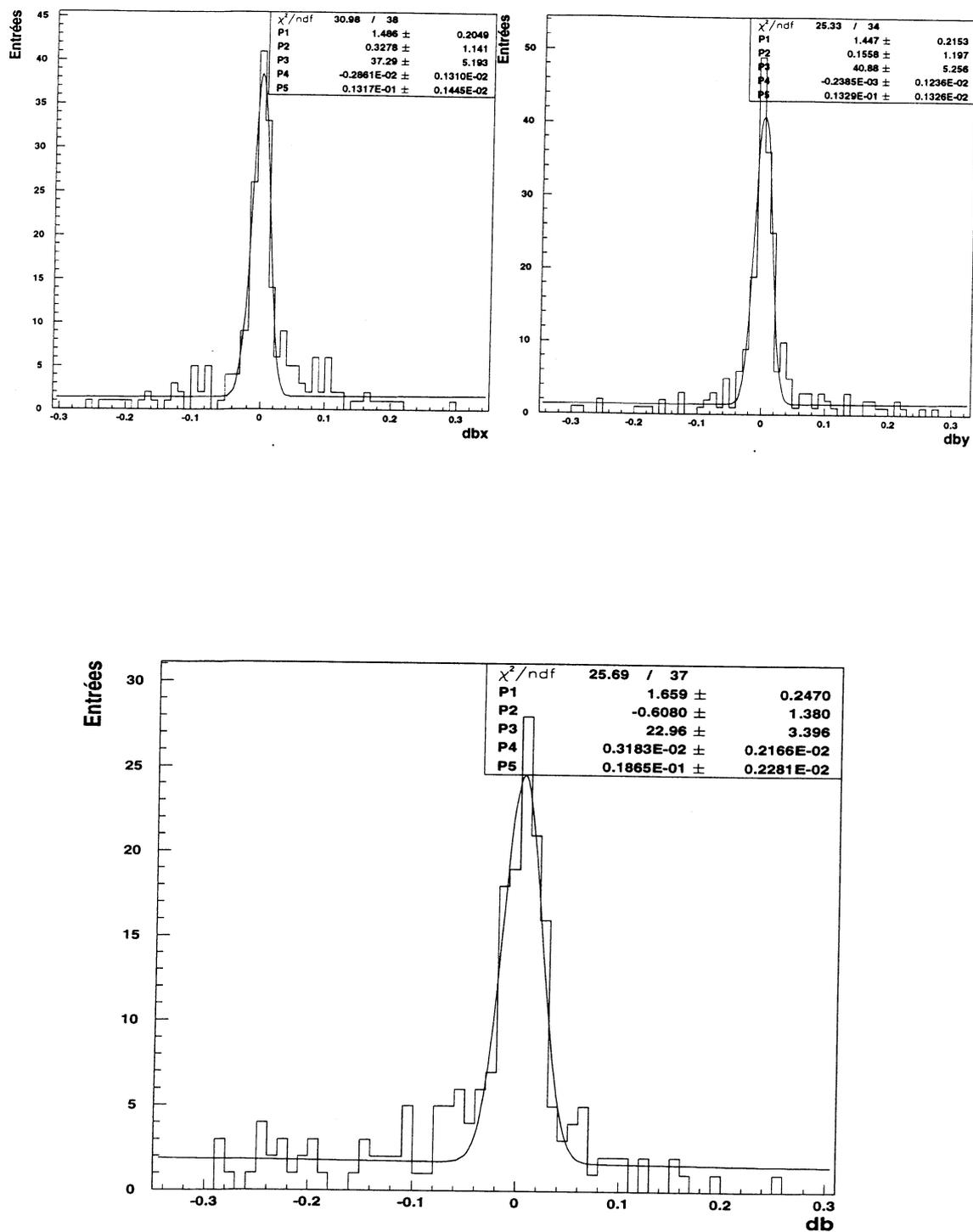


Figure V.5: Distributions des quantités dbx , dby et db dans le cas de la simulation pour des événements $\phi\pi$.

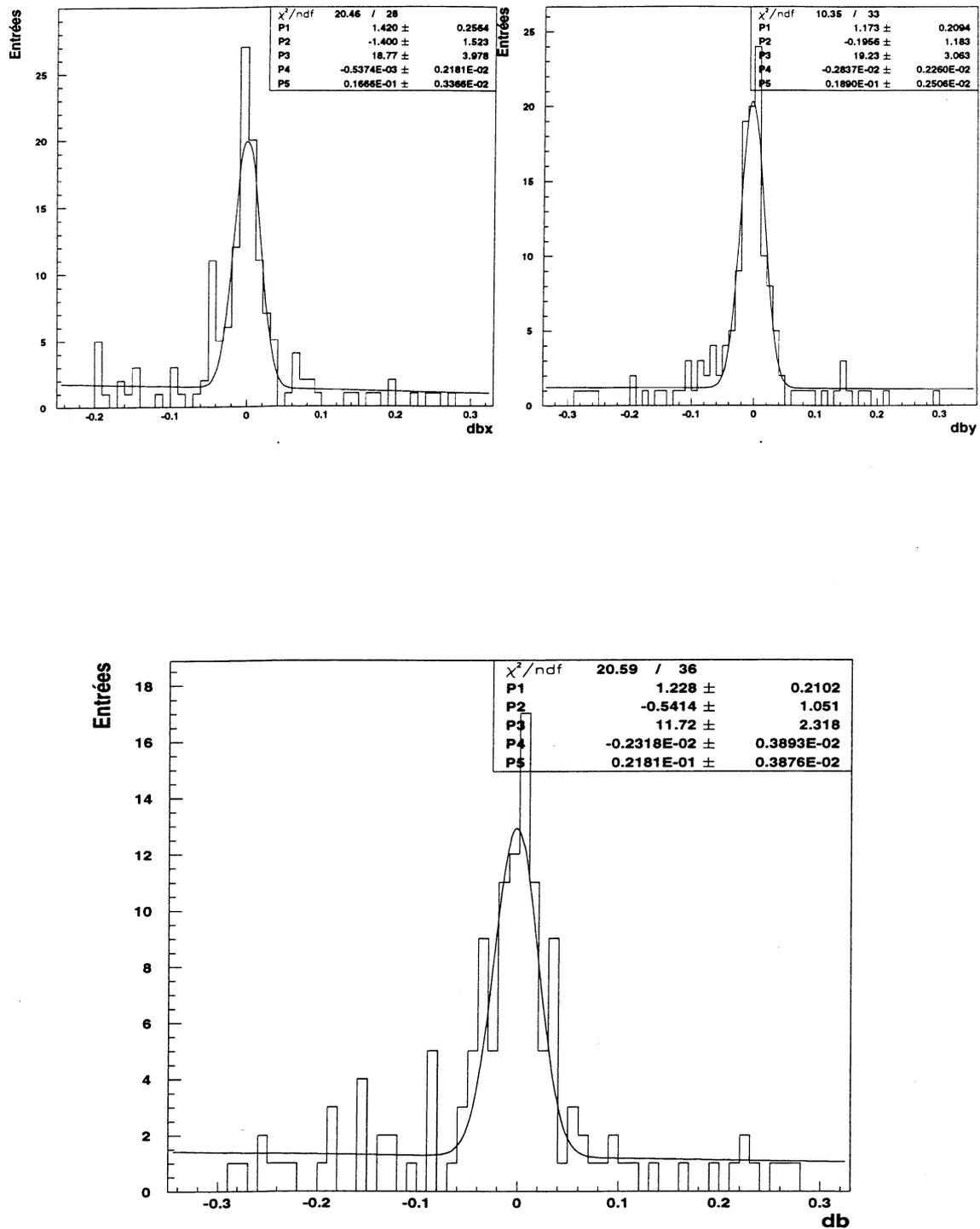


Figure V.6: Distributions des quantités dbx , dby et db dans le cas de la simulation pour des événements $K^*0 K$.

Pour mieux comprendre pourquoi les résolutions trouvées sont aussi petites, la figure V.7 indique le nombre de traces utilisées pour réaliser le vertex du hadron beau.

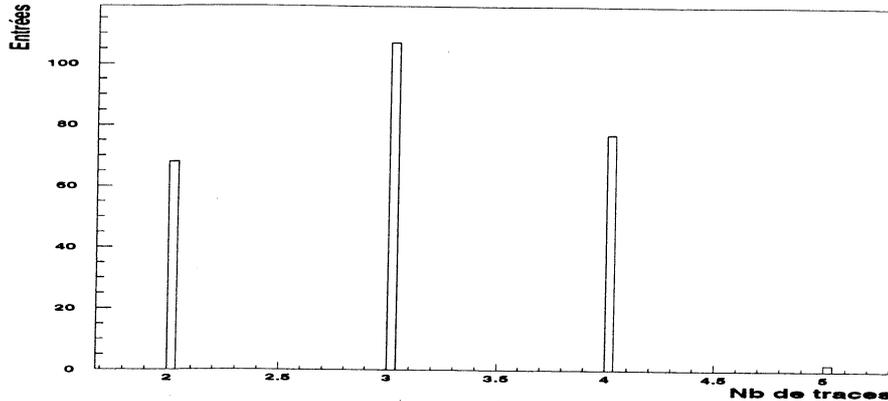


Figure V.7: Distribution du nombre de traces utilisées pour réaliser le vertex du hadron beau.

La moyenne du nombre de traces est environ de 3. Comme nous utilisons des traces qui sont incompatibles avec le vertex primaire, le vertex du hadron beau est alors mieux reconstruit et nous obtenons ainsi de bonnes résolutions.

V.2.3 Reconstruction de l'impulsion du méson beau

Pour reconstruire l'impulsion du méson beau dont provient le méson D_s , nous allons raisonner de la façon suivante. On définit un nouveau cône ayant pour axe la direction du méson D_s reconstruit. Il vérifie :

$$0.7 \leq \cos(\theta)$$

où θ est l'angle entre la trace considérée et le méson D_s reconstruit.

On somme toutes les impulsions P (supérieures à $3 \text{ GeV}/c$) des traces chargées appartenant à ce cône et qui ne sont pas compatibles avec la zone d'interaction. Puis on forme une pseudo-trace entre cette "super"-trace et le méson D_s considéré. L'impulsion ainsi reconstruite est considérée être celle du méson beau.

Les figures V.8 montrent les distributions $\frac{P_{rec} - P_{sim}}{P_{rec}}$ pour les 2 modes considérés après les coupures nécessaires à l'obtention des signaux de mésons D_s . On constate qu'aucun coefficient de correction global n'est nécessaire.

Il apparait un décalage de -5% dans la distribution en $\phi\pi$, qui indique une dissymétrie (qui n'est pas visible dans le second mode grâce à une faible statistique) entre les impulsions recon-

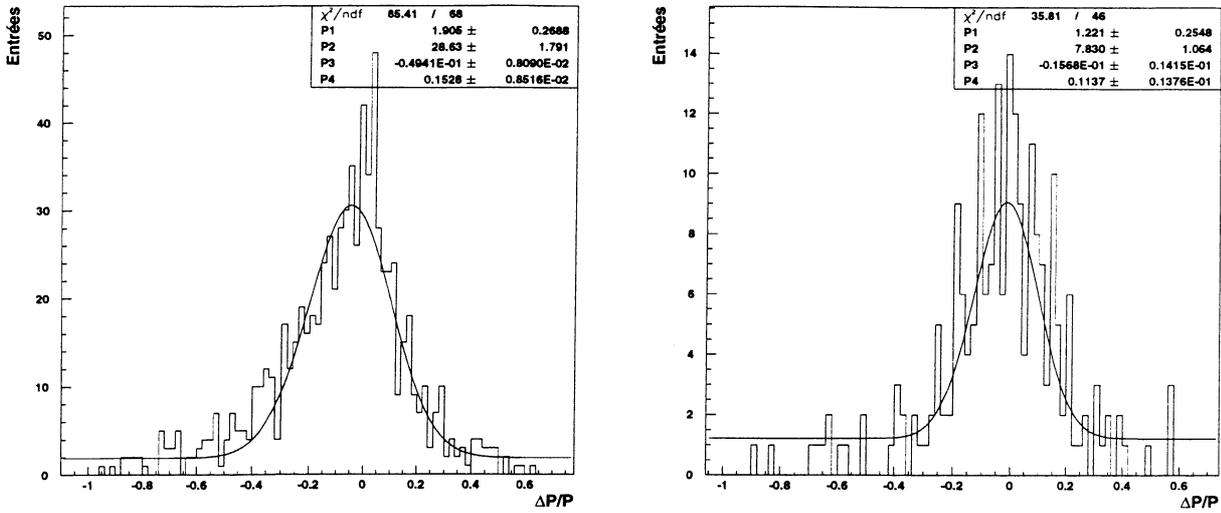


Figure V.8: Distributions des quantités $\sigma(P)/P$ dans le cas de la simulation pour les événements $\phi \pi$ et $K^{*0} K$.

struites et vraies, mais que l'on négligera par la suite. Les erreurs relatives dans les 2 modes sont respectivement de $15.28 \pm 0.85 \%$ et $11.37 \pm 0.14 \%$.

V.2.4 Conclusion sur le temps de vie reconstruit

Nous disposons maintenant de l'impulsion et de la longueur de vol du méson beau, Nous pouvons donc reconstruire le temps de vie de ce dernier au moyen de la formule :

$$t(B_s^0) = \frac{vol(B_s^0) \times m(B_s^0)}{P(B_s^0)}$$

Les figures V.9 montrent les distributions de l'erreur relative sur le temps de vie reconstruit pour les 2 canaux considérés. On obtient, pour $\Delta\tau/\tau$, les valeurs de $20.41 \pm 1.22 \%$ et $24.80 \pm 5.39 \%$.

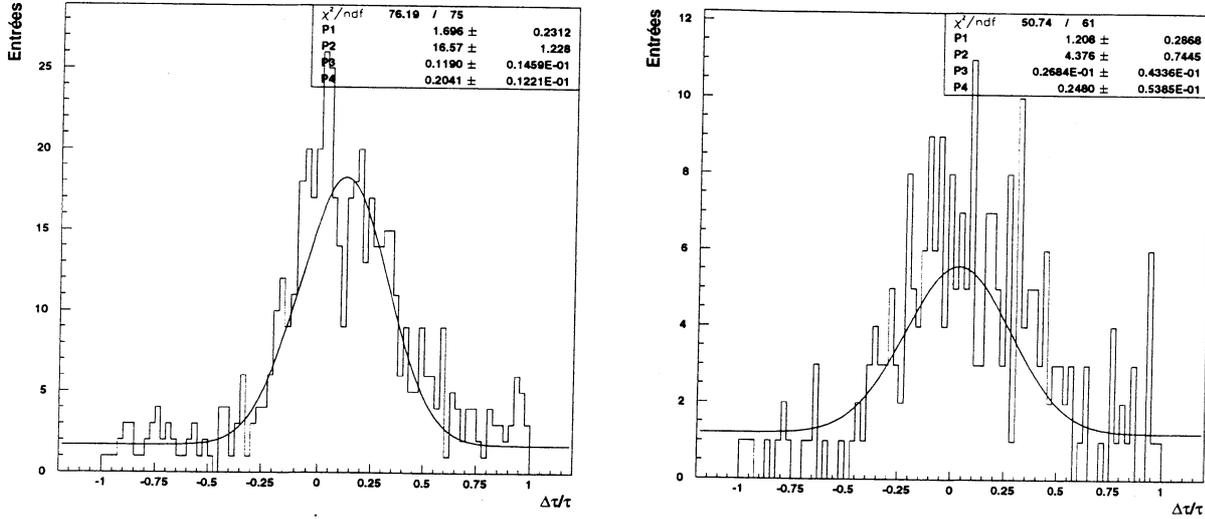


Figure V.9: Distributions des quantités $\sigma(\tau)/\tau$ dans le cas de la simulation pour les événements $\phi \pi$ et $K^{*0} K$.

V.3 Estimation de x_s

Grâce aux diagrammes en boîte (cf. chp. II), il est possible d'exprimer x_q ($q=d,s$) en fonction des éléments de la matrice de mélange CKM et d'évaluer le rapport x_s/x_d :

$$\frac{x_s}{x_d} \propto \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2$$

Dans le cadre de la paramétrisation de Wolfenstein de la matrice CKM, on a :

$$\left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 \geq \frac{1}{\lambda^2} \frac{1}{(1+r)^2}$$

On obtient alors : $x_s/x_d \geq 9.0$ (cf. chapitre II). Si on se réfère à [24], la valeur de x_d est de 0.71 ± 0.06 , ce qui donne une limite de x_s :

$$x_s \geq 6.4$$

Pour estimer x_s , nous allons utiliser une méthode développée en temps. La mesure intégrée en temps n'est en fait possible que pour l'étude de x_d , elle n'est pas assez sensible pour pouvoir estimer x_s . Cette technique permet de mesurer χ_d définie au chapitre II, en effectuant un comptage des événements pour lesquels une oscillation a été vue et de ceux pour lesquels aucune oscillation n'a été vue.

La détermination de Δm_s nécessite la prise en compte de la dépendance temporelle. Les avantages des mesures développées en temps sont multiples :

- le caractère oscillatoire prédit par le modèle est mis en évidence.
- δm est mesuré indépendamment du temps de vie du B .
- la mesure de $\delta m/\Gamma$ est limitée uniquement par la résolution en temps, il n'y a pas de saturation comme pour une mesure de χ .
- il est possible en principe de distinguer δm_d et δm_s sur une seule mesure.
- le résultat est moins dépendant de la pureté, la mesure du vol permettant de discriminer le bruit de fond constitué par les événements u, d, s et, dans une moindre mesure, c par rapport aux b : on peut ainsi utiliser des méthodes d'analyse plus largement inclusives.

Par contre, une mesure développée en temps demande un nombre d'événements élevé pour éviter que des fluctuations statistiques ne masquent les oscillations, ce qui diminuerait la sensibilité de la mesure à la dépendance temporelle du mélange.

V.3.1 Principe de la mesure

Nous avons vu, dans le chapitre II, que la probabilité qu'un méson B_s^0 à l'instant $t = 0$ se trouve dans un état B_s^0 (\bar{B}_s^0) à un instant t quelconque, est donnée respectivement par :

$$Prob(B_s^0 \rightarrow B_s^0(\bar{B}_s^0)) = \frac{1}{2} \times \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_B}\right) \times (1 \pm \cos(\Delta m \tau))$$

où Δm est la différence de masse entre les états B_s^0 et \bar{B}_s^0 .

On définit alors, comme précédemment, $x_0 = \frac{\Delta m}{\Gamma} = \Delta m \tau_B$. On obtient ainsi la formule suivante :

$$Prob(B_s^0 \rightarrow B_s^0(\bar{B}_s^0)) = \frac{1}{2} \times \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_B}\right) \times \left(1 \pm \cos\left(x_0 \frac{\tau}{\tau_B}\right)\right)$$

La théorie prévoit une valeur élevée pour x_0 ; dans ce cas, il est impossible d'ajuster la fonction précédente car la résolution expérimentale du temps τ est de l'ordre de 10 – 20 %. Cela signifie, que pour $x_0 \simeq 18$, dans un intervalle de temps de l'ordre de τ_B , il y aurait $\nu = \frac{x_0}{2\pi} \simeq 3$ fréquences. Vu l'erreur sur le temps reconstruit, il est alors impossible d'extraire un signal.

Dans ce cas de figure, il est préférable d'étudier le comportement de la probabilité à l'aide de la variable conjuguée du temps, à savoir $\omega = \frac{x}{\tau_B}$. La probabilité s'écrit alors, en négligeant l'effet de la résolution sur τ :

$$Prob(x) = \tau_B \int_0^\infty \cos\left(x \frac{\tau}{\tau_B}\right) \times \frac{1}{2} \times \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_B}\right) \times \left(1 \pm \cos\left(x_0 \frac{\tau}{\tau_B}\right)\right) \times \frac{d\tau}{\tau_B}$$

soit, avec $t = \frac{\tau}{\tau_B}$:

$$Prob(x) = \frac{\tau_B}{2} \int_0^\infty \cos(xt) \times e^{-t} \times (1 \pm \cos(x_0 t)) dt$$

Le calcul des 2 intégrales intermédiaires nous donne :

$$I_1 = \int_0^{\infty} \cos(xt)e^{-t}dt = \frac{1}{1+x^2}$$

$$I_2 = \int_0^{\infty} \cos(xt)\cos(x_0t)e^{-t}dt = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{1+(x-x_0)^2} + \frac{1}{1+(x+x_0)^2} \right)$$

Finalement, la probabilité d'avoir un méson B_s^0 (\bar{B}_s^0) est :

$$Prob(x) = \frac{\tau_B}{2} \left(\frac{1}{1+(x)^2} \pm \frac{1}{1+(x+x_0)^2} \pm \frac{1}{1+(x-x_0)^2} \right)$$

On définit alors la quantité A comme la différence entre la probabilité que le méson B_s^0 ait oscillé et la probabilité qu'il n'ait pas oscillé. Cela donne :

$$A = -\tau_B \left(\frac{1}{1+(x+x_0)^2} + \frac{1}{1+(x-x_0)^2} \right)$$

On constate que, si $x = x_0$, il y a un minimum avec $A = -\tau_B$, en l'absence d'effets de résolution.

Les effets de résolution, que nous allons décrire, vont évidemment atténuer ce signal. Nous allons donc construire cette distribution dans la simulation et dans les données, pour un même nombre d'événements et un même rapport signal sur bruit. Nous verrons si la mise en évidence d'un minimum est possible et si nous pouvons alors définir une limite inférieure au paramètre x_s .

V.3.2 Contrôle sur la simulation

Nous allons donc appliquer la méthode d'ajustement décrite précédemment à la simulation pour voir s'il est possible d'extraire une information sur le paramètre x_s . Nous utilisons sur des échantillons de mésons D_s dans les deux modes de désintégration classiques ($\phi\pi$ et $K^{*0}K$) pour lesquels la valeur de x_s est de 8.0.

Les figures V.10 montrent les distributions de l'amplitude en fonction de la valeur de x_s dans 2 conditions différentes. Pour la première figure, on a demandé que la variable du b-tagging soit supérieure à 0.20 et que la probabilité du χ^2 du vertex du méson B reconstruit soit supérieure à 0.01. Dans la deuxième figure, on a seulement changé cette dernière valeur à 0.001. A chaque fois, on a demandé que le produit \mathcal{P} de la charge du jet par la charge du D_s reconstruit soit supérieur à 0.

On constate que l'on arrive à retrouver le comportement des courbes de la simulation avec un minimum décalé à 8.1 et 8.2. La courbe obtenue par reconstruction a un minimum à 8.1. Nous raisonnons alors sur un nombre d'événements de 131 et 144.

Si on demande que \mathcal{P} soit supérieur à 0.3, on obtient la figure suivant V.11. Le nombre

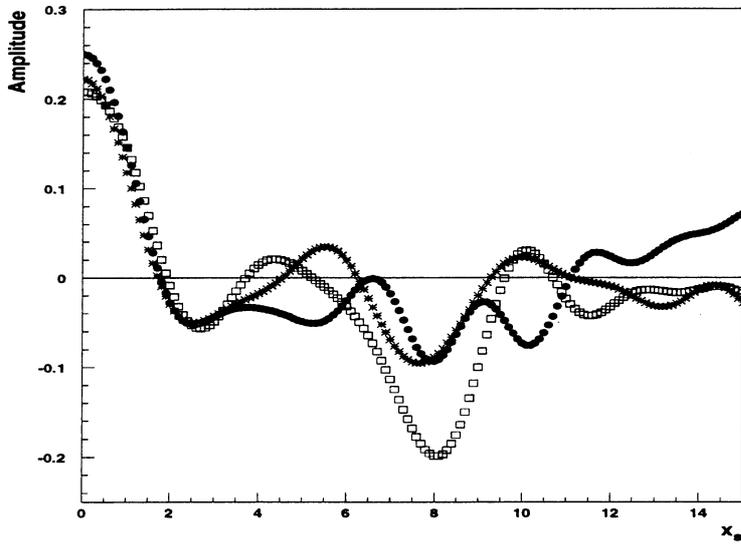
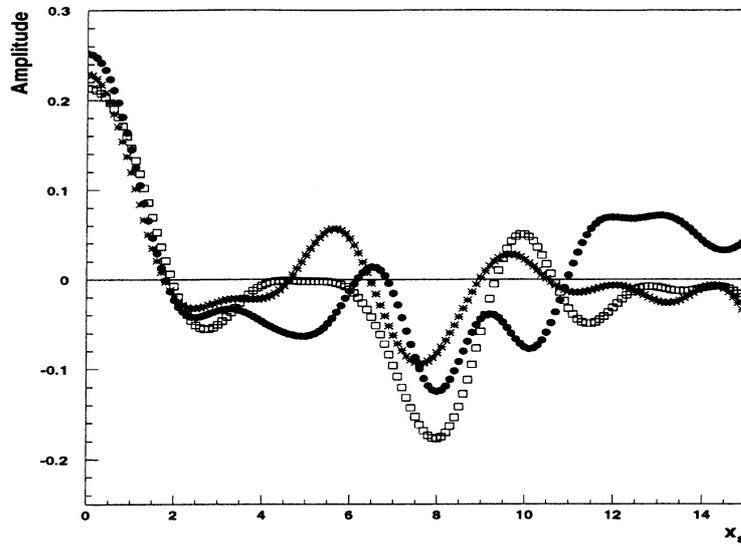


Figure V.10: Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s , pour 2 lots de coupures dans le canal $\phi \pi$. Les points noirs représentent les événements simulés reconstruits par notre méthode. Les étoiles représentent des événements simulés sélectionnés par la coupure en \mathcal{P} et les carrés blancs la simulation pure pour des mésons B_s^0 ayant oscillé.

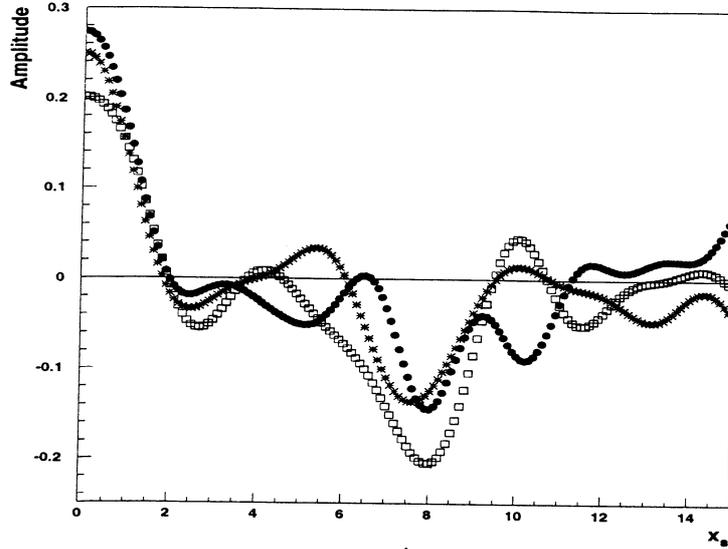


Figure V.11: Distribution de l'amplitude en fonction du paramètre x_s , dans le canal $\phi \pi$. Les points noirs représentent les événements simulés reconstruits par notre méthode. Les étoiles représentent des événements simulés sélectionnés par la coupure en \mathcal{P} et les carrés blancs la simulation pure pour des mésons B_s^0 ayant oscillé.

d'événements est alors de 124 et le minimum se situe à 8.1 pour la simulation comme pour la reconstruction.

Pour le mode de désintégration $K^{*0} K$, le résultat est indiqué sur la figure V.12. Nous avons les coupures classiques de cette désintégration avec coupures d'identification pour garder une statistique suffisante. Dans l'ordre des figures, nous demandons :

- a : $\mathcal{P} > 0.0$, $Prob(\chi^2, B) > 0.01$.
- b : $\mathcal{P} > 0.0$, $Prob(\chi^2, B) > 0.01$, $btag > 0.2$.
- c : $\mathcal{P} > 0.03$, $Prob(\chi^2, B) > 0.01$.
- d : $\mathcal{P} > 0.07$, $Prob(\chi^2, B) > 0.01$.

Dans chaque cas (a,b,c ou d), on observe un décalage du minimum pour la simulation à 9.8. La reconstruction situe le minimum à 9.2 pour a et b, et à 8.8 pour c et d. Mais il apparait nettement que la coupure du b-tagging n'apporte rien (il existe 2 minima proches l'un de l'autre). Il semble difficile d'expliquer un tel décalage, mais il peut provenir de la faible statistique car, sans mettre de coupures sur l'identification, nous n'avons déjà plus que 71, 61, 61, 51

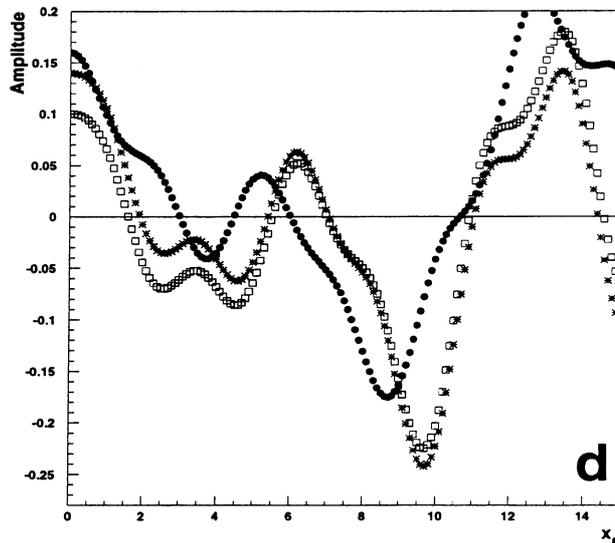
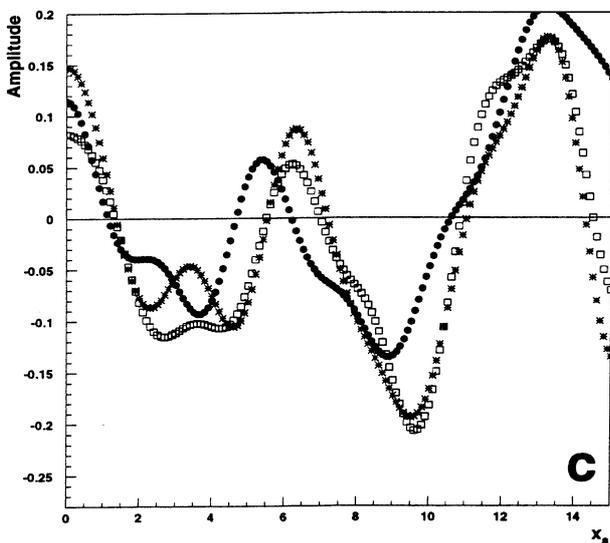
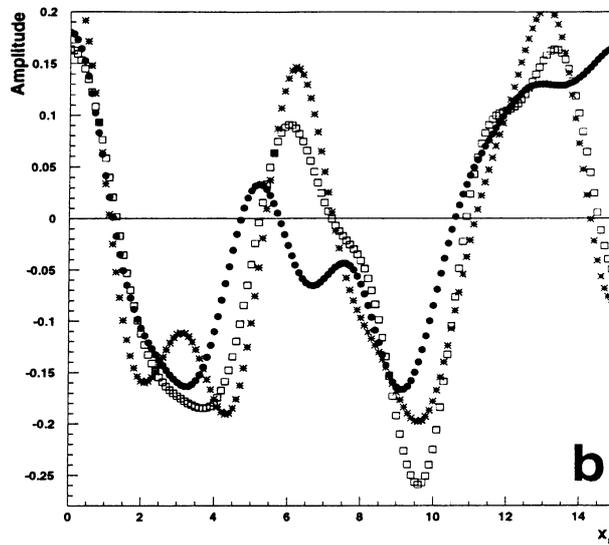
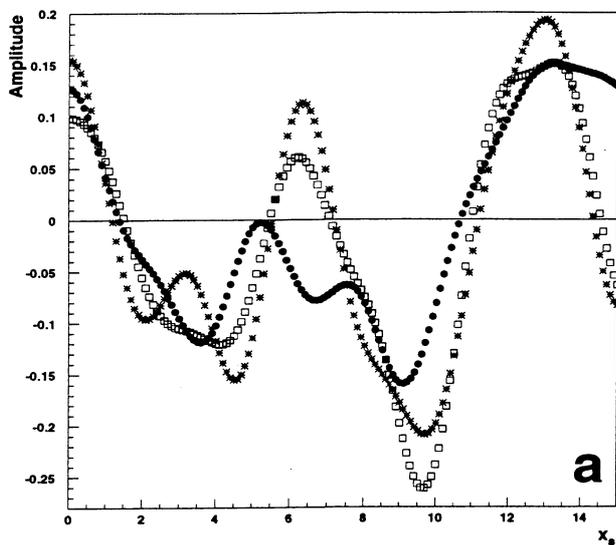


Figure V.12: Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x , dans le canal $K^{*0} K$. Les points noirs représentent les événements simulés reconstruits par notre méthode. Les étoiles représentent des événements simulés sélectionnés par la coupure en \mathcal{P} et les carrés blancs la simulation pure pour des mésons B_s^0 ayant oscillé.

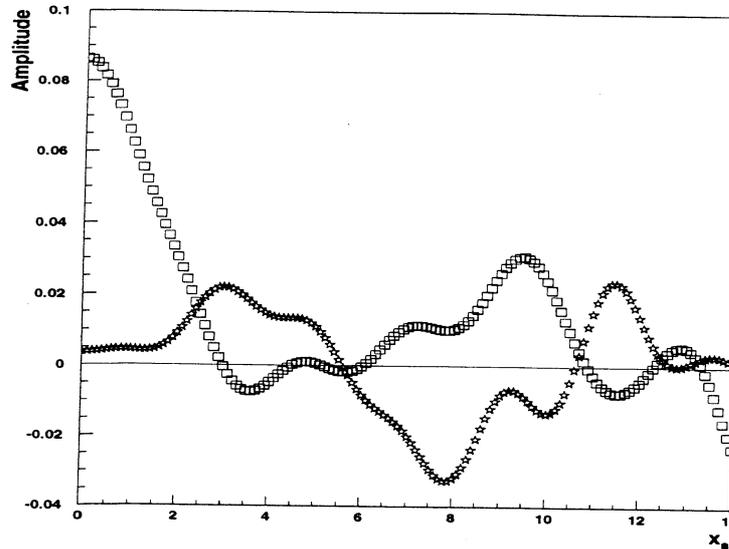


Figure V.13: Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s dans le canal $\phi \pi$. Les points noirs représentent les mésons B_s^0 . Les carrés blancs représentent les mésons B_d^0 et les étoiles l'ensemble des deux mésons.

événements. Nous arrivons à décrire le comportement des oscillations, mais cela n'est pas significatif.

Nous pouvons aussi voir si les mésons B_d^0 ne se comportent pas de la même manière, ce qui fausserait totalement notre méthode. La figure V.13 représente les distributions de l'amplitude pour deux lots de mésons : B_d^0 purs et B_s^0 purs. On observe que les comportements sont radicalement différents et que les mésons B_d^0 ne jouent pas d'influence dans la zone du minimum des mésons B_s^0 . On peut donc admettre que le minimum observé est bien dû au seul effet des mésons B_s^0 .

V.3.3 Application aux données

V.3.3.a Canal $\phi \pi$

En utilisant les lots de mésons D_s que nous avons sélectionnés dans les données, nous pouvons appliquer notre méthode et ainsi tenter d'extraire un signal clair mettant en évidence les oscillations du méson B_s^0 . Nous reprenons les coupures que nous avons déjà mentionnées dans le chapitre III pour obtenir les mésons D_s , puis nous ajoutons les coupures suivantes pour prendre en compte notre nouvelle procédure :

- La probabilité du χ^2 du vertex du B doit être supérieure à 0.01.
- La longueur de vol du méson B doit être supérieure à 0.03 cm .
- La recherche de la valeur optimale de \mathcal{P} .
- La recherche de la coupure sur le B-tagging.

La figure V.14 montre la distribution de l'amplitude en fonction de la valeur de x_s , pour un temps de vie de 1.60 ps . La figure *a* est obtenue pour $\mathcal{P} > 0.00$, la figure *b* pour $\mathcal{P} > 0.03$, la figure *c* pour $\mathcal{P} > 0.00$ et $btag > 0.2$, et la figure *d* pour $\mathcal{P} > 0.03$ et $btag > 0.2$. Le nombre d'événements est respectivement de 265, 231, 197 et 172.

On constate que la coupure sur le B-tagging permet d'obtenir un signal plus net ainsi que la coupure sur \mathcal{P} à 0.03. Le minimum est trouvé alors à 7.9.

Nous évaluerons dans la section suivante comment déduire de ce minimum une limite véritable pour x_s .

V.3.3.b Canal $K^{*0} K$

Nous procédons de la même façon que précédemment. La figure V.15 montre les distributions pour les coupures relatives à ce mode de désintégration. La figure *a* est obtenue pour $\mathcal{P} > 0.00$, la figure *b* pour $\mathcal{P} > 0.03$, la figure *c* pour $\mathcal{P} > 0.00$ et $btag > 0.20$, et la figure *d* pour $\mathcal{P} > 0.03$ et $btag > 0.20$. Les nombres d'événements respectifs sont de 115, 88, 100 et 75.

De nouveau, nous arrivons à décrire les oscillations dans les meilleures conditions pour la figure *d*. On obtient alors un minimum à 6.3 pour 75 événements.

V.3.3.c Rapports signal sur bruit

On peut voir la distribution de masse invariante du méson D_s , pour voir si les coupures que nous avons effectuées, ont permis d'améliorer le rapport signal sur bruit. La figure V.16 montre les distributions obtenues pour les deux canaux. Pour le premier mode, on a $m_{D_s} = 1.970 \pm 0.0025 \text{ GeV}/c^2$ et une résolution de $16.02 \pm 2.07 \text{ MeV}/c^2$. Le rapport signal sur bruit est évalué à 1.05 pour 116.7 ± 17.5 événements dans le pic de mésons D_s .

Dans le cas du canal $K^{*0} K$, la masse est $m_{D_s} = 1.973 \pm 0.0027 \text{ GeV}/c^2$ et la résolution de $9.12 \pm 2.00 \text{ MeV}/c^2$. Le rapport signal sur bruit est évalué à 1.10 pour 45.3 ± 9.7 événements dans le pic de mésons D_s .

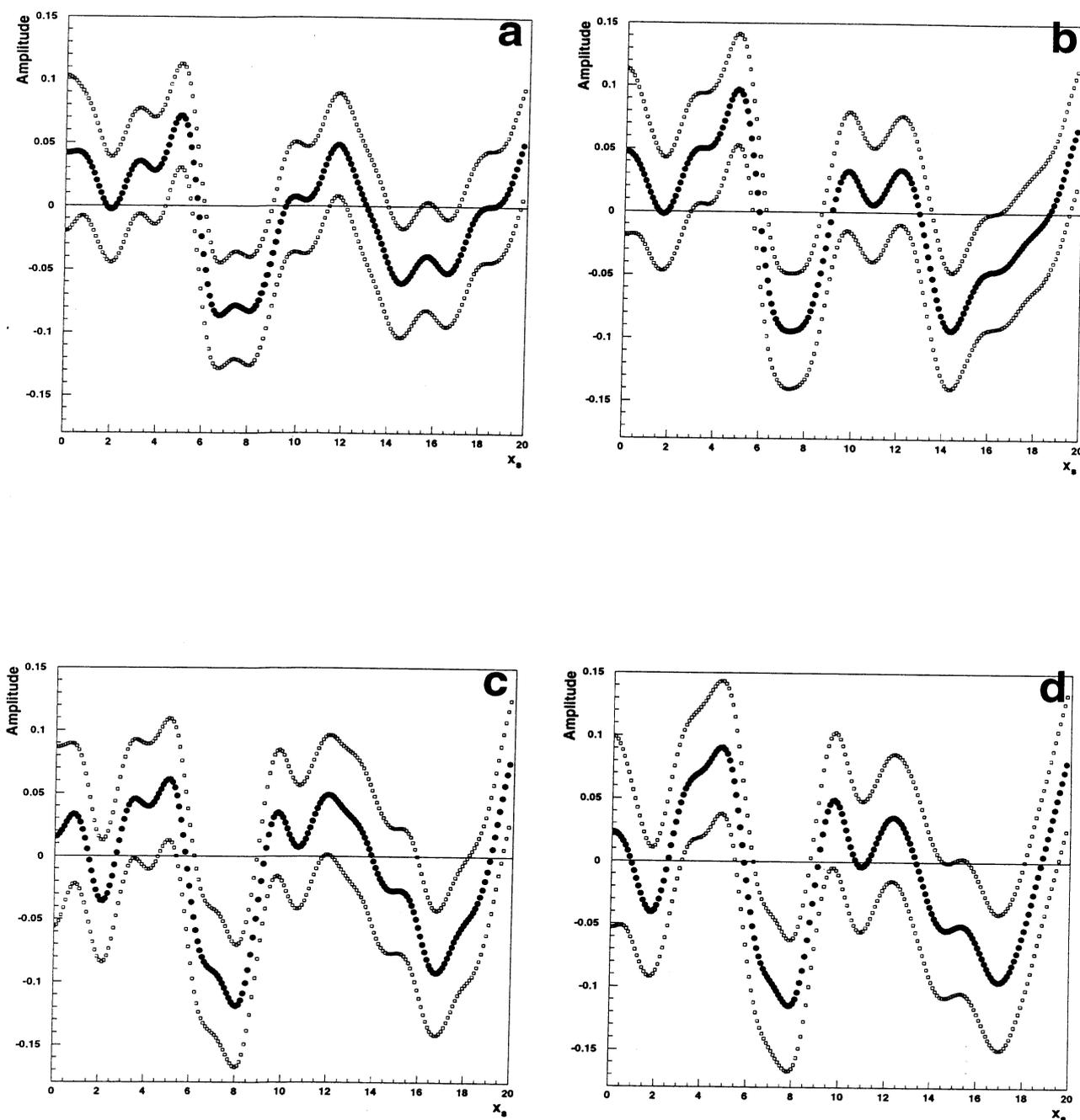


Figure V.14: Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s , dans le canal $\phi \pi$. Les points noirs représentent les événements reconstruits, les deux autres courbes représentent les limites statistiques.

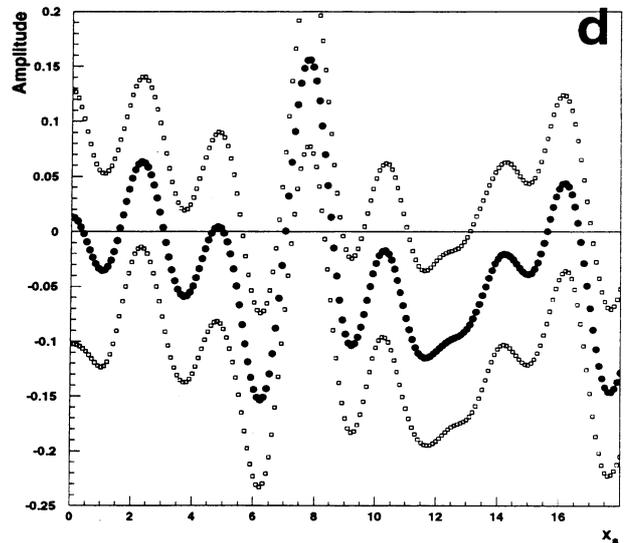
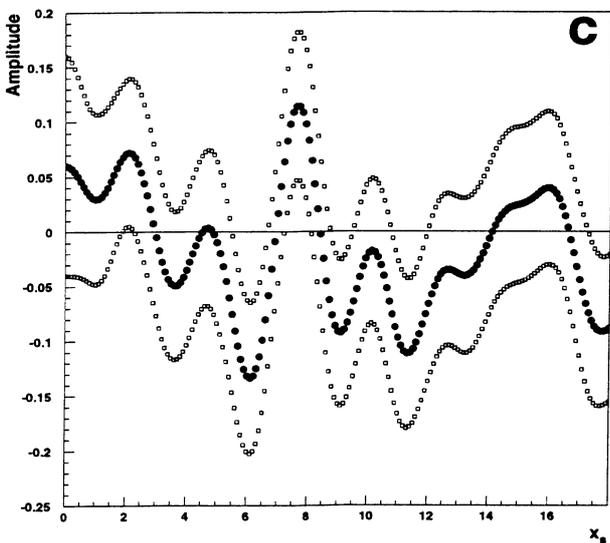
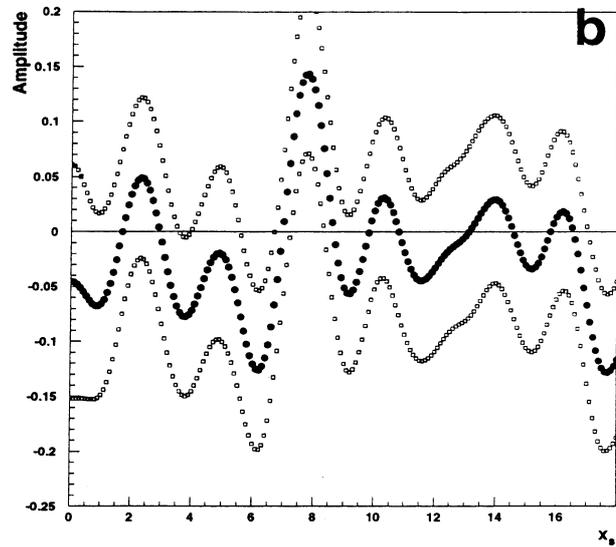
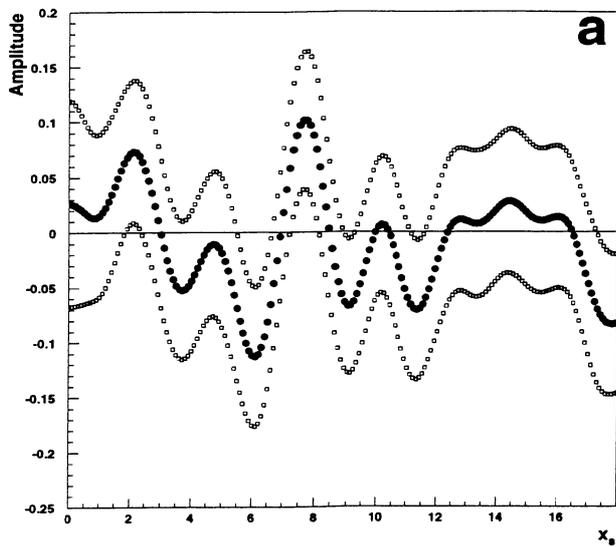


Figure V.15: Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x , dans le canal $K^{*0} K$. Les points noirs représentent les événements reconstruits, les deux autres courbes représentent les limites statistiques.

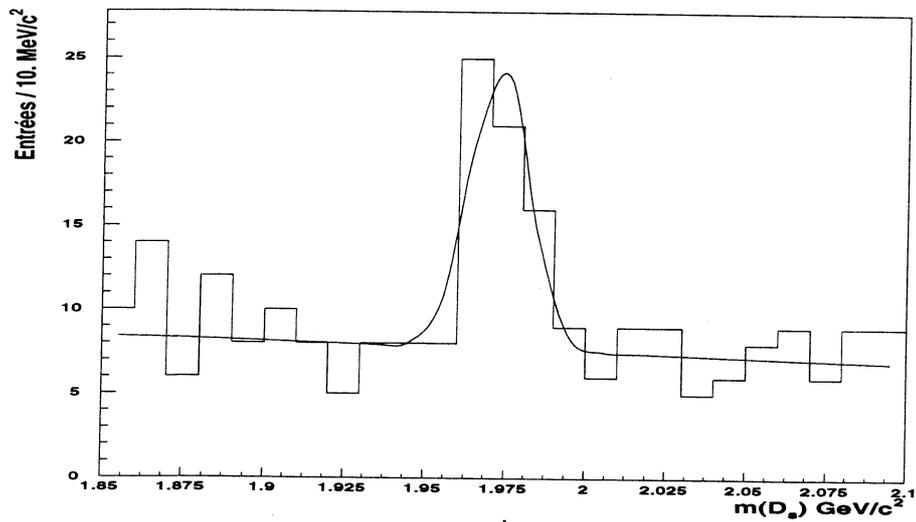
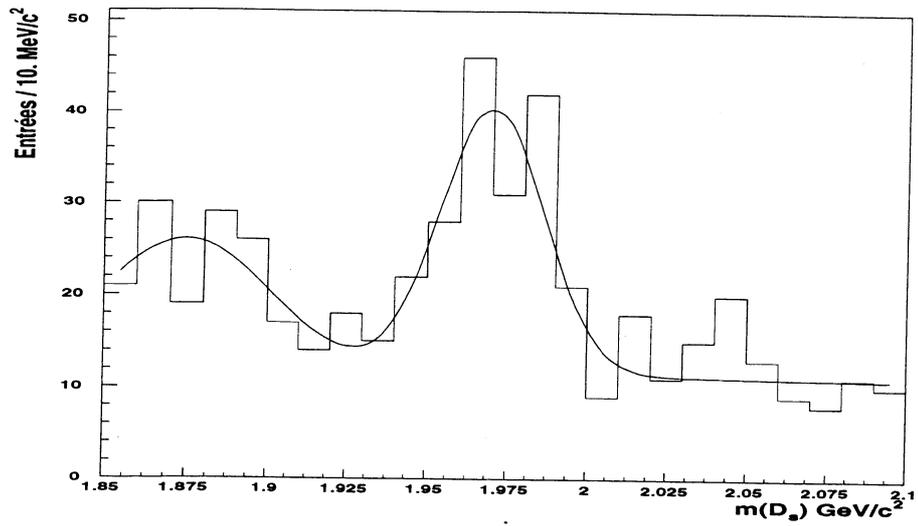


Figure V.16: Distributions de la masse invariante $\phi\pi$ (haut) et $K^{*0}K$ (bas) pour les coupures précédemment définies.

V.3.4 Définition d'une limite en x_s

V.3.4.a Longueur de décorrélation

Nous allons tout d'abord tenter de comprendre les oscillations en-dehors du minimum que l'on a observé aussi bien dans les données que dans la simulation. Pour cela, nous calculons la différence suivante : $A(x_s^2) - A(x_s^1)$ et nous estimons le σ de cette quantité. Nous raisonnons avec x_s^1 se trouvant à ± 2.0 du minimum précédemment trouvé (soit 8.0) et avec x_s^2 décrivant l'intervalle $(0, 20)$. Les distributions $\sigma(A(x_s^2) - A(x_s^1))$ sont représentées (figures V.17 et V.18) pour la simulation et les données.

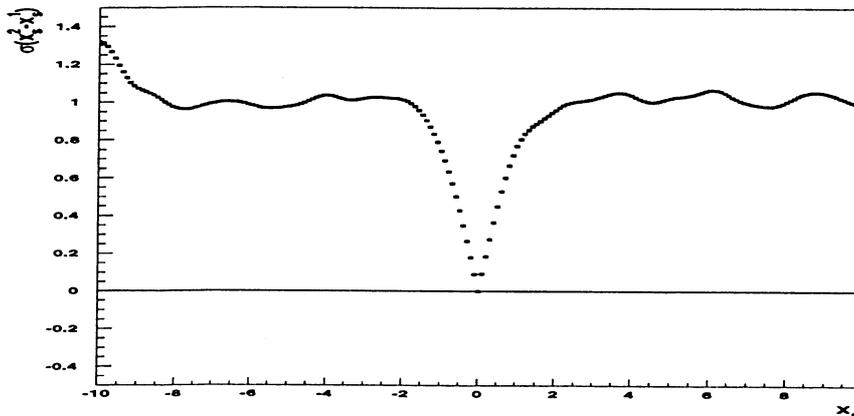
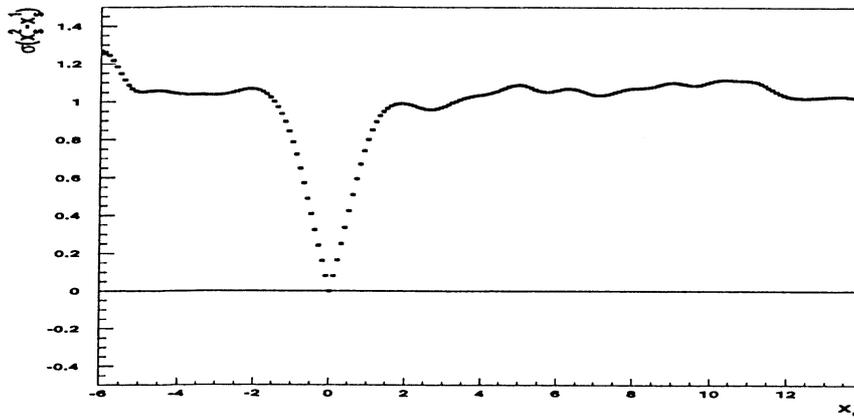


Figure V.17: Distributions de $\sigma(A(x_s^2) - A(x_s^1))$ pour la simulation pour des valeurs de x_s^1 de 6.0 (figure de gauche) et de 10.0 (figure de droite).

On constate un comportement identique pour la simulation et les données. La valeur de 1 est

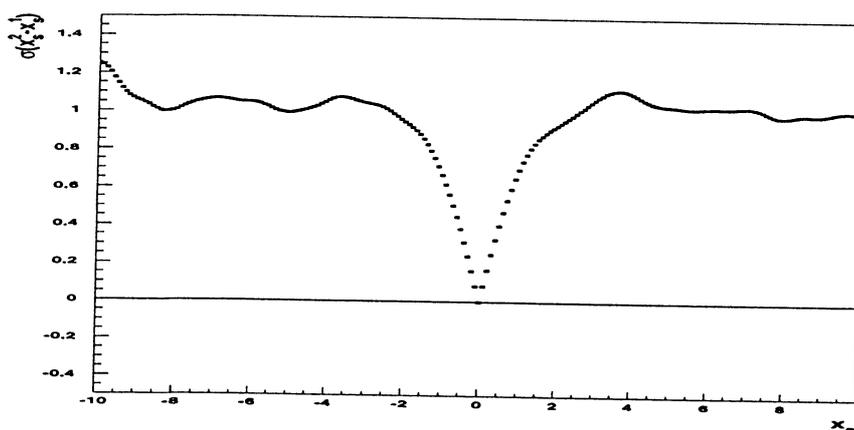
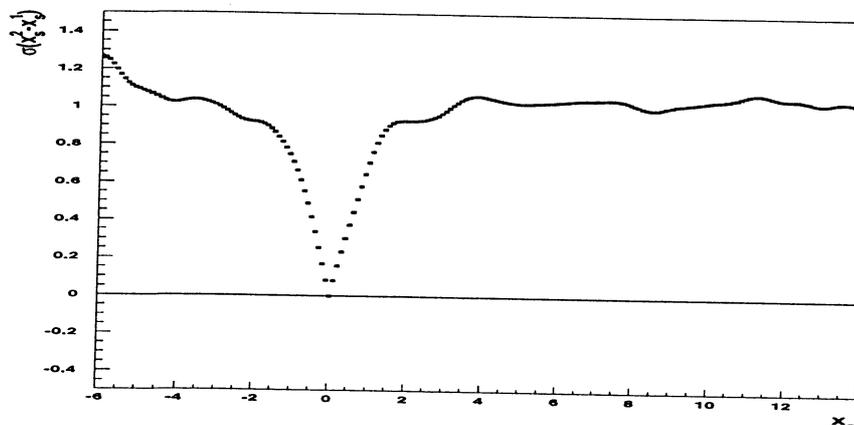


Figure V.18: Distributions de $\sigma(A(x_s^2) - A(x_s^1))$ pour les données pour des valeurs de x_s^1 de 6.0 (figures de gauche) et de 10.0 (figure de droite).

atteinte dès que la "longueur de décorrélation" est de $\pm 1.5 x_s$. On peut interpréter ce résultat en disant que les points sont pratiquement décorrélés. On verra comment ce résultat peut aussi nous servir dans la définition de la limite que nous allons effectuer maintenant.

V.3.4.b Définition d'une limite

Pour définir une limite, il nous faut raisonner sur 2 distributions : d'une part, celle obtenue par notre méthode qui nous permet d'avoir un minimum pour une valeur de x_s ; d'autre part, celle

que l'on obtiendrait si on considérait que les oscillations n'existent pas. Cela nous permet d'avoir le niveau de référence. Nous regardons ensuite à partir de quelle valeur de x_s , ces deux distributions sont à plus de 2σ l'une de l'autre. Cela nous donnera une limite inférieure sur x_s , avec 95 % de niveau de confiance.

La figure V.19 montre la distribution, pour la simulation, du rapport \mathcal{R} :

$$\mathcal{R} = \frac{A(\text{oscillation}) - A(\text{non-oscillation})}{\sigma(A(\text{oscillation}) - A(\text{non-oscillation}))}$$

La valeur 2 est dépassée pour $x_s = 8$.

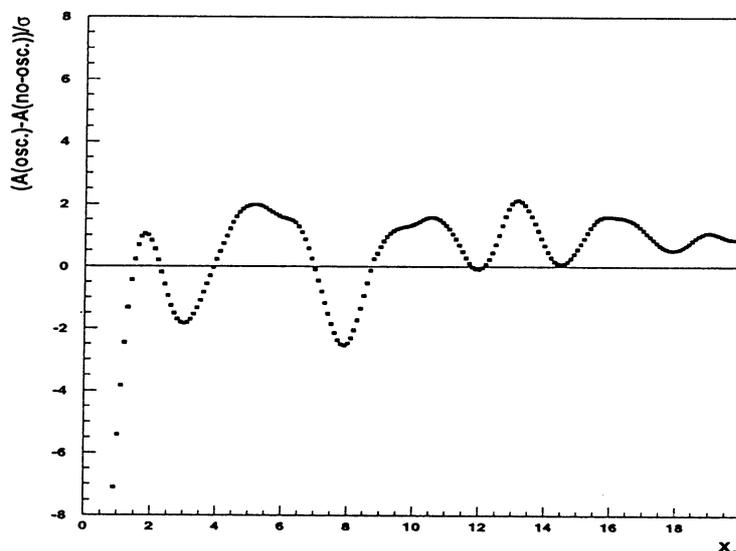


Figure V.19: Distribution du rapport \mathcal{R} en fonction de x_s , pour les 2 canaux combinés dans la simulation .

Nous avons vérifié que le lot de mésons D_s que nous utilisons pour la simulation a une composition identique à celle des données. Dans les données, nous savons que, dans le signal, il y a 57 % de mésons B_s^0 . Donc pour les rapport signal sur bruit estimés précédemment sur les données, nous avons modifié notre lot dans la simulation pour que l'on obtienne bien dans la fenêtre de masse considérée autour du pic du méson D_s la même composition. Dans les deux canaux combinés, pour les données, nous raisonnons sur un nombre total d'événements de 347 dans la fenêtre de masse, ce qui correspond à 94 B_s^0 . L'échantillon de simulation utilisée dans la distribution précédente comporte 91 B_s^0 , pour un nombre total équivalent. Il faut bien voir que le fond peut avoir une composition légèrement différente dans les deux cas. Mais dans notre méthode, seul le fait d'être ou non un B_s^0 est important.

La même distribution \mathcal{R} peut être obtenue pour les données dans les deux canaux combinés, avec le lot de coupures définies précédemment. La figure V.20 montre la distribution de \mathcal{R} en fonction de x_s . Les problèmes liés à la résolution et aux différentes étapes de reconstruction font que l'on n'obtient pas un dépassement de la valeur 2 autour de $x_s = 8.0$.

Les gros points noirs de cette figure représente les valeurs de la simulation pour différents

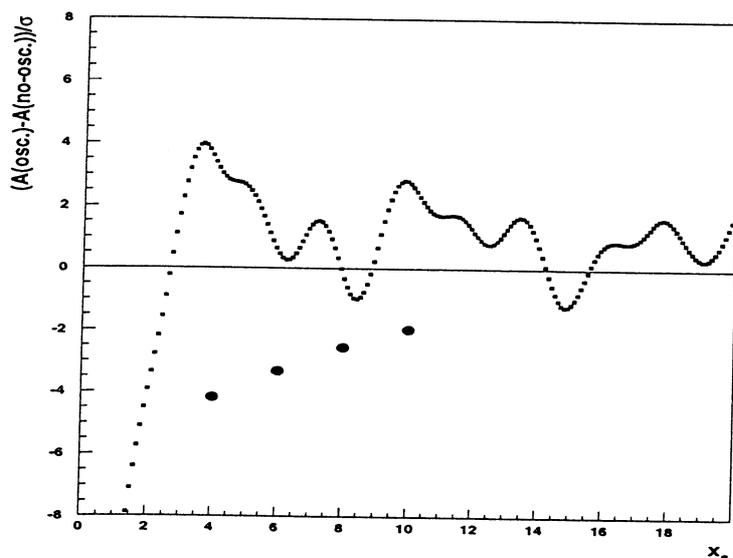


Figure V.20: Distribution du rapport \mathcal{R} en fonction de x_s , pour les deux canaux combinés dans les données.

x_s générés ($x_s = 4, 6, 8, 10$). Cela permet de voir si la distribution des données est significative ou pas. On constate sur la figure V.20 que l'on obtient 2 minima: 8.5 et 15.0 (dû à la fréquence double). La valeur de x_s à 8.5 se situe à moins de 2σ de la valeur de la simulation.

Le problème est que ce minimum se trouve à -1.1σ , ce qui n'est pas significatif, mais on ne peut pas l'exclure.

La limite que l'on peut donc mettre est: $x_s > 8.2$ (valeur extrême à 2σ de la simulation).

Il nous faut quand même tenter de comprendre quelles sont les autres oscillations que l'on observe. Elles peuvent provenir d'effets de résonance dus à la transformation de Fourier que l'on a effectué. Mais surtout il faudrait comprendre le problème de la référence qui n'est pas à 0 (sans doute un effet de statistique limitée).

Il est clair que cette valeur doit être considérée comme un résultat préliminaire ayant besoin d'une confirmation et surtout d'étude des erreurs systématiques.

V.3.4.c Comparaison données-simulation

Sur les échantillons de mésons D_s , sur lesquels nous raisonnons, nous allons voir quel accord nous avons entre les données et la simulation sur les distributions suivantes : impulsion, masse et temps de vie du hadron beau reconstruit. La figure V.21 montre ces 3 distributions.

On constate que l'on a bon accord sur les 3 distributions, même si celui-ci peut être amélioré. Pour la distribution de masse reconstruite, un pic à $5.3 \text{ GeV}/c^2$ apparaît nettement dans les données, mais il n'existe pas dans la simulation. Il pourrait s'agir de la désintégration en $D_s \pi$ ou $D_s n\pi$, qui n'a pas été mis dans la génération.

V.4 Conclusion sur les oscillations

Nous allons tout d'abord mentionner les autres résultats que l'on a à l'heure actuelle [66]. Les limites qui ont été obtenues sont assez différentes d'une expérience à une autre, mais permettent de donner une limite sur x_s à 95 % de niveau de confiance. Le tableau suivant résume ces différentes mesures :

Expériences	Méthode	Limite sur $\Delta m_s (\hbar/ps)$	f_{B_s}
ALEPH (\rightarrow 1994)	Lepton, Jet-charge	6.1	12 %
ALEPH (\rightarrow 1994)	Lepton, Lepton	5.6	12 ± 3 %
ALEPH (\rightarrow 1994)	Lepton-Kaon, Jet-charge	4.0	12 ± 3 %
DELPHI (\rightarrow 1994)	Lepton, Jet-charge	4.2	10 ± 3 %
DELPHI (\rightarrow 1994)	D_s -Lepton, Jet-charge	1.5	76 ± 10 %
OPAL (\rightarrow 1993)	Lepton, Lepton	2.2	12.0 ± 3.6 %

En réalisant une moyenne entre $f_{B_s} = 12 \pm 3$ % (mesures de $B_s \rightarrow D_s l \nu X$) et $f_{B_s} = 9.3 \pm 2.2$ % (mesures de χ), on obtient une valeur de 10 ± 2 %. Cela a permis de donner une limite à Δm_{B_s} à 95 % de niveau de confiance :

$$\Delta m_{B_s} > 5.6 \hbar/ps \text{ ou } x_s > 8.4$$

Si on raisonne avec un temps de vie des mésons B_s^0 de 1.60 ps comme celui que nous avons utilisé dans notre méthode, on obtient une limite sur x_s de 9.0.

On peut aussi utiliser d'autres résultats, qui ne portent pas directement sur x_s , mais en permettent une estimation. [66] donne les 2 paramètres suivants :

$$|V_{ts} / V_{td}| > 2.7$$

$$x_d = 0.73 \pm 0.04$$

Comme $x_s/x_d \simeq |V_{ts} / V_{td}|^2$, on peut atteindre x_s :

$$x_s > 5.3 \text{ ou } \Delta m_{B_s} > 3.3 \hbar/ps$$

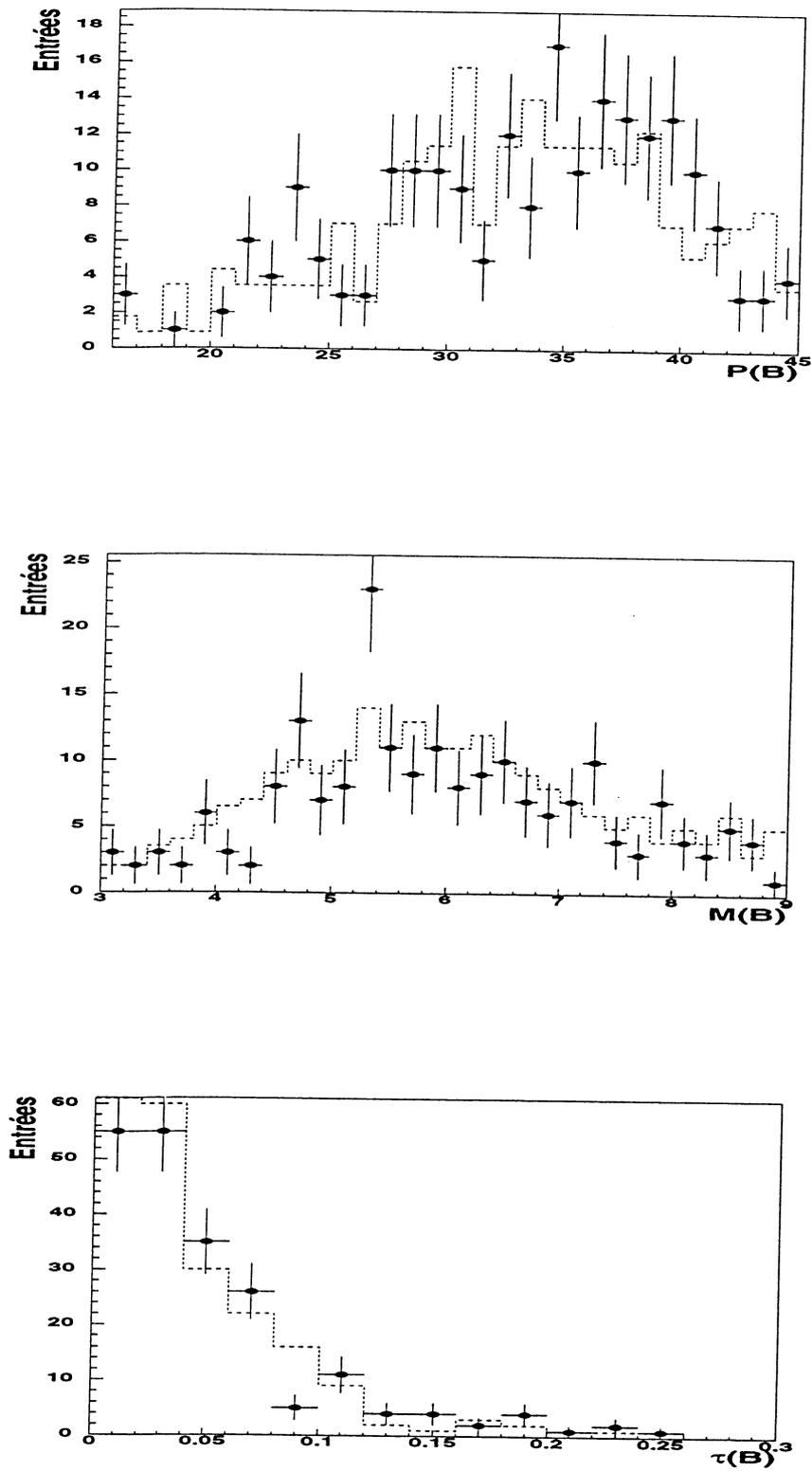


Figure V.21: Distributions de l'impulsion, de la masse et du temps de vie du méson beau reconstruit. Les points représentent les données et l'histogramme en pointillés la simulation.

On peut aussi citer la dernière valeur de l'expérience ALEPH [64] qui, avec une méthode en $D_s - lepton$ a obtenu la limite suivante :

$$x_s > 10.6 \quad \text{ou} \quad \Delta m_{B_s} > 6.6 \hbar/ps$$

Cette limite est le résultat de la combinaison de tous les canaux de désintégration étudiés dans cette expérience et cela représente 277 événements $D_s - lepton$.

Notre estimation de la valeur de $x_s > 8.2$ dans nos canaux de désintégration nous donne :

$$\Delta m_{B_s} > 5.1 \hbar/ps$$

Cette limite est à considérer avec précaution. Beaucoup de travail reste à faire pour mieux comprendre la méthode de transformée de Fourier et ses implications sur le fond par exemple.

Conclusion

L'étude des 2 700 000 désintégrations hadroniques du Z^0 sélectionnées dans les données accumulées par le détecteur DELPHI entre les années 1992 et 1994, nous a permis de mesurer la valeur du taux de production du méson D_s , dans trois modes de désintégration, du temps de vie du méson B_s^0 et d'estimer le paramètre x_s , des oscillations temporelles de ce dernier méson.

En utilisant ces événements et aussi les propriétés d'identification des différents sous-détecteurs de DELPHI, on a mesuré la valeur suivante :

$$f(Z^0 \rightarrow D_s(\phi\pi)X) = (9.69 \pm 0.83(stat.) \pm 0.60(syst.) \pm 1.11(bran.)) \%$$

La première erreur est statistique, la deuxième est due aux systématiques et la troisième provient des différents rapports d'embranchement utilisés dans ce mode de désintégration.

De même, nous avons pu mesuré les 2 rapports suivants :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)} = 0.814 \pm 0.139(stat) \pm 0.113(syst)$$

$$\frac{Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)} = 0.335 \pm 0.091(stat) \pm 0.108(syst)$$

La précision sur ces 2 rapports a, comme contribution importante, l'erreur systématique dont la principale composante provient de la détermination des efficacités d'identification. Il semble possible en prenant en compte toute la statistique disponible (années 1991 et 1995 comprises) de diminuer, à la fois, l'erreur statistique et l'erreur due à l'identification.

Ces résultats vont dans le même sens que ceux obtenus par d'autres collaborations et dont les moyennes pondérées sont :

$$\frac{Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)} = 0.92 \pm 0.09$$

$$\frac{Br(D_s \rightarrow \pi\pi\pi)}{Br(D_s \rightarrow \phi\pi)} = 0.29 \pm 0.09$$

Pour la mesure du temps de vie du méson B_s^0 , nous avons utilisé les lots de mésons D_s à notre disposition, en employant une méthode d'ajustement de la distribution du nombre de ces mésons se désintégrant dans un intervalle de longueur de vol donné. Nous avons pu ainsi obtenir le temps de vie suivant, en combinant les modes $\phi\pi$ et $K^{*0} K$:

$$\tau_{B_s^0} = (1.602 \pm 0.261(stat.) \pm \frac{0.163}{0.153}(syst.)) ps$$

Nous sommes largement dominés par l'erreur statistique. Il convient donc, maintenant, d'ajouter tous les autres canaux de désintégration du méson D_s , susceptibles de nous apporter des signaux exploitables, comme, par exemple, $\pi\pi\pi$ ou $K^0 K$. Pour les erreurs systématiques, la contribution principale vient des paramétrisations des impulsions du méson D_s provenant d'une paire $b\bar{b}$. Il apparaît donc nécessaire d'augmenter la statistique Monte-Carlo, sur laquelle nous travaillons, pour pouvoir se dégager de cet inconvénient, qui est un problème seulement lié à la statistique et pas à un biais de méthode.

Le résultat obtenu est tout à fait en accord avec celui présenté lors de la conférence internationale de physique des particules à Bruxelles en 1995 :

$$\tau_{B_s^0} = (1.58 \pm 0.10) ps$$

Le dernier aspect abordé dans cette étude était une estimation du paramètre x_s , caractérisant les oscillations temporelles du méson B_s^0 . La méthode employée, de "visualisation directe", est différente de celles habituellement utilisées. Nous effectuons une transformée de Fourier pour étudier les oscillations. Cette méthode est encore à une étape préliminaire et la limite que nous pouvons mettre sur le paramètre Δm_s , des oscillations temporelles du méson B_s^0 , est :

$$\Delta m_{B_s} > 5.1 \hbar/ps$$

Ce résultat doit être utilisé avec précaution car la méthode que nous avons développée pour l'obtenir, n'est pas encore totalement maîtrisée. Il serait nécessaire de pouvoir raisonner sur une statistique plus grande pour voir si des effets statistiques n'ont pas lieu. Des études doivent donc être encore poursuivies dans ce domaine.

Annexe A

Etude de la résolution dans les données.

Nous nous proposons d'étudier la différence existant entre les données et la simulation pour en extraire la valeur de la résolution nécessaire aux calculs de temps de vie du chapitre IV. Pour cela, nous raisonnons sur les paramètres d'impact des traces sélectionnées.

Cette étude est en fait un complément à [65]. Afin d'ajuster l'erreur sur les paramètres d'impact des traces chargées dans la simulation et dans les données, nous avons étudié les distributions de paramètre d'impact des traces issues du vertex primaire par rapport au vertex principal des événements reconstruits.

A.1 Sélection des événements et des traces.

Une première sélection est celle des événements hadroniques, l'étude ayant pour but la mesure de la résolution des traces issues de désintégrations $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Pour cela, nous appliquons les critères suivants :

- Au-moins 5 traces chargées.
- plus de 12 % de l'énergie de collision reconstruite en particules chargées.

Afin de rejeter les événements $e^+ e^- \rightarrow b\bar{b}$, une coupure sur l'étiquetage du b est également $P_b > 0.1$, où P_b est la probabilité pour que l'ensemble des traces de vol positif (c'est-à-dire dont le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire suivant l'axe du jet est positif) soit issu du vertex primaire. Cette probabilité est très fortement piquée vers 0 pour les événements $e^+ e^- \rightarrow b\bar{b}$.

Finalement, nous avons sélectionné les traces ayant :

- $P \geq 0.2 \text{ GeV}/c$.

- Au-moins 1 point VD .
- $\Delta E/E \leq 10 \%$.
- $|\cos\theta| \leq 0.93$.

Les paramètres d'impact $I_{R\phi}$ et I_z de chacune des traces est calculé par rapport au vertex primaire reconstruit sans cette trace. On requiert alors :

- $|I_{R\phi}| \leq 0.5 \text{ cm}$,
- $|I_z| \leq 2. \text{ cm}$,
- $|I_{R\phi}| / \delta I_{R\phi} \leq 10$,
- $I_{R\phi}^{vol} \leq 0$,

où $I_{R\phi}^{vol}$ est le paramètre d'impact signé de la trace suivant l'axe du jet auquel appartient cette trace.

Après ces sélections, la composition de l'échantillon de traces est la suivante dans la simulation :

- 96 % sont issues du vertex primaire,
- 3.8 % sont issues de vertex secondaire,
- 0.2 % n'ont pas d'association Monte-Carlo.

Ce lot très pur en traces issues du vertex primaire nous a permis d'étudier les points suivants :

- La comparaison des distributions de paramètre d'impact entre la simulation et les données. Un désaccord trop important entrainerait une différence significative entre les résolutions de reconstruction de vertex secondaire dans la simulation et les données. Nous ajusterons donc la largeur de la distribution Monte-Carlo à celle des données.
- L'étude de la distribution $|I_{R\phi}| / \delta I_{R\phi}$, où $\delta I_{R\phi}$ est l'erreur sur le paramètre $I_{R\phi}$ calculé lors de l'ajustement de la trace, nous a permis de recalibrer ces erreurs. En effet, cette distribution doit être gaussienne, centrée sur 0 et de largeur 1.

A.2 Etude sur les données 1994

La correction des paramètres d'impact et des erreurs a été mise au point pour la reconstruction des données version 94B2. Malheureusement, notre analyse est basée sur les données de la première reconstruction (version 94B1). Nous allons donc comparer nos résultats aux résultats officiels sur 94B2 afin de valider notre méthode. Analogiquement aux travaux officiels, nous étudions la distribution de paramètre d'impact en $R\phi$ qui peut se paramétrer par :

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \exp -\frac{d^2}{2\sigma^2}$$

où $\sigma^2 = \sigma_{obs}^2 + \sigma_{VP}^2$, σ_{VP}^2 est l'erreur due au vertex primaire et $\sigma_{obs}^2 = a^2 + \frac{b^2}{p^2 \sin(\theta)^3}$. Le premier terme de σ_{obs}^2 reflète la résolution intrinsèque du détecteur, le second représente l'influence de la diffusion multiple dans la matière.

Comme on peut le voir sur la figure A.1 les distributions de paramètre d'impact sans aucune correction semblent être en bon accord. En réalité, des désaccords existent dans le calcul des erreurs.

Nous allons appliquer maintenant les corrections sur les distributions $|I_{R\phi}| / \delta I_{R\phi}$ selon la méthode présentée dans la section précédente. Les figures A.2 et A.3 représentent ces distributions avant et après correction pour la version 94B1.

L'application des corrections a donc permis une amélioration très nette de l'accord données-simulation. Il nous faut maintenant estimer la résolution sur la longueur de vol pour nos échantillons de mésons D_s .

A.3 Résolution sur la longueur de vol.

Nous allons raisonner sur les traces qui définissent nos lots de mésons D_s avec une proportion de mésons D_s venant de paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ identique à celle du chapitre IV.

Les figures A.4, A.5, A.6 et A.7 montrent les distributions de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie avant correction, après correction officielle, après nos corrections sur 94B2 et enfin après nos corrections sur 94B1.

Les résolutions sont alors les suivantes : $354\mu m$, $417\mu m$, $411\mu m$ et $410\mu m$. On peut remarquer que nos corrections n'entraînent pratiquement aucun biais par rapport à la méthode officielle, puisque les résolutions trouvées pour 94B2 sont les mêmes dans les deux cas. La résolution sur la longueur de vol pour les données 94B1 est donc de $410\mu m$. L'erreur est de $410 - 354 = 56\mu m$, ce qui représente la différence entre la simulation brute et la simulation corrigée.

Distribution de parametre d impact 94B2

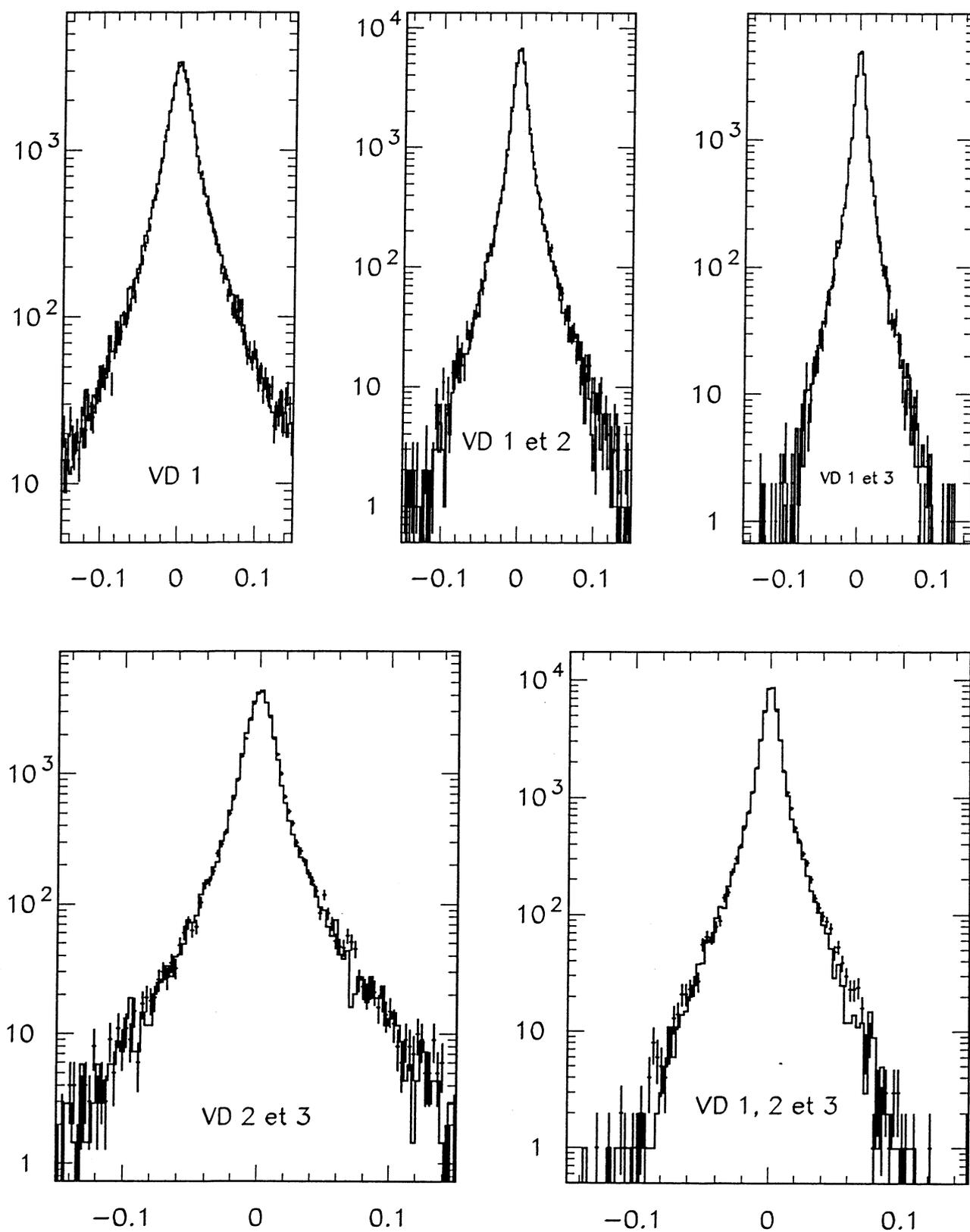


Figure A.1: Distributions du paramètre d'impact pour le processing 94B1 selon les couches du microvertex touchées. L'histogramme représente la simulation et les points les données.

Significiance avant correction 94B1

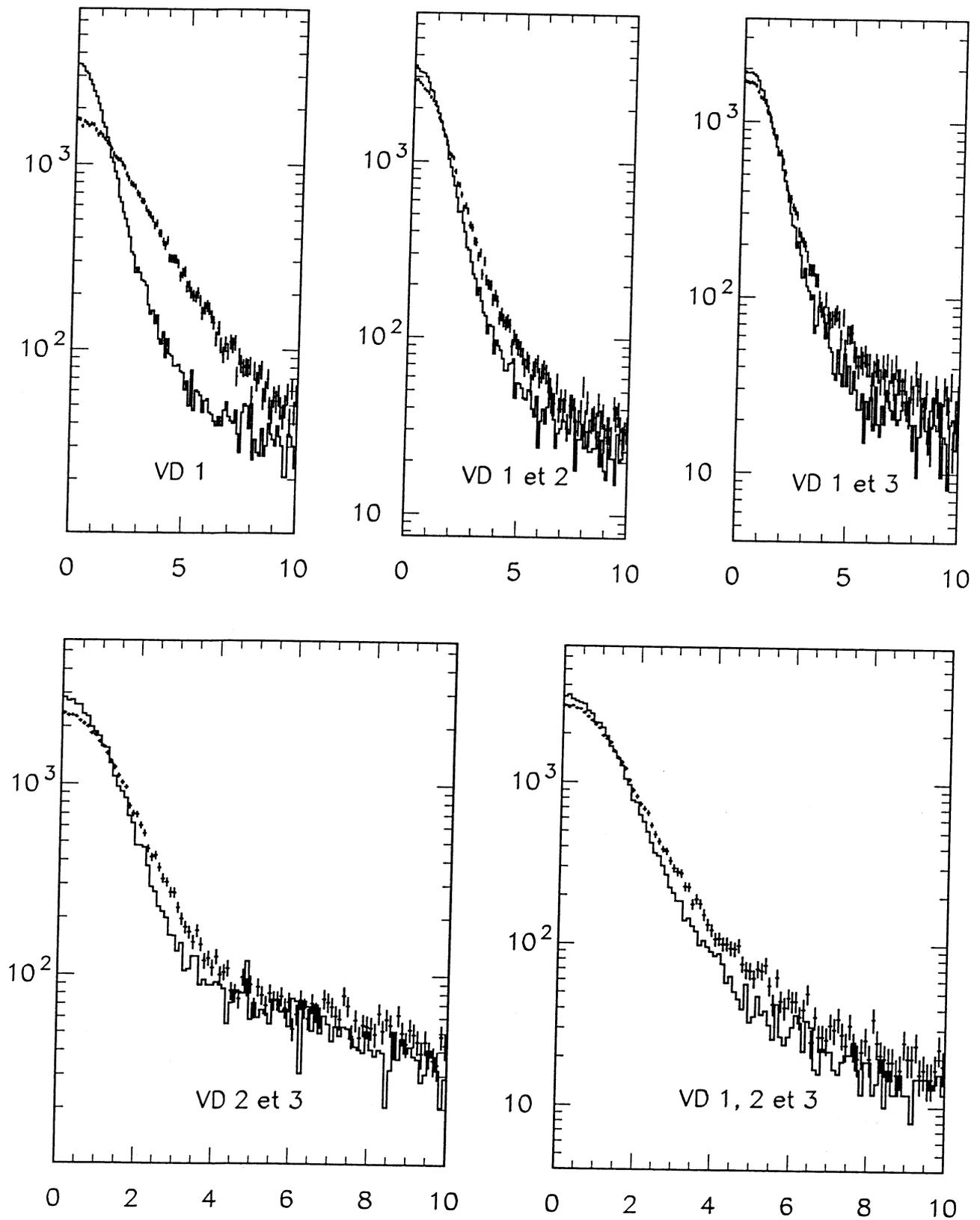


Figure A.2: Distributions de la significiance avant correction des erreurs. L'histogramme représente la simulation et les points les donnés.

Significiance apres correction des erreurs 94B1

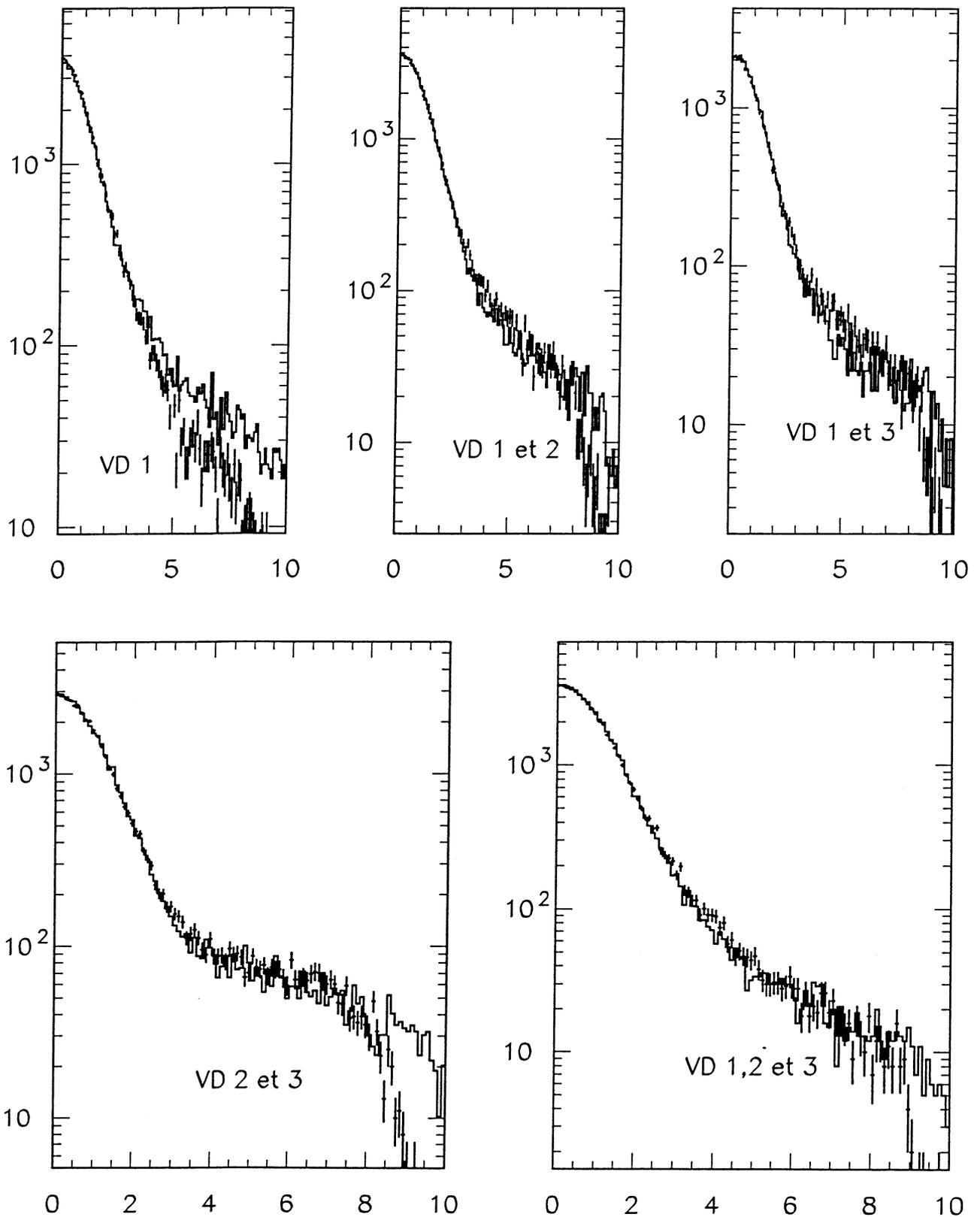


Figure A.3: Distributions de la significiance après correction des erreurs. L'histogramme représente la simulation et les points les données.

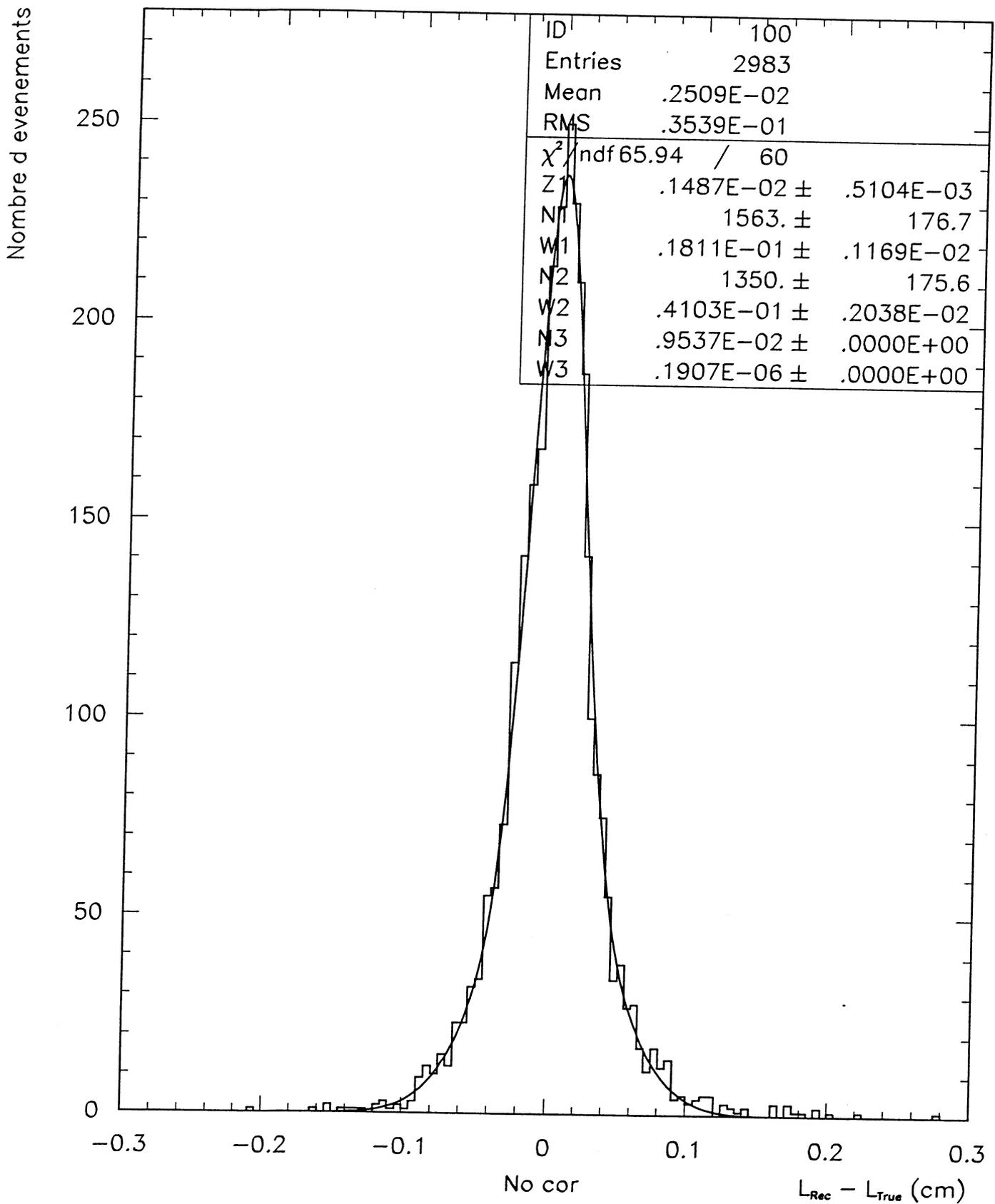


Figure A.4: Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie avant correction.

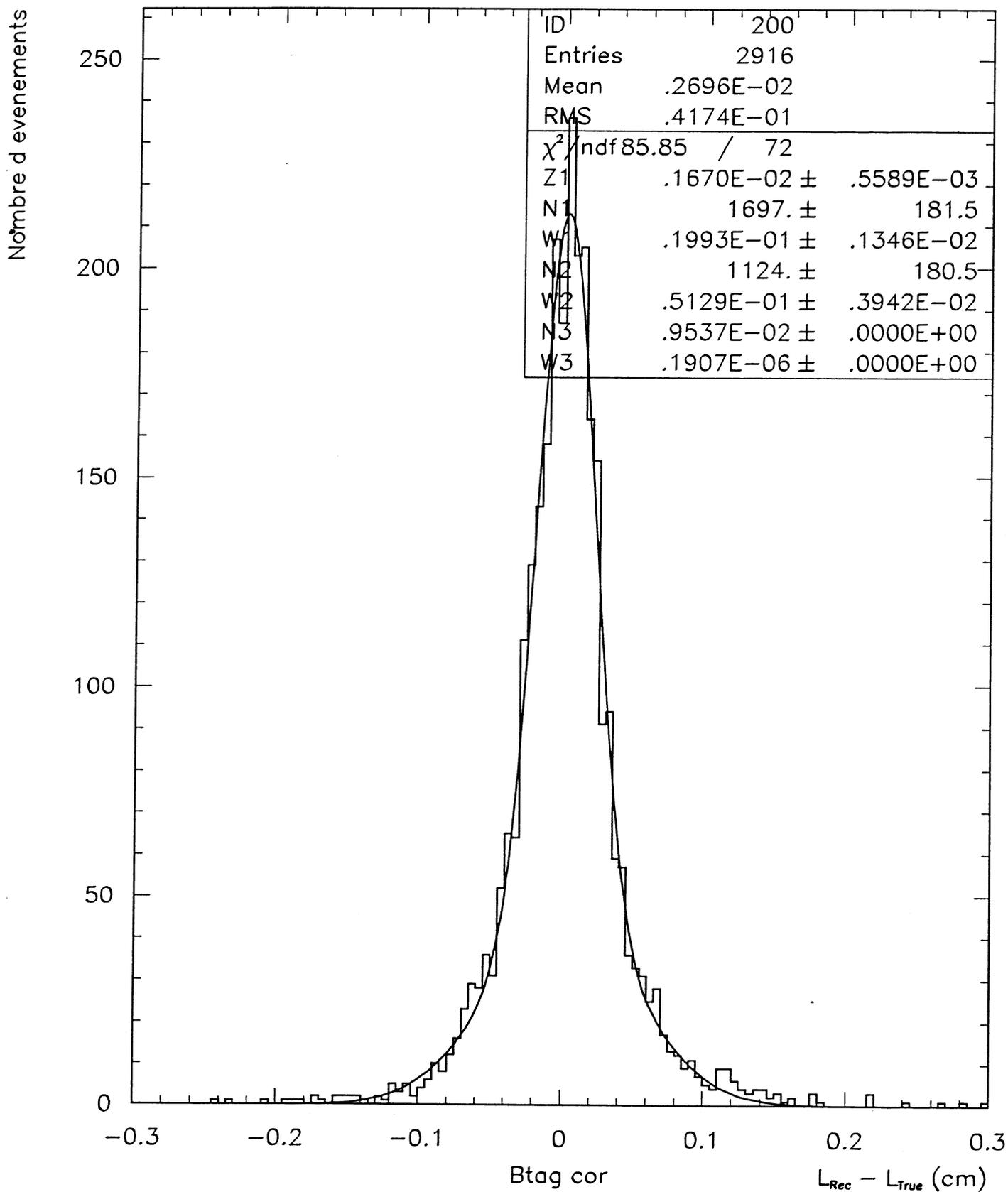


Figure A.5: Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie après correction officielle.

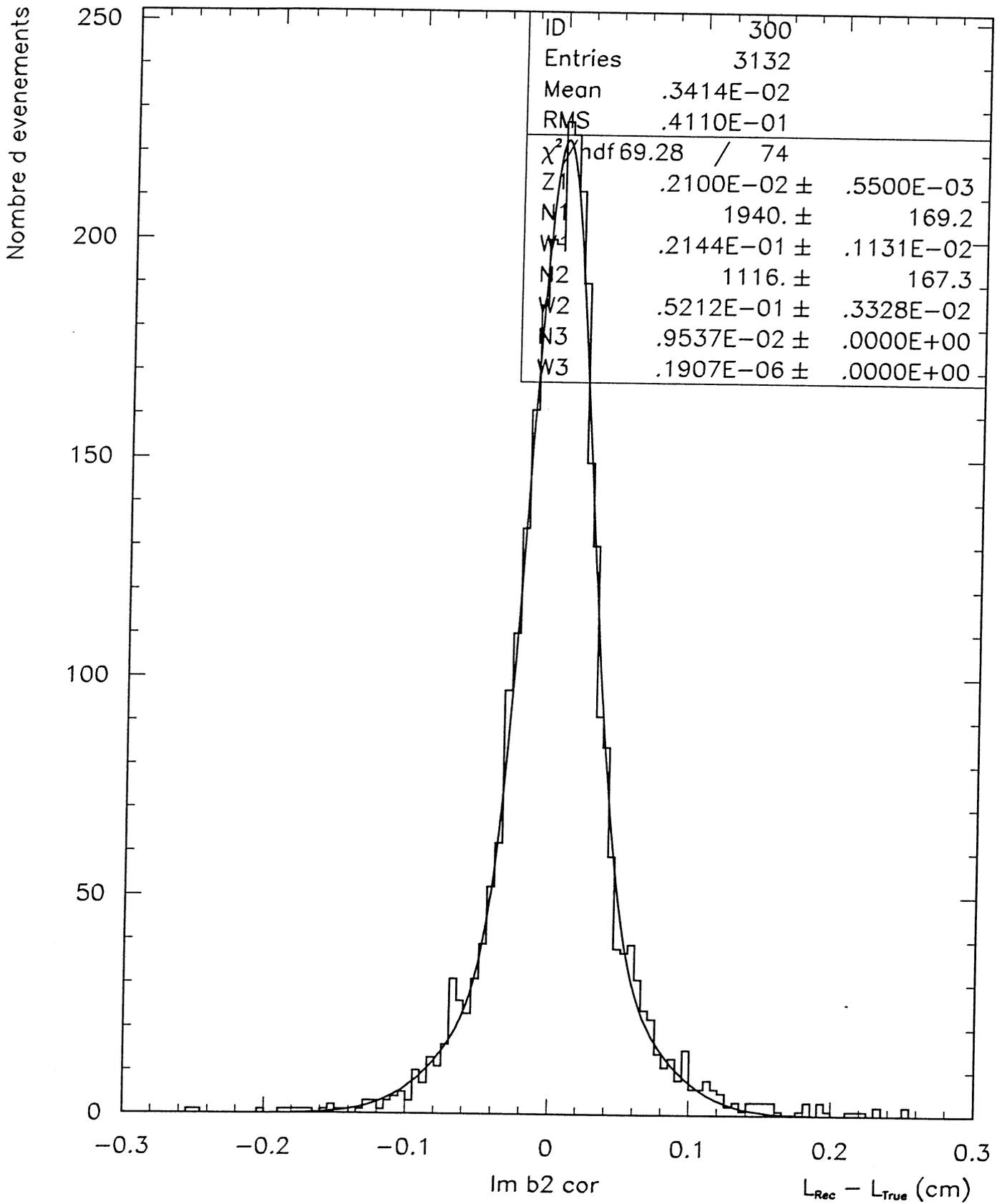


Figure A.6: Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie après correction sur 94B2 .

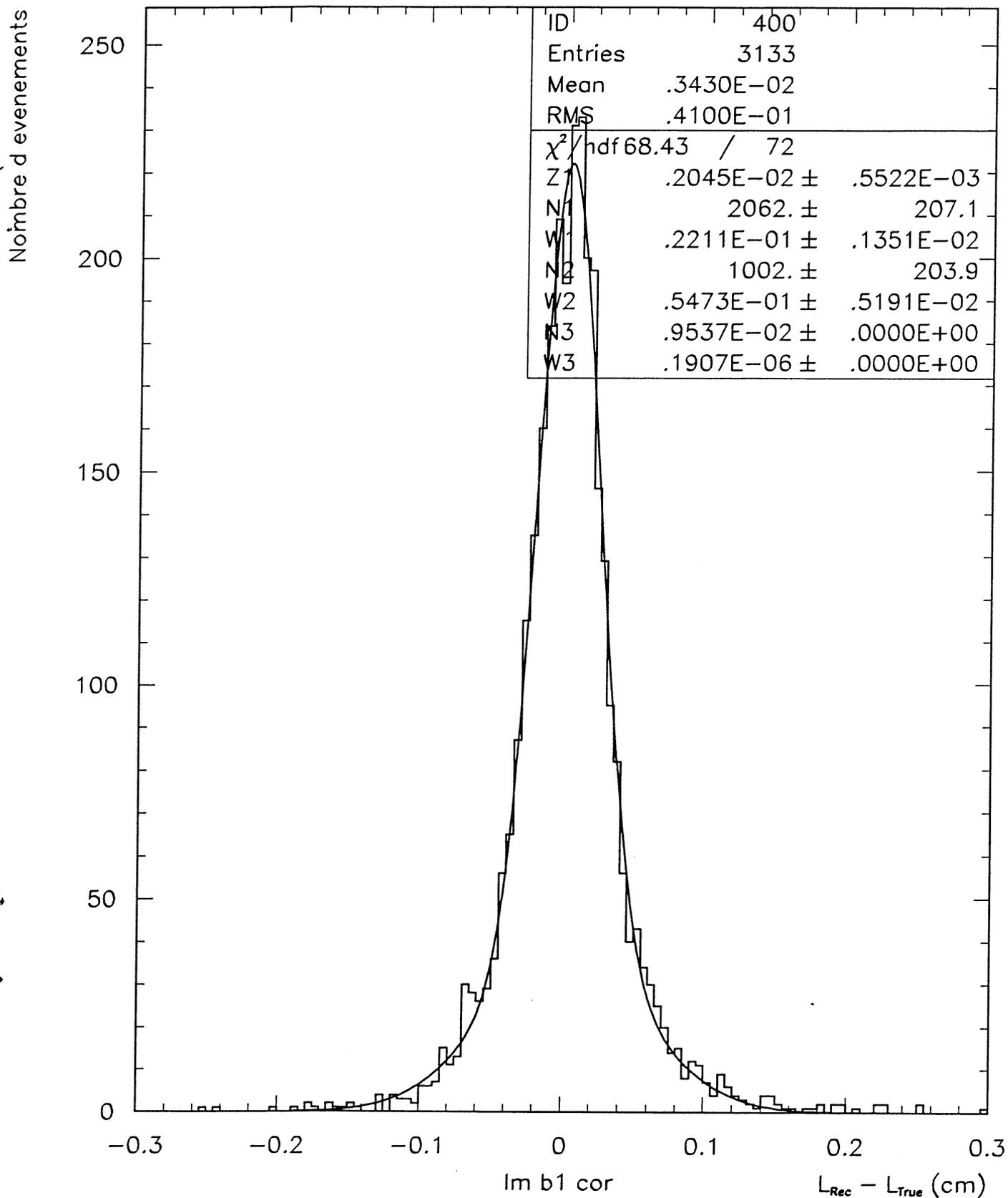


Figure A.7: Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie après correction sur 94B1.

Nous utiliserons donc une résolution sur les longueurs de vol dans nos échantillons de mésons D_s , pour l'estimation du temps de vie, une valeur de $410 \pm 56 \mu m$.

Annexe B

Probabilité de fragmentation d'un quark c ou b en un méson D_s

La probabilité de fragmentation d'un quark c ou b en un méson D_s va être mesurée dans les 2 modes de désintégration $\phi \pi$ et $K^{*0} K$. Cette mesure [67] est basée sur la différence des spectres d'impulsion entre les mésons D_s provenant directement de la fragmentation d'un quark c et de ceux produits par les hadrons beaux (indirectement par un quark b). Nous noterons $P(c \rightarrow D_s)$ et $P(b \rightarrow D_s)$, ces probabilités de fragmentation.

Pour améliorer les signaux de D_s dans les 2 canaux, nous allons tout d'abord renforcer les coupures d'identification en demandant que, dans le premier canal, les deux kaons soient incompatibles avec une hypothèse pion et que, dans le second canal, ils satisfassent des critères très stricts sur le RICH et la TPC. On a pu alors montrer qu'il n'y avait plus de contamination par les mésons D dans ces signaux. Nous avons, de plus, dans le canal $K^{*0} K$, couper de manière plus serrée sur la masse du K^{*0} ($0.86 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{K^{*0}} \leq 0.92 \text{ GeV}/c^2$). La figure B.1 indique les distributions de masse invariante obtenue avec ces coupures.

Les nombres d'événements sont respectivement de 421 ± 42 et de 231 ± 33 dans les deux modes.

Pour estimer la contribution du charme dans ces signaux, nous raisonnons sur la simulation dont nous disposons. Dans la simulation, le modèle des cordes "Lund" est utilisé pour décrire la fragmentation des quarks lourds par une fonction de Peterson (définie au chapitre II) :

$$D_q(z) \propto \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z}\right)^2}$$

Les valeurs de ϵ_c et ϵ_b utilisées dans la simulation ont été prises pour reproduire la fraction d'énergie moyenne des hadrons charmés et beaux à l'énergie du LEP [68] [69]:

$$\langle X_c(B) \rangle = 0.702 \pm 0.008 \quad , \quad \langle X_c(D^*) \rangle_c = 0.492 \pm 0.007 \pm 0.008(\text{mod.})$$

Cela produit un comportement différent de l'impulsion du D_s selon sa provenance, comme le montre la figure B.2 pour le canal $\phi \pi$ et après application de nos coupures de sélection. Cette

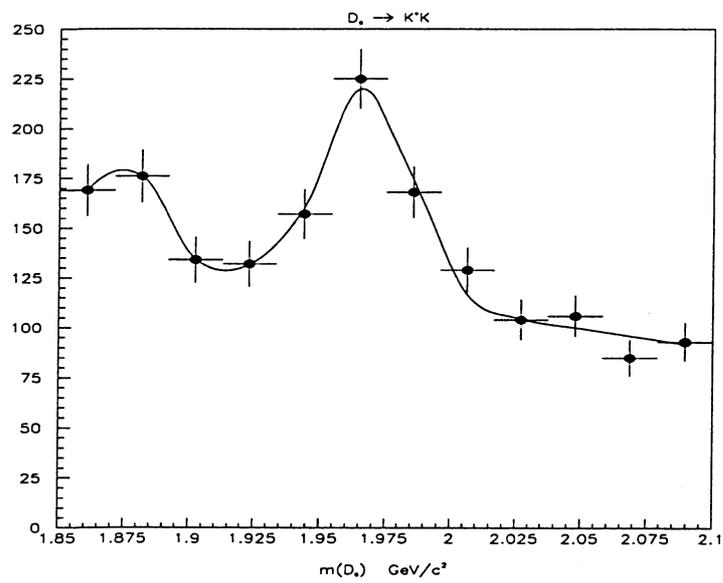
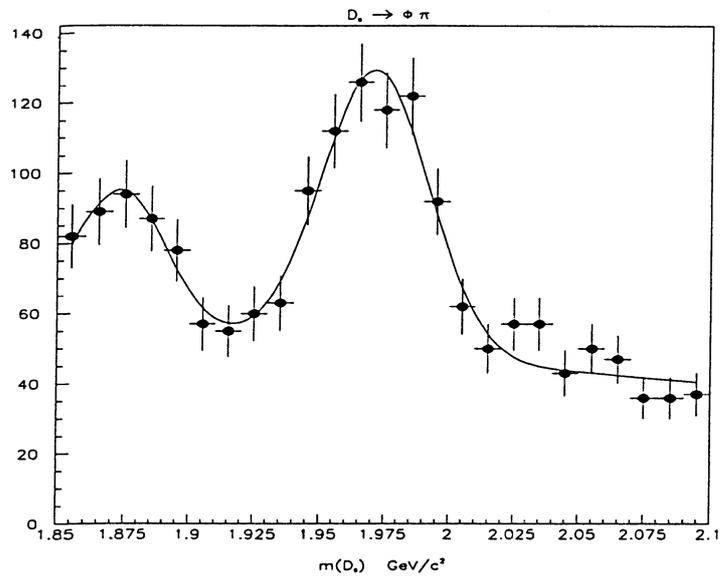


Figure B.1: Distributions de masse du méson D_s , dans les canaux $\phi \pi$ et $K^{*0} K$

différence de comportement sera utilisée pour séparer les contributions de chaque catégorie dans notre lot de mésons D_s , obtenus sur les données.

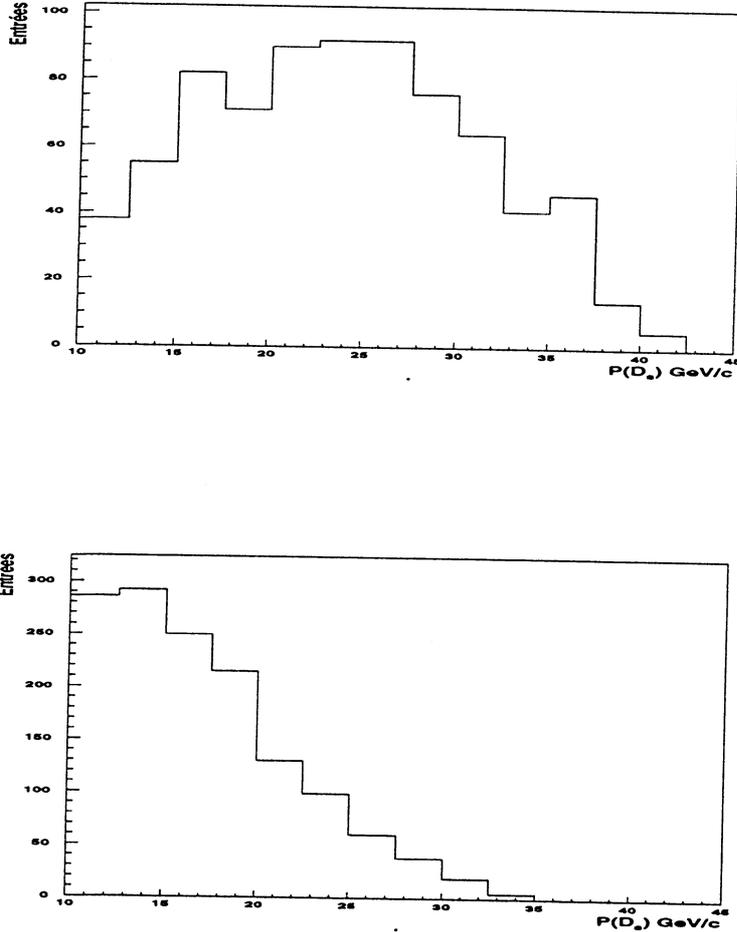
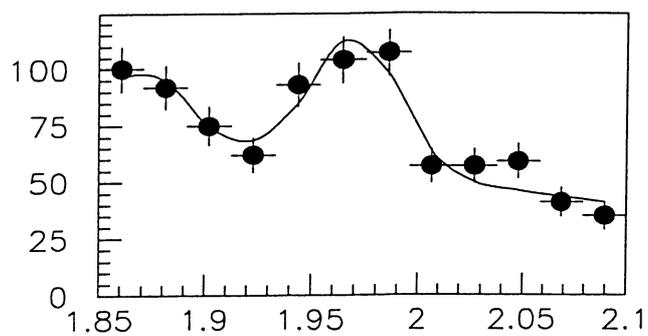


Figure B.2: Distributions de l'impulsion du méson D_s à partir de l'hadronisation de paires $c\bar{c}$ (figure du haut) et $b\bar{b}$ (figure du bas).

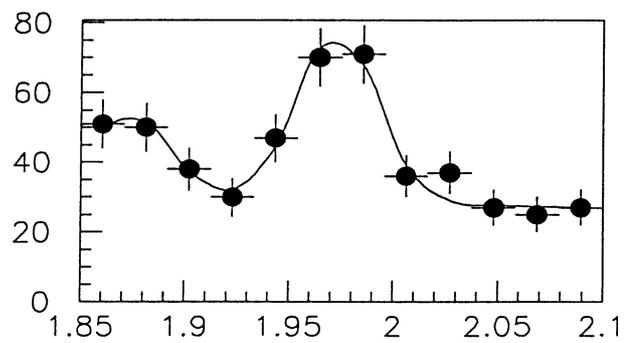
La détermination, que nous allons effectuer, de la probabilité de fragmentation du quark c ou b en mésons D_s , est basée sur les distributions d'impulsion de ces mésons. Nous définissons 5 (4) intervalles d'impulsion dans le canal $\phi \pi$ ($K^{*0} K$). Dans chaque intervalle, le nombre de mésons D_s est évalué à partir de la distribution de masse associée au système $\phi \pi$ ($K^{*0} K$). La distribution observée de l'impulsion (figures B.3 et B.4) est alors comparée aux prédictions, avec le nombre total de D_s provenant de l'hadronisation du quark c , $N(D_s^c)$, comme paramètre libre de la façon suivante :

$$N(D_s)_i = \alpha_i N(D_s^c) + \beta_i (N(D_s) - N(D_s^c))$$

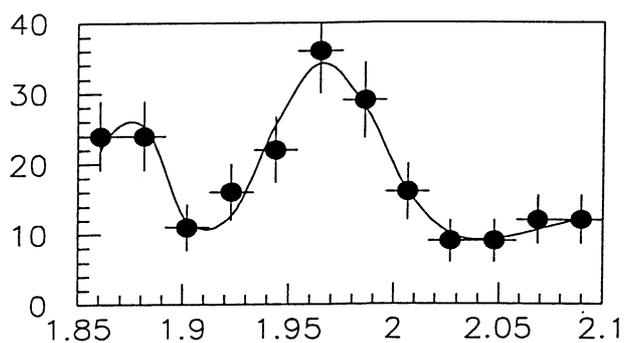
où les coefficients α_i et β_i représentent les poids de chaque intervalle dans les distributions d'impulsion $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ du D_s , et sont obtenus à partir de la simulation.



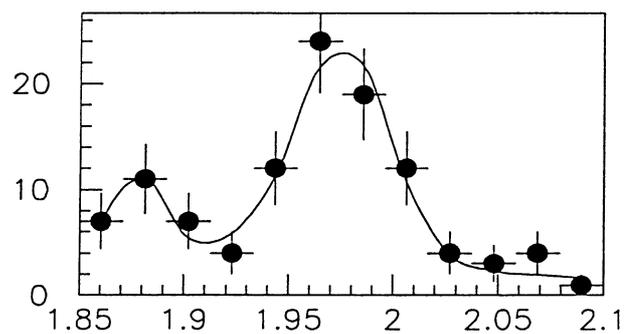
$10 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 15 \text{ GeV}/c$



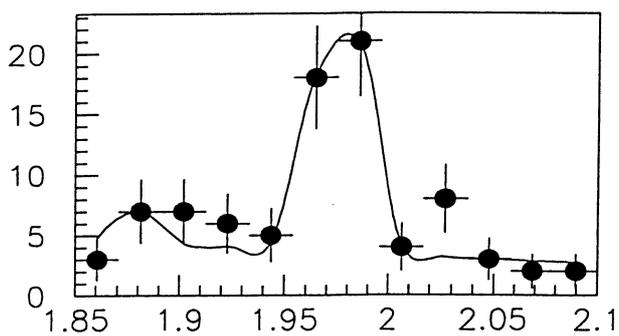
$15 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 20 \text{ GeV}/c$



$20 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 25 \text{ GeV}/c$

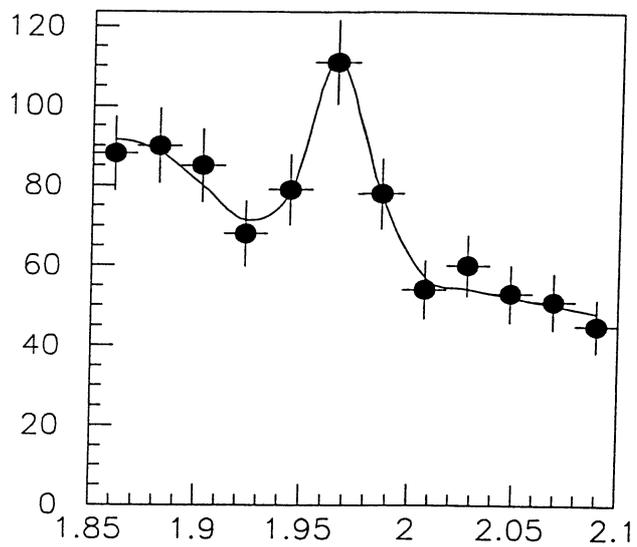


$25 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 30 \text{ GeV}/c$

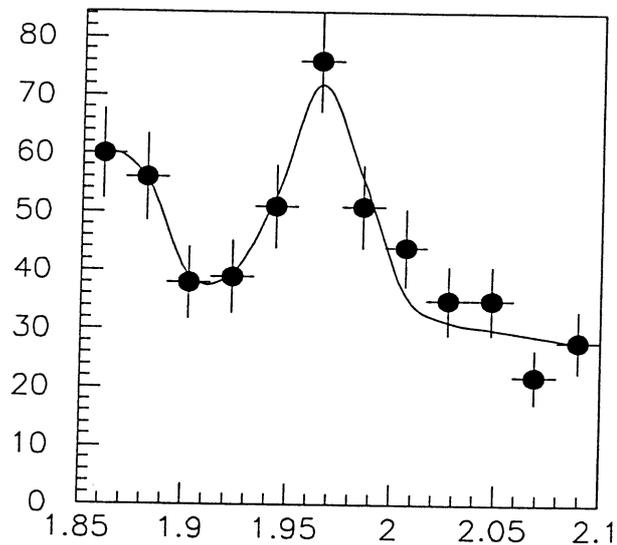


$30 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 45 \text{ GeV}/c$

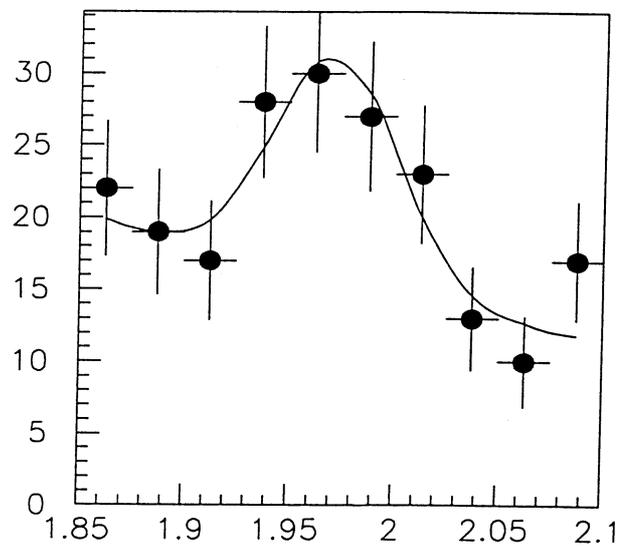
Figure B.3: Distribution de masse du méson D_s , dans le canal $\phi \pi$ par intervalle d'impulsion.



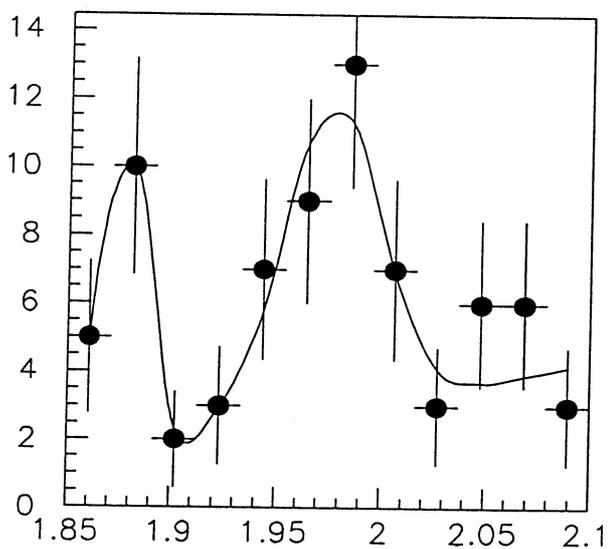
$9 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 16 \text{ GeV}/c$



$16 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 23 \text{ GeV}/c$



$23 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 30 \text{ GeV}/c$



$30 \text{ GeV}/c < P(D_s) < 45 \text{ GeV}/c$

Figure B.4: Distribution de masse du méson D_s dans le canal $K^{*0} K$ par intervalle d'impulsion.

Dans les 2 tableaux suivants, sont donnés les coefficients α_i et β_i , le nombre de mésons D_s , dans chaque intervalle d'impulsion, ainsi que son erreur associée.

Intervalle d'impulsion (GeV/c)	α_i	β_i	N_{D_s}
$10 \leq P(D_s) < 15$	0.12	0.44	139 ± 29
$15 \leq P(D_s) < 20$	0.19	0.33	111 ± 21
$20 \leq P(D_s) < 25$	0.24	0.16	84 ± 14
$25 \leq P(D_s) < 30$	0.22	0.06	54 ± 10
$30 \leq P(D_s) < 45$	0.23	0.02	33 ± 7

Distribution de l'impulsion du D_s pour le canal $\phi \pi$

Intervalle d'impulsion (GeV/c)	α_i	β_i	N_{D_s}
$09 \leq P(D_s) < 16$	0.12	0.56	83 ± 21
$16 \leq P(D_s) < 23$	0.25	0.35	81 ± 29
$23 \leq P(D_s) < 30$	0.36	0.07	47 ± 16
$30 \leq P(D_s) < 45$	0.27	0.02	20 ± 7

Distribution de l'impulsion du D_s pour le canal $K^{*0} K$

Le résultat de l'ajustement est présenté sur les figures B.5 et B.6 pour les deux modes. Le nombre de mésons D_s provenant d'un quark c dans le canal $\phi \pi$ est de 138 ± 26 et d'un quark b de 287 ± 39 . Pour le canal $K^{*0} K$, on trouve respectivement 78 ± 22 et 153 ± 34 .

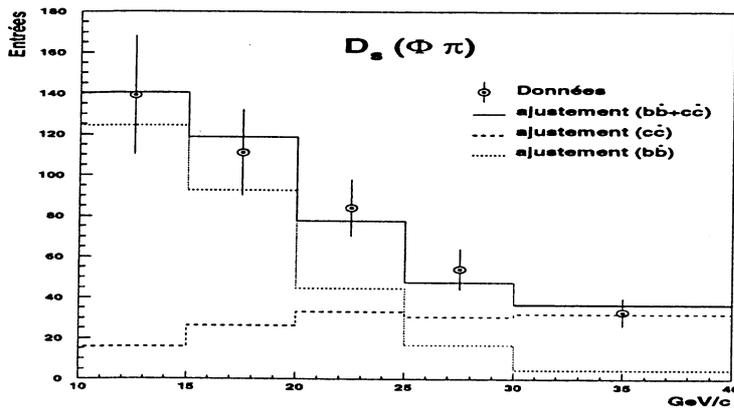


Figure B.5: Distribution de l'impulsion du méson D_s (données, Monte-Carlo) pour le mode $\phi \pi$.

On peut alors déduire le produit $R(Z^0 \rightarrow c\bar{c}) \times P(c \rightarrow D_s)$, où $R(Z^0 \rightarrow c\bar{c})$ représente la

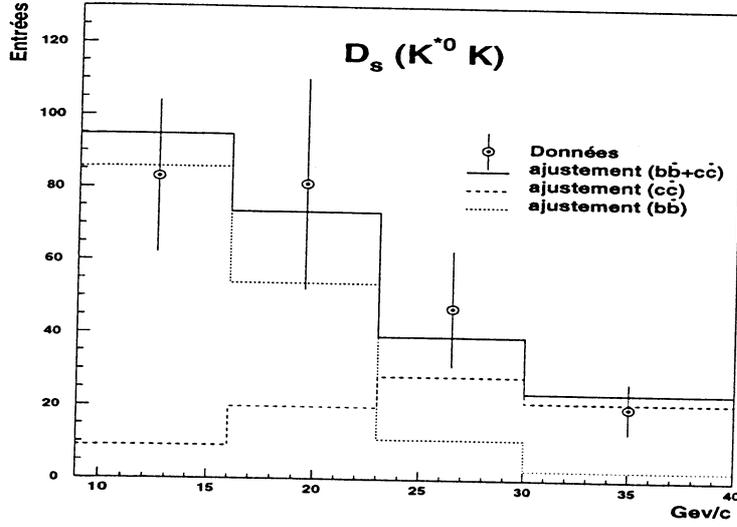


Figure B.6: Distribution de l'impulsion du méson D_s (données, Monte-Carlo) pour le mode $K^{*0} K$.

probabilité qu'un Z^0 se désintègre en un quark c (ainsi que la même relation pour $R(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) \times P(b \rightarrow D_s)$). Elle s'écrit sous la forme :

$$R(Z^0 \rightarrow c\bar{c}) \times P(c \rightarrow D_s) = \frac{N(D_s^c)}{2N(Z^0)Br_{total}(D_s \rightarrow \phi \pi (K^{*0} K))\epsilon_c(\phi \pi (K^{*0} K))}$$

avec :

- $N(Z^0)$: nombre d'événements hadroniques utilisés dans nos échantillons.
- $Br_{total}(D_s \rightarrow \phi \pi) = Br(D_s \rightarrow \phi \pi) \times Br(\phi \rightarrow K^\pm K^\mp) = 1.72 \pm 0.20 \%$.
- $Br_{total}(D_s \rightarrow K^{*0} K) = Br(D_s \rightarrow K^{*0} K) \times Br(K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp) = 2.20 \pm 0.33 \%$.
- $\epsilon_c(\phi \pi)$ et $\epsilon_c(K^{*0} K)$ sont les efficacités de sélection dans les 2 modes pour des mésons D_s provenant de l'hadronisation d'un quark c . L'évaluation de ces efficacités est faite à partir de la simulation pour la partie cinématique et des données pour l'identification. Leurs valeurs sont :

$$\epsilon_c(\phi \pi) = 6.8 \pm 0.7 \% \quad , \quad \epsilon_c(K^{*0} K) = 3.7 \pm 0.5 \%$$

Comme le rapport $Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)/Br(D_s \rightarrow \phi \pi)$ est mieux connu que le rapport d'embranchement $Br(D_s \rightarrow K^{*0} K)$ ($95 \pm 10 \%$ au lieu de $3.3 \pm 0.4 \%$), nous allons tout

d'abord mesurer le produit $R_c \times P(c \rightarrow D_s) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi)$. Dans le mode $\phi\pi$, on trouve une valeur de :

$$R_c \times P(c \rightarrow D_s) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi) (\phi\pi) = (0.774 \pm 0.147(stat.) \pm 0.014(Bran.) \pm 0.088(Stat.MC)) \cdot 10^{-3}$$

Dans le second mode, la valeur est de :

$$R_c \times P(c \rightarrow D_s) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi) (K^{*0}K) = (0.615 \pm 0.174(stat.) \pm 0.065(Bran.) \pm 0.072(Stat.MC)) \cdot 10^{-3}$$

En combinant les deux résultats précédants, on trouve la valeur suivante :

$$R_c \times P(c \rightarrow D_s) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi) = (0.706 \pm 0.130(stat. + stat.MC + Bran.)) \cdot 10^{-3}$$

On en déduit alors le produit suivant :

$$R_c \times P(c \rightarrow D_s) = (20.2 \pm 3.7(stat. + stat.MC + Bran.) \pm 2.3(Bran(D_s \rightarrow \phi\pi))) \cdot 10^{-3}$$

On procède alors de la même façon pour estimer $R_b \times P(b \rightarrow D_s)$:

$$R_b \times P(b \rightarrow D_s) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi) (\phi\pi) = (1.325 \pm 0.180(stat.) \pm 0.024(Bran.) \pm 0.080(Stat.MC)) \cdot 10^{-3}$$

$$R_b \times P(b \rightarrow D_s) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi) (K^{*0}K) = (0.936 \pm 0.270(stat.) \pm 0.099(Bran.) \pm 0.056(Stat.MC)) \cdot 10^{-3}$$

$$R_b \times P(b \rightarrow D_s) \times Br(D_s \rightarrow \phi\pi) = (1.203 \pm 0.164(stat. + stat.MC + Bran.)) \cdot 10^{-3}$$

$$R_b \times P(b \rightarrow D_s) = (34.4 \pm 4.7(stat. + stat.MC + Bran.) \pm 3.9(Bran(D_s \rightarrow \phi\pi))) \cdot 10^{-3}$$

Il nous faut maintenant évaluer les erreurs systématiques de ces 2 mesures. Les tableaux suivants rendent compte de celles-ci.

Source	Erreur ($\phi\pi$)	Erreur ($K^{*0}K$)
Efficacité de reconstruction	± 0.10	± 0.14
Statistique Monte-Carlo	± 0.11	± 0.12
Fragmentation du c	± 0.08	± 0.03
Frangmentation du b	± 0.11	± 0.13
τ_B	± 0.02	± 0.01

Erreurs systématiques sur $R_c \cdot P(c \rightarrow D_s)$ pour les modes $\Phi\pi$ et $K^{*0}K$.

L'erreur systématique due aux spectres d'impulsions des mésons D_s provenant de l'hadronisation d'un quark c ou b a été estimée en effectuant une variation des valeurs ϵ_c et ϵ_b de l'ordre de grandeur nécessaire pour reproduire les erreurs sur les valeurs d'énergie moyenne des mésons charmés et beaux. L'incertitude sur le temps de vie moyen des mésons beaux ($1.54 \pm 0.10 ps$) et des mésons D_s ($0.467 \pm 0.017 ps$) a été aussi prise en compte.

Source	Erreur ($\phi \pi$)	Erreur ($K^{*0} K$)
Efficacité de reconstruction	± 0.09	± 0.13
Statistique Monte-Carlo	± 0.06	± 0.06
Fragmentation du c	± 0.04	± 0.02
Fragmentation du b	± 0.06	± 0.07
τ_B	± 0.01	± 0.01

Erreurs systématiques sur $R_b.P(b \rightarrow D_s)$ pour les modes $\Phi \pi$ et $K^{*0} K$.

Le résultat final nous donne :

$$R(Z^0 \rightarrow c\bar{c}) \times P(c \rightarrow D_s) = (20.2 \pm 3.2 (stat.) \pm 4.0 (syst.) \pm 2.4 (bran.)) \cdot 10^{-3}$$

$$R(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) \times P(b \rightarrow D_s) = (34.4 \pm 4.3 (stat.) \pm 4.1 (syst.) \pm 4.2 (bran.)) \cdot 10^{-3}$$

On peut ainsi retrouver l'estimation que l'on avait faite du taux de production des mésons D_s :

$$P(Z^0 \rightarrow D_s) = (10.92 \pm 1.10(stat.) \pm 1.63(syst.)) \%$$

On peut aussi déduire $R(Z^0 \rightarrow c\bar{c})$, en utilisant les mesures des autres contributions à la fragmentation du quark c [70] avec :

$$R(Z^0 \rightarrow c\bar{c}) = R(Z^0 \rightarrow c\bar{c}) \times (P_{c \rightarrow D^0} + P_{c \rightarrow D^+} + P_{c \rightarrow D_s} + (1 + \delta_{\Xi_c, \Sigma_c})P_{c \rightarrow \Lambda_c})$$

où $\delta_{\Xi_c, \Sigma_c} = 0.15 \pm 0.05$ décrit la fraction de $P_{c \rightarrow \Xi_c}$ et $P_{c \rightarrow \Sigma_c}$.

On obtient alors :

$$R(Z^0 \rightarrow c\bar{c}) = 0.164 \pm 0.011 (stat.) \pm 0.013 (syst.)$$

On peut comparer ce résultat à la valeur moyenne des expériences LEP, en 1995 [63], qui est de $15.83 \pm 0.98 \%$. On constate donc que la valeur trouvée par DELPHI est tout à fait compatible.

Bibliographie

- [1] DELPHI collaboration, *Performance of the DELPHI Detector*, DELPHI 95-112 PHYS 547, 30 Juin 1995.
- [2] DELPHI Technical proposal, CERN/LEPC/83-3.
DELPHI Progress Report, CERN/LEPC/84-16.
DELPHI collaboration, Nucl. Inst. and Meth. A303 (1991)233-276
- [3] T.Adye et al. *Architecture and performance of the DELPHI Data Acquisition and Control System* . DELPHI 91-93 DAS 113, 14 Novembre 1991.
- [4] DELPHI collaboration, *DELSIM, DELPHI event generator and detector simulation, reference manual*. DELPHI 89-68 PROG 143, 1 Septembre 1989.
- [5] N.Cabibbo, *Unitarity Symmetry and Leptonic Decays*, Phys.Rev.Lett. (1963) 531.
- [6] L.Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev.Lett. 51 (1983) 1945.
- [7] F.J.Gilman et Y.Nir, *Quark mixing : the CKM picture*, Annu.Rev.Nucl.Part.Sci. 40 (1990) 213.
- [8] S.W.Herb et al, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV at 400 – GeV Proton Nucleus Collisions*, Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 252.
- [9] M.Artuso, *B Decays*, World Scientific (1992) 57.
- [10] T.Sjöstrand, *QCD and jets at LEP*, CERN-TH. 5902/90.
- [11] C.Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt et P.M.Zerwas, *Scaling Violations in inclusive $e^+ e^-$ annihilation spectra*, Phys.Rev. D27 (1983) 105.
- [12] T.Sjostrand, *PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3*, CERN-TH.6488/92.
- [13] G.Altarelli et al., *Leptonic Decay of Heavy Flavors*, Nucl.Phys. 208 (1982) 365.
- [14] N.Igsur et al., *Semileptonic B and D decays in the quark model*, Phys. Rev. D39 (1989) 799.
- [15] M.Bauer, B.Steck et M.Wirbel, *Exclusive Semileptonic Decays of Heavy Mesons*, Z.Phys bf C29 (1985) 637 et , *Exclusive Non-Leptonic Decays of D^-, D_s^- and B^- Mesons*, C34 (1987) 103.

- [16] J.G.Korner et G.A.Schuler, *Exclusive Semi-Leptonic Decays of Bottom Mesons in the Spectator Quark Model*, Z.Phys. C38 (1988) 511 et , *erratum*, C41 (1989) 690.
- [17] N.Igsur et M.Wise, *Weak Decays of Heavy Mesons in the Static Quark Approximation*, Phys.Lett. 232 (1989) 113, et *Weak Transition Form Factors Between Heavy Mesons*, Phys.Lett. 237 (1990) 527.
- [18] D.Green, *Beauty for beginners*, FERMILAB, Novembre 1992.
- [19] M.Bauer, B.Stech et M.Wirbel, *Exclusive Non-Leptonic Decays of D^- , D_s^- and B^- Mesons*, Z.Phys. C 34 (1987) 103.
- [20] R.Rueckl, preprint MPI-PH/36/1989.
- [21] I.Bigi, *B decay*, World Scientific (1992) 102.
- [22] J.D.Bjorken, preprint SLAC-PUB-5389, décembre 1990.
- [23] J.L.Cortes, X.Y.Pham et A.Tounsi, *Mass Effects in Weak Decays of Heavy Particles*, Phys.Rev. D25 (1982) 188.
- [24] Review of Particle Properties, Phys.Rev D 50 (1994) 1596.
- [25] W.Venus, Plenary Talk at the Lepton Photon Symposium, Cornell (1994).
- [26] CLEO coll., *Exclusive and Inclusive Semileptonic Decays of B Mesons to D Mesons*, Phys.Rev D43 (1991) 651.
- [27] ARGUS coll., *Measurement of the Lifetime Ratio $\tau(B^+)/\tau(B^0)$* , Phys.Lett. B232 (1989) 554.
- [28] *Proceedings of the 1994 International Conference of High Energy Physics*, Glasgow (1994).
- [29] E.D.Commins et H.P.Bucksbaum, *Weak Interactions of Leptons and Quarks*, Cambridge University Press (1983).
- [30] K.R.Schubert, *Flavour Oscillation*, Progress in Particle and Nuclear Physics, vol. 21, Pergamon Press (1988).
- [31] G.Altarelli, *Three Lectures on Flavour Mixing*, CERN-TH.4897/87.
- [32] S.Stone, *The Quark Mixing Matrix, Charm decays and B Decays*, presented at International Symposium on the Production and Decay of Heavy Flavors, Stanford (1987).
- [33] A.Pais et S.B.Treiman, *CP Violation in Charmed-Particle Decays*, Phys.Rev. D12 (1975) 2744.
- [34] A.Ali et Z.Z.Aydin, *Weak Mixing and CP Violation involving Heavy Quarks and Possible Measurements in $e^+ e^-$ Experiments*, Nucl.Phys B148 (1979) 165.
- [35] A.J.Buras, W.Slominski et H.Steger, *B-Meson Decay, CP Violation, Mixing Angles and the Top Quark Mass*, Nucl.Phys. B238 (1984) 529.

- [36] G. Altarelli et al., CERN-TH / 4745 - 87.
- [37] A. Fridman, CERN-EP / 88 - 123.
- [38] M.K. Gaillard et B.W. Lee, $\Delta I = \frac{1}{2}$ Rule for Non-Leptonic Decays in Asymptotically Free Field Theories, Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 108.
- [39] G. Altarelli et L. Maiani, Octet enhancement of non-leptonic weak interactions in asymptotically free gauge theories, Phys.Lett. B 52 (1974) 351.
- [40] O. Haan et B. Stech, Violation of the $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ rule in non-leptonic decays, Nucl.Phys. B 22 (1970) 448.
- [41] B.Y. Blok et M.A. Shifman, Toward a theory of weak hadronic decays of charmed mesons, Sov.J.Nucl.Phys 45 (1987) 135.
- [42] B.Y. Blok et M.A. Shifman, Weak non-leptonic decays of charmed mesons in QCD sum rules, Sov.J.Nucl.Phys 45 (1987) 301.
- [43] B.Y. Blok et M.A. Shifman, Weak non-leptonic decays of charmed mesons. Comparing theory with experiment, Sov.J.Nucl.Phys 45 (1987) 522.
- [44] B.Y. Blok et M.A. Shifman, Weak non-leptonic decays of charmed mesons, Sov.J.Nucl.Phys 46 (1987) 767.
- [45] T.M. Aliev, V.L. Eletskii et Y. Kogan, The calculation of the transition form factors $D_s \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$ and the Kobayashi-Maskawa matrix element U_{cs} , Sov.J.Nucl.Phys 40 (1984) 527.
- [46] V0TASK, The V^0 Identification, DELPHI Note, Juin 1995.
- [47] ALEPH Collaboration, Measurement of D_s meson production in Z decays and of the B_s^0 lifetime, CERN-PPE/95-092, Juin 1995.
- [48] ALEPH Collaboration, An investigation of B_d^0 and B_s^0 oscillations, Phys. Lett. B322 (1994) 441.
- [49] ARGUS Collaboration, Production of D_s mesons in B decays and determination of f_{D_s} , Z.Phys. C54 (1992) 1.
- [50] CLEO Collaboration, Exclusive and inclusive decays of B mesons into D_s mesons, Phys.Rev.Lett. 64 (1990) 2117.
- [51] CLEO Collaboration, Observation of the decay $B \rightarrow FX$, Phys.Rev.Lett. 56 (1986) 2781.
- [52] E691 Collaboration, Phys.Rev.Lett. 60 (1988) 897.
- [53] CLEO Collaboration, Phys.Lett. B226 (1989) 192.
- [54] MARK3 Collaboration, Phys.Rev.Lett. 63 (1989) 1211.
- [55] NA14 Collaboration, Phys.Lett. B246 (1990) 261.

- [56] E691 Collaboration, Phys.Rev.Lett. 62 (1989) 125.
- [57] WA82 Collaboration, Phys.Lett. B305 (1993) 177.
- [58] DELPHI Collaboration, *Updated Precision Measurement of the Average Lifetime of B Hadrons*, DELPHI 95-94 PHYS 529, June 1995.
- [59] DELPHI Collaboration, *B_s^0 meson lifetime*, DELPHI 95-82 PHYS 517, June 1995.
- [60] DELPHI Collaboration, *Lifetime of charged and neutral B hadrons using event topology*, Z. Phys. C 68, 363-374 (1995).
- [61] OPAL Collaboration, *Improved measurements of the B^0 and B^+ meson lifetimes*, CERN-PPE/95-19, 1995.
- [62] LEP B lifetimes group. D. Bloch et al., *Averaging Lifetimes for B hadron species at LEP*, ALEPH 94-198, DELPHI 94-164 PHYS 467, OPAL TN276.
- [63] S.Komamiya, *b- and c- physics*, PL4, International Europhysics Conference on High Energy Physics, Bruxelles, Juillet 1995.
- [64] ALEPH Collaboration, *Study of the $B_s^0 \bar{B}_s^0$ oscillation frequency using $D_s^- l^+$ combinations in Z decays*, CERN-PPE/96-30, 6 Mars 1996.
- [65] G.Borisov et C.Mariotti, *Fine tuning of track parameter resolution of the DELPHI detector*, DELPHI 95-142 PHYS 567, 31 Aout 1995.
- [66] R.Aleksan, *CP violation and $B - \bar{B}$ oscillations*, PL5, International Europhysics Conference on high Energy Physics, Bruxelles, Juillet 1995.
- [67] I.Laktineh and F.Zach (DELPHI Collaboration), *Measurement of $R_c \cdot P_{c \rightarrow D_s}$ and $R_b \cdot P_{b \rightarrow D_s}$ using inclusive $D_s \rightarrow \phi\pi$ and $D_s \rightarrow K^{*0}K$ channels*, DELPHI 96-41PHYS 613, 28 Mars 1996.
- [68] V.Gibson, PA-2, XXVII International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Juillet 1994.
- [69] OPAL Collaboration, Z. Phys. C67 (1995) 27.
- [70] T.Brenke et al. (DELPHI Collaboration), *Summary of R_c measurements in DELPHI*, DELPHI 96-xxx PHYS xxx, 8 Mars 1996.

Liste des figures

I.1	Le LEP et les sites des différentes expériences.	4
I.2	Le LEP et les sites des différentes expériences.	4
I.3	Orbites décrites par les électrons dans la technique Pretzel utilisée à LEP. . .	5
I.4	Vue d'ensemble du détecteur DELPHI	7
I.5	Référentiel DELPHI.	8
I.6	Le détecteur micro-vertex :les 3 couches en coupe transverse	9
I.7	Géométrie de la TPC.	11
I.8	Vue transversale d'un des 12 secteurs de la TPC.	12
I.9	Lignes de champ dans le système de détection de la TPC.	12
I.10	Système de surveillance-laser de la TPC. Le faisceau d'un laser, divisé en trois, produit les traces par photo-ionisation du mélange gazeux. La trajectoire reconstruite doit être une droite.	13
I.11	Vue longitudinale d'un secteur du RICH.	14
I.12	Inclusion et placement en quinconce des chambres à muons dans un secteur du calorimètre hadronique HCAL.	16
I.13	Vue générale du calorimètre hadronique.	19
I.14	Géométrie projective du calorimètre hadronique.	20
I.15	La perte d'énergie dE/dx exprimée en minimum d'ionisation en fonction de l'impulsion pour des candidats électrons, muons, pions, kaons et protons, avec leurs courbes théoriques correspondantes. L'accumulation d'événements au-delà de la partie décroissante de la courbe théorique des protons est due au deutérium produit dans les collisions du faisceau avec les molécules de gaz résiduel dans le tube à vide du LEP.	25
I.16	Forme de la distribution de Landau des points de mesure de l'énergie des fils sensibles de la TPC.	26
I.17	Mesure de l'angle Cherenkov le plus probable des particules en fonction de l'impulsion.	28
II.1	Triangle d'unitarité	40
II.2	Diagramme en boîte des oscillations $B^0 - \bar{B}^0$	41
II.3	Exemple de production de hadrons par annihilation e^+e^-	43
II.4	Fonction de fragmentation de Peterson-Zerwas avec $\epsilon_c = 0.04$ et $\epsilon_b = 0.006$	45
II.5	Diagrammes de désintégration des mésons beaux	48
II.6	Description des 2 opérateurs effectifs (externe d'amplitude c_1 et interne d'amplitude c_2) de la désintégration du b	51
II.7	Evolution de la durée de vie moyenne des hadrons beaux en fonction du temps	53
II.8	Diagrammes en boîte responsable du mélange $B^0 \longleftrightarrow \bar{B}^0$	54

II.9	Evolution de la fonction d'onde $B_q^0(t)$ pour $y = 0$ et différentes valeurs de x - Courbe (1) : contenu en B_q^0 - Courbe (2) : contenu en $\bar{B}_q^0 - \tau_B = 1.54 \cdot 10^{-12}$ s	58
II.10	Diagramme spectateur responsable de la contribution majeure a Γ	59
II.11	Représentation de la fonction $F\left(\frac{m_i^2}{M_W^2}\right)$	61
II.12	Les différents diagrammes en boîte contribuant au mélange D^0 et B^0	62
II.13	Présentation qualitative de la désintégration faible d'un méson lourd en 5 hadrons. Les lignes épaisses sont les quarks, les lignes ondulées les gluons, le point le vertex de l'interaction faible et le cercle la région de confinement.	63
II.14	Diagramme spectateur	64
II.15	Diagrammes extérieur (a) et intérieur (b) correspondants à la désintégration $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	64
II.16	Diagramme d'annihilation au processus $D_s^+ \rightarrow K^{*0} K^+$	65
II.17	Diagramme associé au processus $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	66
III.1	Distribution de masse invariante $\Delta M = m(K\pi)\pi - m(K\pi)$.	74
III.2	Distribution de masse invariante m_{D^0} .	75
III.3	Distributions de masse invariante m_{D^*} .	76
III.4	Distributions de masse invariante m_{D^*} .	76
III.5	Distributions de masse invariante m_{K^0} .	78
III.6	Distributions de masse invariante m_{K^0} .	78
III.7	Distributions de l'estimateur combiné TPC-RICH pour des échantillons de kaons et de pions	80
III.8	Distribution de la probabilité d'identification des kaons à partir de l'information combinée de la TPC et du RICH estimée dans les données au moyen des désintégrations $D^* \rightarrow D^0 \pi \rightarrow K \pi \pi$ (figures de gauche). Distribution de la probabilité d'identification des pions à partir de l'information combinée de la TPC et du RICH estimée dans les données au moyen des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi \pi$ (figures de droite).	81
III.9	Distribution de masse invariante $m_{K^+K^-}$ obtenue sur les données 1994.	83
III.10	Distribution de la probabilité du χ^2 du vertex du D_s .	84
III.11	Distribution de l'angle Ψ du D_s .	85
III.12	Distributions de masse invariante m_{D_s} .	86
III.13	Distributions de masse invariante m_{D_s} .	87
III.14	Distribution de masse invariante m_{D_s} obtenue sur les données simulées.	88
III.15	Evolution de $f(Z^0 \rightarrow D_s X)$ en fonction de la coupure sur la distance de vol	90
III.16	Distribution de masse invariante m_D obtenue sur les données simulées.	94
III.17	Distributions de masse invariante m_{D_s} .	95
III.18	Distributions de masse invariante m_{D_s} .	95
III.19	Distributions des spectres d'impulsion des deux kaons du D_s .	97
III.20	Distribution de masse invariante m_{D_s} .	102
III.21	Distribution de masse invariante m_{D_s} .	103
III.22	Distribution du spectre d'impulsion du troisième pion du D_s .	104
IV.1	Ajustement de la distribution de l'impulsion $P(B)$ par rapport à l'impulsion du méson D_s .	112
IV.2	Spectres d'impulsions du méson D_s dans les deux canaux étudiés et selon sa provenance (b ou c)	113

IV.3	Distribution de masse du méson D_s par intervalle d'impulsion pour le canal $\phi\pi$	114
IV.4	Distribution de masse du méson D_s par intervalle d'impulsion pour le canal K^*K	115
IV.5	Distributions des nombres d'événements par intervalles d'impulsion pour les données et la simulation dans le cas $\phi\pi$	116
IV.6	Distributions des nombres d'événements par intervalles d'impulsion pour les données et la simulation dans le cas K^*K	117
IV.7	Distributions de masse du D_s par intervalle de longueur de vol pour le canal $\phi\pi$	119
IV.8	Distributions de masse du D_s par intervalle de longueur de vol pour le canal $K^{*0}K$	120
IV.9	Distributions des nombre d'événements par intervalles de longueur de vol pour la simulation et l'ajustement dans les cas $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ pour des D_s provenant de paires $c\bar{c}$	122
IV.10	Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour la simulation et l'ajustement dans les cas $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ pour des D_s provenant de paires $b\bar{b}$	123
IV.11	Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour la simulation et l'ajustement dans les cas $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ pour des D_s provenant de paires $q\bar{q}$	124
IV.12	Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour les données et l'ajustement dans les cas $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ pour le temps de vie des mésons beaux.	127
IV.13	Distributions des nombres d'événements par intervalles de longueur de vol pour les données et l'ajustement dans les cas $\phi\pi$ et $K^{*0}K$ pour le temps de vie du méson B_s^0	131
IV.14	Temps de vie des hadrons beaux estimés par différentes expériences (Juillet 1995)	135
IV.15	Temps de vie du méson B_s^0 estimés par différentes expériences (Juillet 1995)	136
IV.16	Temps de vie des hadrons beaux estimés par différentes expériences (Juillet 1995)	137
V.1	Diagrammes de Feynman pour les contributions B_s^0 et B_d^0 aux mésons D_s	141
V.2	Diagrammes de Feynman pour les contributions B_u^+ et $c\bar{c}$ aux mésons D_s	142
V.3	Distribution de la quantité Q_h dans le cas de la simulation pour des événements $\phi\pi$ venant d'un quark b ou d'un quark \bar{b}	144
V.4	Distribution de la charge du jet pour les données (points) et la simulation (histogramme)	146
V.5	Distributions des quantités dbx , db_y et db dans le cas de la simulation pour des événements $\phi\pi$	148
V.6	Distributions des quantités dbx , db_y et db dans le cas de la simulation pour des événements $K^{*0}K$	149
V.7	Distribution du nombre de traces utilisées pour réaliser le vertex du hadron beau.	150
V.8	Distributions des quantités $\sigma(P)/P$ dans le cas de la simulation pour les événements $\phi\pi$ et $K^{*0}K$	151

V.9	Distributions des quantités $\sigma(\tau)/\tau$ dans le cas de la simulation pour les événements $\phi\pi$ et $K^{*0}K$	152
V.10	Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s pour 2 lots de coupures dans le canal $\phi\pi$. Les points noirs représentent les événements simulés reconstruits par notre méthode. Les étoiles représentent des événements simulés sélectionnés par la coupure en \mathcal{P} et les carrés blancs la simulation pure pour des mésons B_s^0 ayant oscillé.	155
V.11	Distribution de l'amplitude en fonction du paramètre x_s dans le canal $\phi\pi$. Les points noirs représentent les événements simulés reconstruits par notre méthode. Les étoiles représentent des événements simulés sélectionnés par la coupure en \mathcal{P} et les carrés blancs la simulation pure pour des mésons B_s^0 ayant oscillé.	156
V.12	Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s dans le canal $K^{*0}K$. Les points noirs représentent les événements simulés reconstruits par notre méthode. Les étoiles représentent des événements simulés sélectionnés par la coupure en \mathcal{P} et les carrés blancs la simulation pure pour des mésons B_s^0 ayant oscillé.	157
V.13	Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s dans le canal $\phi\pi$. Les points noirs représentent les mésons B_s^0 . Les carrés blancs représentent les mésons B_d^0 et les étoiles l'ensemble des deux mésons.	158
V.14	Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s dans le canal $\phi\pi$. Les points noirs représentent les événements reconstruits, les deux autres courbes représentent les limites statistiques.	160
V.15	Distributions de l'amplitude en fonction du paramètre x_s dans le canal $K^{*0}K$. Les points noirs représentent les événements reconstruits, les deux autres courbes représentent les limites statistiques.	161
V.16	Distributions de la masse invariante $\phi\pi$ (haut) et $K^{*0}K$ (bas) pour les coupures précédemment définies.	162
V.17	Distributions de $\sigma(A(x_s^2) - A(x_s^1))$ pour la simulation pour des valeurs de x_s^1 de 6.0 (figure de gauche) et de 10.0 (figure de droite).	163
V.18	Distributions de $\sigma(A(x_s^2) - A(x_s^1))$ pour les données pour des valeurs de x_s^1 de 6.0 (figures de gauche) et de 10.0 (figure de droite).	164
V.19	Distribution du rapport \mathcal{R} en fonction de x_s pour les 2 canaux combinés dans la simulation	165
V.20	Distribution du rapport \mathcal{R} en fonction de x_s pour les deux canaux combinés dans les données.	166
V.21	Distributions de l'impulsion, de la masse et du temps de vie du méson beau reconstruit. Les points représentent les données et l'histogramme en pointillés la simulation.	168
A.1	Distributions du paramètre d'impact pour le processing 94B1 selon les couches du microvertex touchées. L'histogramme représente la simulation et les points les données.	177
A.2	Distributions de la significiance avant correction des erreurs. L'histogramme représente la simulation et les points les données.	178
A.3	Distributions de la significiance après correction des erreurs. L'histogramme représente la simulation et les points les données.	179

A.4	Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie avant correction.	180
A.5	Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie après correction officielle.	181
A.6	Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie après correction sur 94B2.	182
A.7	Distribution de la différence entre la longueur de vol reconstruite et la longueur de vol vraie après correction sur 94B1.	183
B.1	Distributions de masse du méson D_s , dans les canaux $\phi \pi$ et $K^{*0} K$	187
B.2	Distributions de l'impulsion du méson D_s , à partir de l'hadronisation de paires $c\bar{c}$ (figure du haut) et $b\bar{b}$ (figure du bas).	188
B.3	Distribution de masse du méson D_s , dans le canal $\phi \pi$ par intervalle d'impulsion.	189
B.4	Distribution de masse du méson D_s , dans le canal $K^{*0} K$ par intervalle d'impulsion.	190
B.5	Distribution de l'impulsion du méson D_s , (données, Monte-Carlo) pour le mode $\phi \pi$	191
B.6	Distribution de l'impulsion du méson D_s , (données, Monte-Carlo) pour le mode $K^{*0} K$	192

NOM : ZACH (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)		DATE de SOUTENANCE
Prénoms : François, Pierre		10 Mai 1996
TITRE : Mesure du temps de vie du méson B_s^0 et étude de ses oscillations temporelles par le détecteur DELPHI au LEP		
NATURE :		Numéro d'ordre : 097-96
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		DOCTORAT DE 3e CYCLE
		Spécialité : Physique des Particules
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME :		
<p> Nous mesurons le taux de production du méson D_s, dans trois modes de désintégration à l'aide des 2.700.000 désintégrations hadroniques du Z^0, accumulés par l'expérience DELPHI entre 1991 et 1994. Nous pouvons ainsi apporter des confirmations aux modèles théoriques existants. Nous déterminons aussi le temps de vie du méson B_s^0 par une méthode d'ajustement de la distribution du nombre de mésons D_s se désintégrant par intervalle de longueur de vol. Enfin, nous abordons l'étude des oscillations temporelles du méson B_s^0 par une méthode de visualisation directe du paramètre x_s. Cela nous permet de donner une limite à ce paramètre et ainsi d'apporter des éléments nouveaux pour la confirmation du Modèle Standard. </p>		
MOTS-CLES : Taux de production du méson D_s , Temps de vie du méson B_s^0 , Oscillations temporelles du méson B_s^0 , Paramètre x_s , Modèle Standard.		
Laboratoire(s) de recherches :		
Institut de Physique Nucléaire de Lyon - Université Claude Bernard Lyon I		
Directeur de recherches : G.SMADJA		
Président du jury : J.E.AUGUSTIN		
Composition du jury : M.B.GAVELA, J.E.AUGUSTIN, D.DECAMP, A.FALVARD, L.FAYARD, G.SMADJA		204 pages